

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

Polarisierte Elektronen in der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

von
Christoph Steier

For measurements of the spin structure of the nucleon a polarized electron beam is needed up to the maximum beam energy of the Electron Stretcher Accelerator ELSA. The polarized electrons are produced in a dedicated source using the photo effect with circularly polarized laser light on a GaAs superlattice crystal. To conserve the polarization level throughout the energy ramp it is necessary to cross and correct for several depolarizing resonances. The differences in the resonance crossing process compared to previous experiments at proton accelerators were studied in detailed simulations. For this purpose a spin tracking code (SPTRACK) was implemented that includes the effects of synchrotron oscillations and synchrotron radiation on the resonance crossing. Based on the results of these calculations a harmonic correction scheme was adopted for imperfection resonances. A system of pulsed quadrupole magnets to prevent depolarization due to intrinsic resonances was designed, constructed and installed at the accelerator. Several measurements performed with polarized beam in ELSA showed good agreement with all predictions of the simulations. All correction methods worked as expected. Recently polarized electrons have been accelerated up to 2.1 GeV with only small depolarization.

Post address:
Nußallee 12
53115 Bonn
Germany



BONN-IR-99-07
Bonn University
March 1999
ISSN-0172-8741

UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

**Polarisierte Elektronen in der
Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA**

von
Christoph Steier

Dieser Forschungsbericht wurde von der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn als Dissertation angenommen.

Angenommen am: 18.3.1999
1. Referent: D. Husmann
2. Referent: W. Schwille

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	3
2. Spinbewegung in Kreisbeschleunigern	6
2.1 Grundlagen der linearen Strahlbewegung in Kreisbeschleunigern	6
2.2 Nichtlineare Strahlbewegung	21
2.3 Spinbewegung	24
3. Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA	38
3.1 Die Beschleunigeranlagen in Bonn	38
3.2 Quellen polarisierter Elektronenstrahlen	40
3.3 Polarimeter für hohe Energien	45
3.4 Einrichtungen zur Strahl diagnose am Speicherring	47
3.5 Strahlpräparation in der externen Strahlführung	49
3.6 Das GDH-Experiment	51
4. Methoden zur Polarisierungserhaltung in ELSA	52
4.1 Stärken depolarisierender Resonanzen in ELSA	52
4.2 Korrekturmethode für die Kreuzung depolarisierender Resonanzen	54
4.3 Probleme adiabatischer Resonanzquerung bei ELSA	61
4.4 Resonanzen im Booster-Synchrotron	66
4.5 Imperfektionsresonanzen bei ELSA	67
4.6 Intrinsische Resonanzen	76
4.7 Auswirkungen von Resonanzen höherer Ordnung	82
5. Quadrupolmagnete zur schnellen Arbeitspunktänderung	86
5.1 Positionierung der Quadrupole	86
5.2 Ungewollte Nebenwirkungen auf die Strahldynamik	89
5.3 Auslegung der Magnete	94
5.4 Netzgeräte für die Sprungquadrupole	104
5.5 Messungen an den Quadrupolmagneten	107
5.6 Inbetriebnahme des Gesamtsystems	108
6. Beschleunigung polarisierter Elektronen in ELSA	115
6.1 Optimierung der Spinorientierung bei der Injektion	115
6.2 Resonanzquerung	116
6.3 Korrektur der depolarisierenden Resonanzen	122
6.4 Erreichte Polarisierungsgrade	130
7. Zusammenfassung	132

A. Auswirkungen der Synchrotronstrahlung auf die Spinbewegung	134
A.1 Spindiffusion bei der adiabatischen Resonanzkreuzung	134
A.2 Sokolov-Ternov-Effekt	138
B. Entwurf und Inbetriebnahme des Systems von Absaugelektroden	143
Literaturverzeichnis	148
Danksagung	155

1. Einführung

Teilchenbeschleuniger werden seit nunmehr fast 100 Jahren zur Untersuchung immer kleinerer Bauelemente der Materie und ihrer Wechselwirkung sowie zur Erzeugung neuer, in der Natur sonst nicht vorkommender (Elementar-) Teilchen genutzt. In den letzten Jahrzehnten bekam dabei die Untersuchung der Spinstruktur eine zunehmende Bedeutung. Um diese zu ermöglichen, wird eine polarisierte¹ Sonde, ein polarisiertes Zielobjekt oder eine Analyse des Spinzustandes der Reaktionsfragmente benötigt. Eine sogenanntes Doppelpolarisationsexperiment, bei dem z.B. Strahl und Zielobjekt polarisiert sind, ermöglicht bereits sehr genaue Aussagen über die Spinstruktur der untersuchten Objekte.

Um solche Experimente zu ermöglichen, werden bereits seit einigen Jahren polarisierte Teilchenstrahlen in Beschleunigern erzeugt. Bei Protonen wird der Strahl dabei in allen bisherigen Fällen bereits in der Strahlquelle polarisiert erzeugt, während es bei Elektronen prinzipiell zwei Möglichkeiten der Erzeugung gibt: In kreisförmigen Elektronenbeschleunigern baut sich (bei geeigneter Optimierung der Maschine) aufgrund einer Asymmetrie in den Wahrscheinlichkeiten für durch die Synchrotronstrahlung verursachte Übergänge zwischen den verschiedenen Spinzuständen eine transversale Polarisation des Elektronenstrahls auf (Sokolov-Ternov-Effekt [1]). In Speicherringen kann dieser Effekt für Experimente mit internem Target genutzt werden. Ein erstes Experiment dieser Art ist HERMES [2] an HERA (DESY, Hamburg). Wegen der langen Aufbauzeiten (mehr als 10 Minuten) ist diese Methode der Selbstpolarisation für Experimente mit externen Strahlen nicht verwendbar. Deshalb müssen in diesem Fall Quellen polarisierter Elektronenstrahlen verwendet werden.

Bei einem linearen Beschleuniger (wie z.B. dem SLC am SLAC in Stanford, USA) bleibt der Polarisationsgrad eines in einer polarisierten Quelle erzeugten Elektronenstrahls (bis auf geringe Verluste) erhalten. Dies liegt daran, daß der Strahl den Beschleunigerkomplex nur einmal durchquert. Die Polarisationsrichtung kann am Eingang so eingestellt werden, daß am Target die benötigte longitudinale Polarisation zur Verfügung steht. Dies gilt auch für Microtrons und rezirkulierende Linearbeschleuniger wie MAMI an der Universität Mainz und CEBAF am TJNAF in Newport News, USA.

Demgegenüber treten in Kreisbeschleunigern (wie bei der Bonner Anlage) bei bestimmten Strahlenergien depolarisierende Resonanzen auf. Die Ursache der depolarisierenden Resonanzen liegt in der Wechselwirkung der periodischen Eigenbewegung des Spinvektors² mit ebenfalls periodischen horizontalen Magnetfeldern [3]. Dies kann eine Diffusion des Polarisationsvektors aus der vertikalen Ebene heraus verursachen. Da bei flachen Kreisbeschleunigern aber nur die vertikale Orientierung des Spins stabil ist, führt diese Diffusion zu einer Erniedrigung des Polarisationsgrades. Um die Polarisation im gesamten Energiebereich zu erhalten, müssen daher bei Kreisbeschleunigern gezielte Maßnahmen ergriffen werden.

Die bisherigen Erfahrungen zur Polarisationserhaltung beim Überqueren von depolarisierenden Resonanzen beschränkten sich im wesentlichen auf Protonenbeschleuniger [4–7]. Für Elektronen wurde der Einfluß depolarisierender Resonanzen erstmals am Bonner 2.5 GeV-Synchrotron untersucht [8]. Eine detaillierte quantitative Studie des Querens depolarisierender Resonanzen in einem Elektronenspeicher-ring wird im Rahmen dieser Arbeit beschrieben. Aufgrund der Auswirkungen der Synchrotronstrahlung

¹ D.h. das Ensemble weist eine Vorzugsrichtung seiner Spinorientierung auf.

² Die Präzessionsfrequenz des Spinvektors ist proportional zur Energie des Elektronenstrahls.

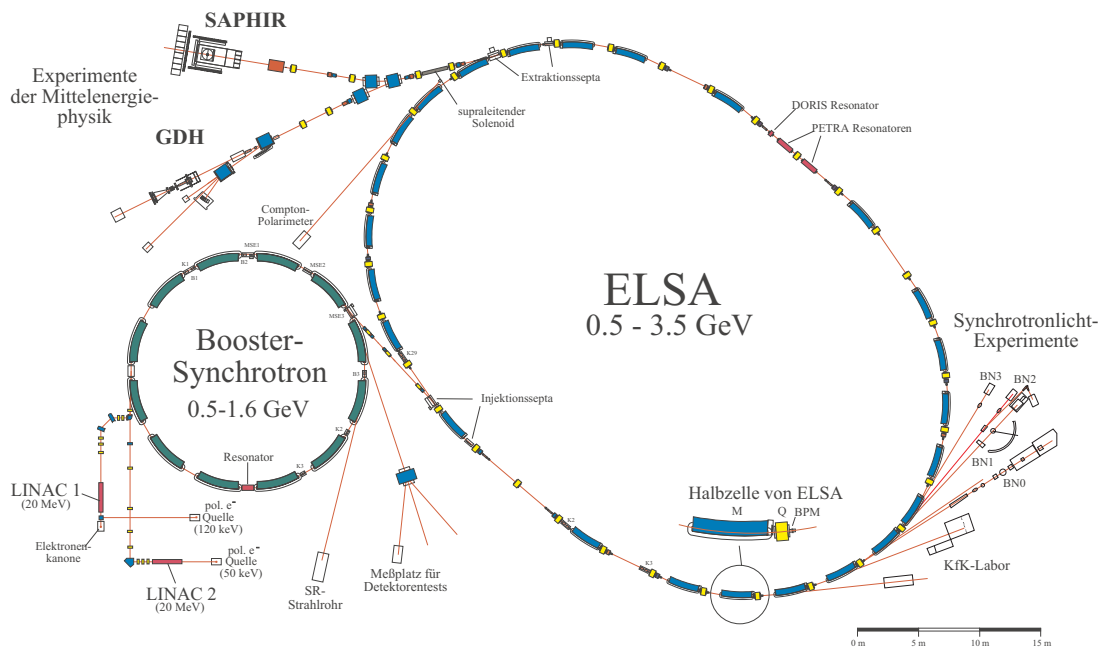


Abb. 1.1: Die Beschleunigeranlage im Physikalischen Institut der Universität Bonn.

existieren einige erhebliche Unterschiede zu Protonenbeschleunigern, die experimentell vermessen und durch Simulationen erklärt wurden.

Die Messungen wurden an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA [9] am Physikalischen Institut der Universität Bonn durchgeführt (siehe Abbildung 1.1), die im Jahr 1987 in Betrieb genommen wurde. Eine ihrer Aufgaben ist es, einen „kontinuierlichen“ Nutzstrahl an den externen Experimenten zu ermöglichen. Mit unpolarisiertem Strahl können externe Ströme zwischen einigen pA und 100 nA bereitgestellt werden. Mit polarisiertem Strahl sind die Ströme derzeit aufgrund der geringeren Intensität, die von den polarisierten Quellen geliefert werden können, noch auf unter 1 nA beschränkt. Als Extraktionsmethode aus ELSA findet die langsame Resonanzextraktion mit Hilfe einer drittelzahligen Resonanz der Betatronschwingungen, die durch Sextupole angeregt wird, Verwendung [9, 10]. ELSA kann externe Elektronenstrahlen mit Strahlenergien bis 3.5 GeV zur Verfügung stellen.

Zusätzlich wird ELSA im Speicherringmodus für Experimente mit Synchrotronlicht genutzt. Dabei werden Ströme bis 250 mA (abhängig von der Speicherenergie) in ELSA akkumuliert und anschließend bei Energien zwischen 1.6 und 3.0 GeV gespeichert. Die Lebensdauern des Strahles liegen im Bereich von bis zu fünf Stunden bei 2.3 GeV Strahlenergie und 25 mA zirkulierendem Strom.

Der Inhalt dieser Arbeit gliedert sich wie folgt: Im zweiten Kapitel wird zunächst eine Einführung in die Grundlagen der Beschleunigerphysik gegeben, sofern sie zum Verständnis der Effekte bei der Beschleunigung polarisierter Elektronen in ELSA notwendig sind. Dazu wird sowohl die longitudinale und transversale Strahldynamik, als auch die Synchrotronstrahlung behandelt. Anschließend wird die Spinbewegung in Kreisbeschleunigern diskutiert.

Im nächsten Kapitel wird die Beschleunigeranlage ELSA vorgestellt und alle für die Durchführung der Messungen im Rahmen dieser Arbeit relevanten Komponenten werden kurz erläutert. Zudem werden die ersten Experimente, die an ELSA mit polarisierten Elektronen durchgeführt werden, kurz beschrieben.

Anschließend werden die Methoden vorgestellt, die man zur Erhaltung des Polarisationsgrades in Kreisbeschleunigern anwenden kann. Darauf aufbauend werden Rechnungen präsentiert, die die Anwendbarkeit dieser Methoden bei ELSA untersuchen. Abschließend wird in diesem Kapitel das gewählte Korrekturkonzept vorgestellt.

Im fünften Kapitel wird die Projektierung, der Detailentwurf, der Bau, die Inbetriebnahme und die Kalibration gepulster Quadrupolmagnete (die im weiteren als Sprungquadrupole bezeichnet werden) beschrieben, die zur Vermeidung der Depolarisation bei einem der Resonanztypen genutzt werden.

Danach werden die Meßergebnisse präsentiert, die beim Studium der depolarisierenden Resonanzen in ELSA gewonnen wurden. Diese Ergebnisse werden mit Simulationsvoraussagen verglichen. Zudem werden Ergebnisse der erfolgreichen Tests verschiedener Korrekturschemata präsentiert. Unter anderem werden die Resultate zur Resonanzquerung unter Verwendung der Sprungquadrupole beschrieben.

Im letzten Kapitel soll schließlich eine Zusammenfassung der Resultate beim Queren und Korrigieren von depolarisierenden Resonanzen in ELSA erfolgen. Zudem wird ein kurzer Ausblick auf Perspektiven für den weiteren Experimentierbetrieb gegeben.

Im ersten Anhang werden Rechnungen zum Einfluß der Synchrotronstrahlung auf die Spinbewegung in ELSA vorgestellt. Dazu kommen sowohl analytische Rechnungen als auch ein im Rahmen dieser Arbeit erstelltes Simulationsprogramm (Spintrackingprogramm) zum Einsatz. Die Rechenmethoden und Grundlagen des Programmes werden dabei erläutert.

Anschließend wird das System aus Absaugelektroden beschrieben, das vor allem im Speicherringbetrieb von ELSA für die Nutzer von Synchrotronlicht die Strahlqualität erheblich verbessert. Es bewirkt durch die Abschwächung der Effekte durch eingefangene Ionen eine verringerte Verschiebung und Streuung des vertikalen Betatronarbeitspunktes und vereinfacht so den Einsatz der Sprungquadrupole erheblich.

2. Spinbewegung in Kreisbeschleunigern

In Kreisbeschleunigern werden Strahlen geladener Teilchen durch elektrische Felder beschleunigt und durch magnetische Felder auf eine Kreisbahn gezwungen und fokussiert. Dabei kann die Energie der Teilchen erhöht werden, und die Teilchen können unter bestimmten Voraussetzungen bezüglich des Aufbaus des Magnetringes für lange Zeiten (einige Stunden) gespeichert werden.

In den nachfolgenden Abschnitten erfolgt zunächst eine Einführung in die zugrundeliegenden Bewegungsgleichungen. Das Hauptgewicht liegt dabei darauf, die wichtigsten Konzepte und Effekte vorzustellen, da das Feld viel zu weiträumig ist, um hier zusätzlich noch alle notwendigen Herleitungen darzulegen. In dieser Einführung wird die Bewegung in den transversalen Ebenen¹ sowie der longitudinalen Ebene beschrieben und die Auswirkungen der Synchrotronstrahlung erläutert.

Anschließend wird eine Einführung in die Bewegung des Teilchenspins in elektromagnetischen Feldern gegeben. Dabei wird der Spinorformalismus eingeführt, der Simulationsrechnungen erheblich vereinfacht. Die Behandlung der Spinbewegung erfolgt im Rahmen dieser Arbeit in den meisten Fällen semiklassisch, wobei natürlich der Quantencharakter der Energieabgabe aufgrund der Synchrotronstrahlung berücksichtigt wird, aber Asymmetrien in Übergangswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Spinzustände unberücksichtigt bleiben. Dies ist möglich, weil die betrachteten Vorgänge (im Vergleich zu den Zeitskalen, in denen die Übergangasymmetrien die Spinbewegung beeinflussen) sehr schnell sind. Nur bei der Beschreibung des Sokolov-Ternov-Effektes, der zu einer Selbstpolarisation eines Elektronenstrahles führen kann, spielt die volle quantenmechanische Beschreibung des Teilchenspins eine Rolle.

2.1 Grundlagen der linearen Strahlbewegung in Kreisbeschleunigern

Wie auch bei vielen anderen Problemstellungen in der Physik besteht in der Beschleunigerphysik die Möglichkeit, die Bewegung der Teilchen in der Beschleunigeranlage zunächst in linearer Näherung zu betrachten. Hieraus lassen sich bereits viele Aussagen für die vollständige Beschreibung gewinnen. Die Elemente, die man in der linearen Näherung berücksichtigen muß, sind alle magnetischen Elemente, deren Feld höchstens linear von den transversalen Koordinaten der Teilchen abhängt. Dies sind also Dipolmagnete, die die Teilchen auf eine Kreisbahn zwingen und Quadrupolmagnete, die als Linsen fungieren. In Analogie zur geometrischen Optik nennt man einen gegebenen Satz von Positionen und Stärken der Quadrupolmagnete Beschleunigeroptik.

Zusätzlich müssen für die Bewegung in der longitudinalen Ebene die Hohlraumresonatoren, in denen den Strahlteilchen Energie zugeführt wird, berücksichtigt werden. In beiden Ebenen ist zudem noch die Synchrotronstrahlung einzubeziehen, auch wenn sie durch ihren Quantencharakter nicht vollständig in die linearisierte Theorie hineinpaßt.

¹ In der Beschleunigerphysik hat es sich – ursprünglich aus dem englischen Sprachgebrauch kommend – eingebürgert, von der (beispielsweise) horizontalen Ebene zu sprechen. Damit ist der horizontale Phasenraum aus Orts- und Geschwindigkeitskoordinate gemeint. Im strengen Wortsinn müßte man natürlich entweder von horizontaler Richtung oder horizontaler Phasenraumbene sprechen.

2.1.1 Transversale Strahlbewegung

Beschleunigerkoordinatensystem

In Kreisbeschleunigern wird üblicherweise ein lokal kartesisches Koordinatensystem genutzt, um die Teilchenbewegung zu beschreiben. Die horizontale Koordinate wird mit x , die vertikale² mit y oder z und die Koordinate entlang des Ringes mit s bezeichnet. Dabei bezeichnen x und z den Abstand eines Teilchens von der idealen Gleichgewichtsbahn, also der Bahn, die durch die Mitten aller unverstellten (also auf Sollposition stehenden) magnetischen Elemente verläuft. Eine schematische Darstellung dieses Koordinatensystems ist in Abbildung 2.1 wiedergegeben.

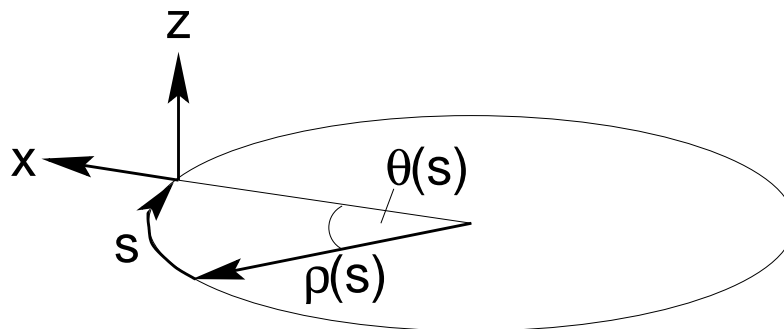


Abb. 2.1: Skizze des zur Beschreibung der Teilchenbewegung in Kreisbeschleunigern genutzten Koordinatensystems. x und z sind die transversalen Koordinaten und s ist die Position entlang des Ringes. θ ist der entsprechende Azimutwinkel und $\rho(s)$ der lokale Ablenkradius.

Gleichgewichtsbahn

Während es bei einem idealen Beschleuniger ohne Feld- und Aufstellungsfehler trivial ist, daß für ein Sollteilchen ohne Energiefehler eine geschlossene Trajektorie existiert, die dann mit der idealen Gleichgewichtsbahn zusammenfällt, ist der Fall eines realen Beschleunigers nicht mehr ganz so einfach. Es gilt aber auch hier, daß für nicht zu große Feld- und Aufstellfehler der Magnete sowie für eine geeignete Wahl der Beschleunigeroptik weiterhin eine bereits nach einem Umlauf geschlossene Trajektorie existiert. Diese ist eindeutig und wird Gleichgewichtsbahn beziehungsweise im englischen Sprachgebrauch „closed orbit“ genannt. Sie verläuft im allgemeinen nicht mehr durch die Mitte der Magnete.

Eine Störung der Gleichgewichtsbahn durch eine Ablenkung an einer Stelle des Ringes, die sowohl durch einen Positions- als auch durch einen Feldfehler verursacht werden kann, beeinflusst die Gleichgewichtsbahn entlang des gesamten Ringes. Mittels kleiner Zusatzmagnete, sogenannter Korrekturdipolmagnete, besteht die Möglichkeit, die Fehler der Gleichgewichtsbahn (also die Abweichung der Gleichgewichtsbahn vom idealen Orbit) zu minimieren. Dazu muß zunächst eine Messung der Gleichgewichtsbahn erfolgen und anschließend mit einem Korrekturalgorithmus ein Satz an Korrektorstärken berechnet werden [11–14]. Wie man später sehen wird, ist eine gute Korrektur der vertikalen Gleichgewichtsbahn eine entscheidende Voraussetzung, um eine Depolarisation in Kreisbeschleunigern zu vermeiden.

Außerdem besteht die Möglichkeit mittels drei oder mehr Korrektoren eine lokale Beule in die Gleichgewichtsbahn einzufügen, die den Orbit außerhalb dieser Korrektoren nicht beeinflusst [15]. Auch dieses Verfahren wird sich für polarisierte Elektronen als wichtig herausstellen.

² Bei ELSA und in einem Großteil des deutschen Sprachraumes ist es üblich, die vertikale Koordinate mit z zu bezeichnen. Deshalb wird auch im Rahmen dieser Arbeit z für die vertikale Ebene verwendet werden.

Teilchen, die eine transversale Ablage gegenüber der Gleichgewichtsbahn aufweisen, werden durch die magnetischen Linsen (Quadrupolmagnete) wieder zur Sollbahn zurückgeführt und führen damit transversale, pseudoharmonische Schwingungen um die Gleichgewichtsbahn aus, die sogenannten Betatronschwingungen³. Diese werden im nachfolgenden Abschnitt genauer behandelt.

Betatronoszillationen

Die Bewegung der Teilchen in den transversalen Ebenen wird durch die nachfolgenden Gleichungen beschrieben [15, 16]:

$$x'' - \left(k(s) - \frac{1}{\rho(s)^2} \right) x = \frac{1}{\rho(s)} \frac{\Delta p}{p}, \quad (2.1)$$

$$z'' + k(s)z = 0, \quad (2.2)$$

$$\text{mit } k(s) = \frac{e}{p} \frac{\partial B_z}{\partial x}, \quad (2.3)$$

wobei x , z , s und ρ bereits auf der vorhergehenden Seite definiert wurden, p der Sollimpuls des Teilchens und Δp die Abweichung vom Sollimpuls ist. Die Ableitungen beziehen sich jeweils auf die longitudinale Koordinate, also z.B. $x' = \frac{dx}{ds}$. e ist die elektrische Elementarladung, B_z das vertikale Magnetfeld. k wird normalisierte Quadrupolstärke genannt. Innerhalb von Quadrupolmagneten ist $k(s)$ nahezu konstant und überall sonst verschwindend klein. Die normalisierte Quadrupolstärke $k(s)$ ist so definiert, daß für einen horizontal fokussierenden Quadrupolmagneten $k < 0$ gilt und entsprechend $k > 0$ für einen vertikal fokussierenden Quadrupolmagneten. Die Funktion $k(s)$ ist bei Kreisbeschleunigern periodisch, wobei immer eine Periodizität nach einem Umlauf vorliegt ($k(s_0 + 2\pi R) = k(s_0)$). Die Periode kann aber auch kleiner sein, wenn der Beschleuniger zusätzliche Symmetrien aufweist. Man spricht in diesem Fall von Superperiodizität und es gilt dann $k(s_0 + \frac{2\pi R}{P}) = k(s_0)$. Für ELSA ist die Superperiodizität $P = 2$.

Obige Differentialgleichungen gelten nur, sofern man die Kopplung der beiden transversalen Ebenen untereinander vernachlässigen kann. Dies ist für reale Beschleuniger nicht immer der Fall, da verkippete Quadrupolmagnete, Solenoidfelder oder Ablagen der Gleichgewichtsbahn in Magneten mit höheren Multipolanteilen in ihren Feldern zu einer Kopplung der transversalen Phasenräume führen.

Die homogene Version der Gleichungen 2.1 und 2.2 ist die sogenannte Hillsche Differentialgleichung. Sie beschreibt die transversalen Betatronschwingungen für Teilchen ohne Energieabweichung. Sie ähnelt der Differentialgleichung eines harmonischen Oszillators, nur ist hier die der Federkonstanten beim harmonischen Oszillator entsprechende Funktion k nicht mehr zeitunabhängig, sondern hängt periodisch von der Position s entlang des Ringes ab und deshalb aufgrund der Bewegung der Teilchen in longitudinaler Richtung auch von der Zeit.

Die Lösungen der homogenen Hillschen Differentialgleichung sind durch [16]

$$y(s) = \sqrt{\epsilon_y \beta_y(s)} e^{\pm i\phi_y(s)} \quad \text{mit } y \in \{x, z\} \quad (2.4)$$

gegeben, wobei das Einsetzen in die obigen Gleichungen die notwendige Nebenbedingung zwischen der Phasenfunktion $\phi(s)$ und der sogenannten Betafunktion $\beta(s)$ liefert:

$$\phi_y(s) = \int_{s_0}^s \frac{1}{\beta_y(\sigma)} d\sigma. \quad (2.5)$$

³ Dieser Name ist dadurch entstanden, daß die transversalen Schwingungen zum ersten Mal in einem Betatron beobachtet wurden.

Die Betafunktion ist eine stetige, positiv definite Funktion, die für einen Beschleuniger aus der gegebenen Anordnung und Stärke der Magnetfelder berechnet werden kann. Hierzu benutzt man üblicherweise Computerprogramme wie z.B. MAD [17]. Die Betafunktion hängt einerseits von s ab, andererseits aber auch von der Stärke aller Quadrupolfelder (und in schwächerem Maße auch anderer Felder) entlang des Ringes. Die Änderung der Stärke eines Quadrupolmagnets beeinflusst also die Betafunktion im gesamten Ring.

Zusätzlich zur Modulation der Schwingungsamplitude mit der Betafunktion gibt es auch einen invarianten Teil der Amplitude, die Emittanz ϵ_y . Für ein einzelnes Teilchen gibt sie die Fläche der Phasenraumellipse an, die die Phasenraumtrajektorie des Teilchen im Laufe einer Schwingung umschließt. Für ein Teilchenensemble wird üblicherweise die Fläche der Phasenraumellipse verwendet, die alle Teilchen innerhalb einer Standardabweichung der transversalen Verteilungsfunktion der Teilchen einschließt⁴. Aufgrund des Satzes von Liouville ist die Emittanz erhalten, solange nur konservative Kräfte auf ein abgeschlossenes Ensemble von Teilchen wirken. Dies ist beispielsweise für Protonen in guter Näherung der Fall, während bei Elektronen die Abstrahlung von Photonen, die sogenannte Synchrotronstrahlung, dazu führt, daß der Satz von Liouville für den Elektronenstrahl nicht mehr gültig ist. Darauf wird in einem nachfolgenden Abschnitt genauer eingegangen.

Durch Division der aktuellen transversalen Schwingungsamplitude eines Teilchens durch die Betafunktion erhält man die sogenannte normalisierte (ortsabhängige) Betatronamplitude

$$A_y(s) = \frac{y(s)}{\sqrt{\beta_y(s)}}. \quad (2.6)$$

Die Strahlgröße an einer Stelle des Ringes ist unter Vernachlässigung der Energieabweichung durch

$$\sigma_y(s) = \sqrt{\epsilon_y \beta_y(s)} \quad (2.7)$$

gegeben.

Eine schematische Darstellung des Zusammenhanges zwischen den Größen, die die transversale Bewegung beschreiben, ist in Abbildung 2.2 gezeigt.

Betatronarbeitspunkt

Die Zahl der transversalen Betatronschwingungen in einem Umlauf wird Betatronarbeitspunkt Q_y genannt. Er ergibt sich aus Gleichung 2.5 zu:

$$Q_y = \frac{\phi_y(s_0 + 2\pi R) - \phi_y(s_0)}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{1}{\beta_y(s)} ds. \quad (2.8)$$

Wenn die transversalen Arbeitspunkte eine Bedingung der Form

$$kQ_x + lQ_z = m \quad \text{mit} \quad k, l, m \in \mathbf{Z} \quad (2.9)$$

erfüllen, können Betatronresonanzen auftreten. Die Ordnung der Resonanz ist durch $|k| + |l|$ gegeben. Für kleine Ordnungen kann die Teilchenbewegung instabil werden und der Strahl geht verloren. Die Ordnung, auf die ein Speicherring dabei sensitiv ist, hängt von seinen Magnetfehlern und der Anordnung seiner Magnete ab. Protonenbeschleuniger sind zumeist sensitiver als Elektronenbeschleuniger. Resonanzen erster Ordnung müssen immer vermieden werden, ebenso Resonanzen, bei denen entweder k oder l gleich zwei und die jeweils andere Zahl gleich Null ist. Höhere Ordnungen können aber auch

⁴ Bei Elektronenbeschleunigern stellt sich in den transversalen Ebenen in guter Näherung ein Gleichgewicht dergestalt ein, daß die Verteilung der Teilchen einer Gaußfunktion entspricht.

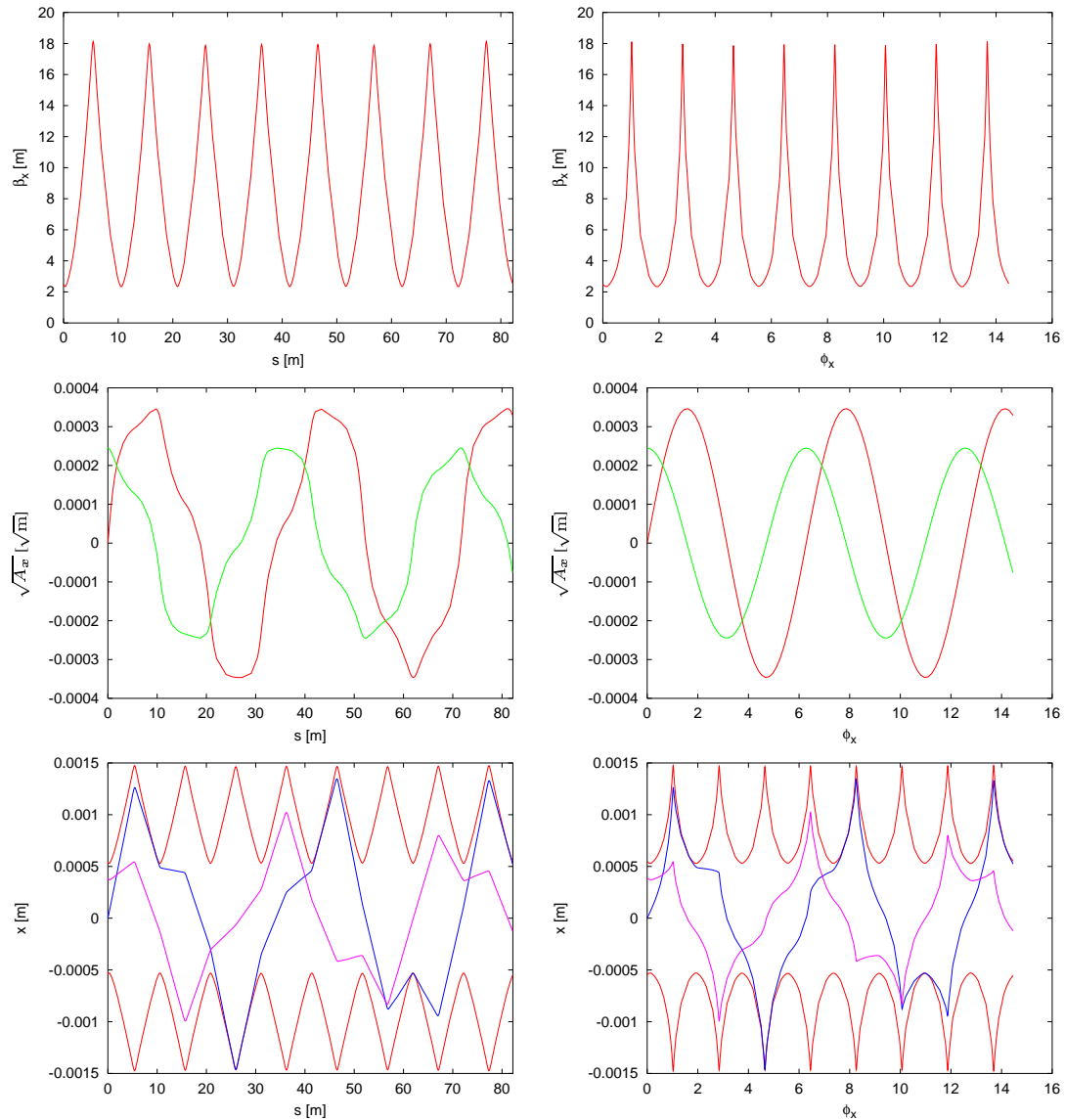


Abb. 2.2: Schematische Darstellung der Betatronschwingungen im Ortsraum und in normalisierten Koordinaten am Beispiel eines Halbringes von ELSA. Alle Abbildungen auf der linken Seite sind als Funktion der Position s entlang des Ringes gezeichnet, die auf der rechten Seite als Funktion des Phasenvorschs $\phi(s)$ der Betatronschwingung. In den obersten Abbildungen ist die Entwicklung der Betafunktion gezeigt. In den mittleren einige Trajektorien von Teilchen mit normalisierten Amplituden. In der unteren Reihe sind sowohl Trajektorien von Teilchen als auch die Einhüllenden der Schwingung in euklidischen transversalen Koordinaten wiedergegeben.

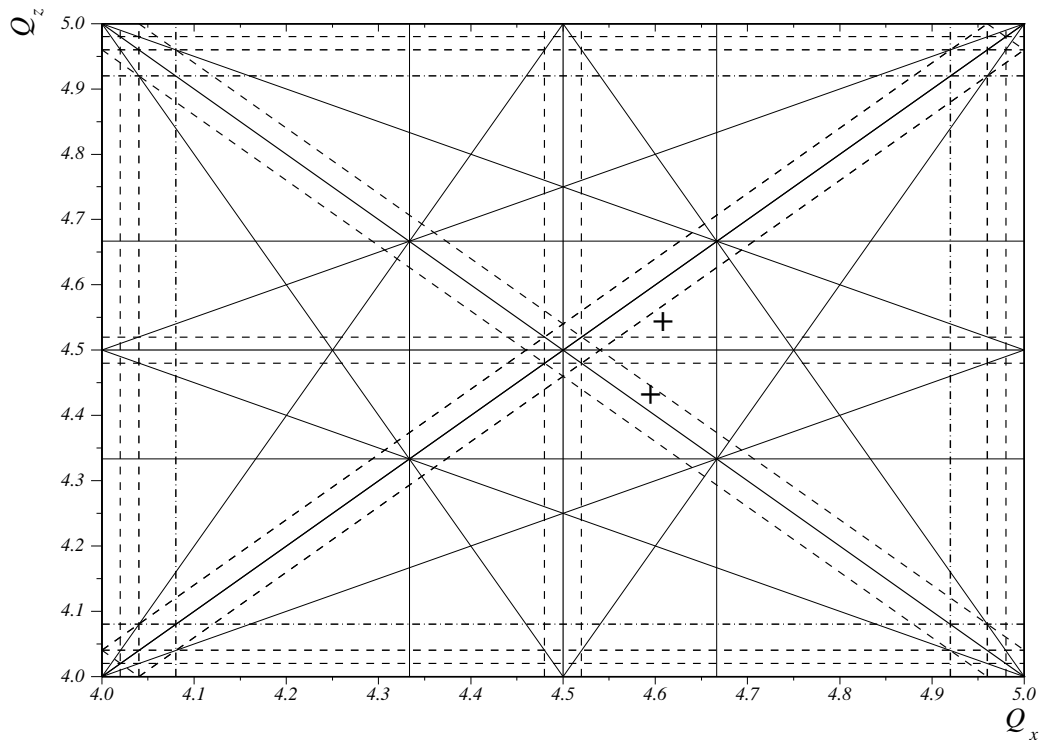


Abb. 2.3: Karte aller Betatronresonanzen bis zur dritten Ordnung für Betatronarbeitspunkte zwischen vier und fünf in ELSA. Zusätzlich sind auch Seitenbänder aufgrund der longitudinalen Oszillationen eingetragen, die in Abschnitt 2.1.2 eingeführt werden. Eingezeichnet sind zwei typische Arbeitspunkte von ELSA (+).

noch zum Strahlverlust führen und haben im allgemeinen Einfluß auf die Strahlqualität. Resonanzen dritter Ordnung werden üblicherweise zur „langsamen“ Extraktion benutzt.

In Abbildung 2.3 ist am Beispiel von ELSA gezeigt, daß bereits Resonanzen bis zur dritten Ordnung, die man möglichst vermeiden sollte, eine erhebliche Einschränkung bei der Arbeitspunktwahl darstellen. Eingezeichnet sind zwei typische Arbeitspunkte, die bei ELSA für die Injektion, während der Erhöhung der Strahlenergie und für den Speicherringbetrieb genutzt werden.

Chromatizität

Für Teilchen mit einer Energieabweichung vom Sollteilchen ändert sich einiges im Vergleich zum bisher beschriebenen Fall. Zunächst soll eine Betrachtung erfolgen, bei dem mit einer statischen Energieabweichung gerechnet wird. Da die Ablenkung eines Teilchens in einem gegebenen Magnetfeld mit größerem Impuls geringer wird, existiert eine Energieabhängigkeit der Fokussierung in den Quadrupolmagneten (siehe Gleichung 2.3 und Abbildung 2.4). Anschaulich verschiebt sich der Brennpunkt der magnetischen Linsen in Abhängigkeit vom Impuls der Teilchen, was zu chromatischer Aberration führt.

Als Resultat dieser energieabhängigen Fokussierung ändert sich nun der Arbeitspunkt mit dem Impuls der Teilchen. Als Chromatizität definiert man

$$Q'_y = p \cdot \frac{dQ_y}{dp} \approx \frac{\Delta Q_y}{\frac{\Delta p}{p}}. \quad (2.10)$$

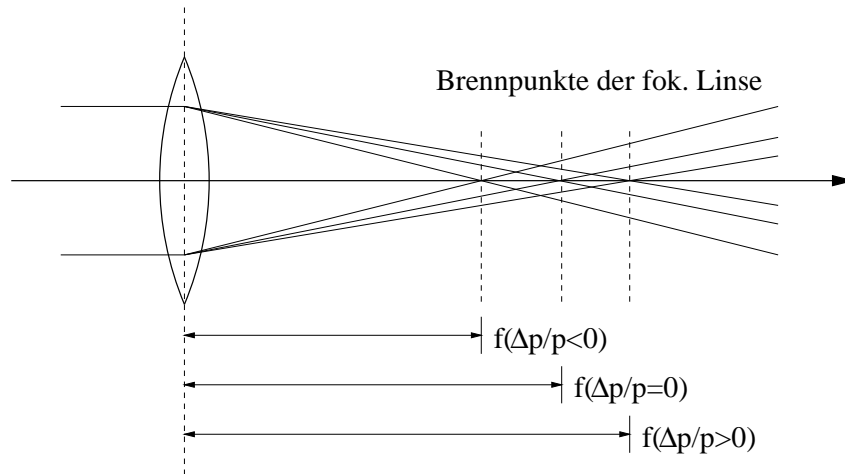


Abb. 2.4: Schematische Darstellung der Ursache der chromatischen Aberrationen von Quadrupolmagneten. Bei einem fokussierenden Quadrupolmagneten liegt der Brennpunkt für ein Teilchen mit niedrigerer Energie näher am Quadrupolmagneten als für ein Teilchen höherer Energie.

Die natürliche Chromatizität eines Beschleunigers, das ist derjenige Anteil, der alleine aufgrund der Energieabhängigkeit der Fokussierung in den Quadrupolmagneten zustandekommt, berechnet sich wie folgt [16]:

$$Q'_x = \frac{1}{4\pi} \oint \beta_x(s) k(s) ds, \quad (2.11)$$

$$Q'_z = -\frac{1}{4\pi} \oint \beta_z(s) k(s) ds. \quad (2.12)$$

Auch Magnete mit höheren Multipolordnungen (vor allem Sextupole) können zur Chromatizität beitragen. Dies wird in Kapitel 2.2.1 beschrieben.

Dispersion

Auch die Ablenkung der Teilchen in den Dipolmagneten nimmt mit steigendem Impuls ab. Bei einem Ring, der beispielsweise nur aus Dipolmagneten bestünde, nähme deshalb der Radius der Bahn linear mit der Energie zu. Dadurch hängt die Gleichgewichtsbahn der Teilchen von ihrer Energie ab. Die Ableitung der Position der Gleichgewichtsbahn nach der relativen Energieabweichung wird als Dispersion bezeichnet. Da Beschleuniger zumeist ebene Ringe sind, ist der Betrag der Dispersion gewöhnlich nur in der horizontalen Ebene nennenswert. In der vertikalen Ebene ist er dann alleine durch Feld- und Aufstellfehler gegeben und entsprechend klein. Definiert ist die Dispersion über

$$D_x(s) = p \cdot \frac{dx(s)}{dp} \approx \frac{\Delta x(s)}{\frac{\Delta p}{p}}. \quad (2.13)$$

Die horizontale Position eines Teilchens mit Energieabweichung ist damit also nicht mehr nur durch die Lösung der homogenen Hillschen Differentialgleichung – also seine Betatronschwingungsamplitude – gegeben, sondern es kommt ein zusätzlicher Anteil hinzu. Die allgemeine Lösung der inhomogenen

Gleichung ist dabei die Summe aus der allgemeinen Lösung der homogenen Gleichung und einer speziellen Lösung der inhomogenen Gleichung:

$$x(s) = x_\beta(s) + D_x(s) \cdot \frac{\Delta p}{p}. \quad (2.14)$$

Dabei beschreibt $x_\beta(s)$ die horizontale Betatronschwingung und ist durch Gleichung 2.4 gegeben. Auch die Strahlbreite für einen Strahl mit endlicher Energiebreite ändert sich dementsprechend gegenüber Gleichung 2.7 und ist durch

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\epsilon_x \beta_x(s) + \left(D_x(s) \cdot \frac{\Delta p}{p} \right)^2} \quad (2.15)$$

gegeben.

Änderung der Bahnlänge

Dadurch, daß die Ablenkung der Teilchen in Dipolmagneten von ihrer Energie abhängt, ergibt sich auch eine Änderung der Länge der Gleichgewichtsbahn mit der Energie. Diese Änderung läßt sich direkt aus der Dispersionsfunktion berechnen, da die Dispersionsfunktion für jede Stelle des Ringes angibt, wie weit die Bahn eines Teilchens mit Energieabweichung transversal von der Gleichgewichtsbahn eines Teilchens mit Sollenergie abweicht. Der Proportionalitätsfaktor zwischen der relativen Energieabweichung eines Teilchens und der relativen Längenänderung seiner Teilchenbahn wird „momentum compaction factor“ α_C genannt und ist wie folgt definiert [15]:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta R}{R} =: \alpha_C \frac{\Delta p}{p}, \quad (2.16)$$

wobei L der Umfang des Ringes und R der mittlere Ablenkradius, also $\frac{L}{2\pi}$ ist. α_C läßt sich aus der Dispersion und dem lokalen Krümmungsradius durch ein Integral um den gesamten Ring berechnen:

$$\alpha_C = \frac{1}{2\pi R} \oint \frac{D_x(s)}{\rho(s)} ds =: \frac{1}{2\pi R} I_1, \quad (2.17)$$

wobei I_1 eines der sogenannten Synchrotronintegrale ist und durch diese Gleichung definiert ist.

Im allgemeinen Fall tragen zwei Effekte dazu bei, daß sich die Umlaufzeit für ein Teilchen mit Energieabweichung ändert. Einmal kann sich für nichtrelativistische Teilchen die Geschwindigkeit noch erheblich mit der Energieabweichung ändern. Zum anderen führt die vorgenannte Änderung der Bahnlänge zu einer Änderung der Umlaufzeit. In der Kombination aus beiden Effekten ergibt sich

$$\frac{\Delta T_{\text{rev}}}{T_{\text{rev}}} = -\eta \frac{\Delta p}{p} = -\left(\frac{1}{\gamma^2} - \alpha_C \right) \frac{\Delta p}{p}, \quad (2.18)$$

wobei γ der Lorentzfaktor ist.

Da in einem Elektronenspeicherring die Geschwindigkeit der umlaufenden Teilchen üblicherweise sehr nahe bei der Lichtgeschwindigkeit liegt, ist dort für die Umlaufzeit der Einfluß von Geschwindigkeitsunterschieden vernachlässigbar. Stattdessen werden Unterschiede in den Umlaufzeiten vollständig durch die Änderung der Bahnlänge aufgrund der Dispersion bestimmt. Es gilt also

$$\frac{\Delta T_{\text{rev}}}{T_{\text{rev}}} \approx \frac{\Delta R}{R} = \alpha_C \frac{\Delta p}{p}. \quad (2.19)$$

2.1.2 Longitudinale Strahldynamik

Der Phasenraum der longitudinalen Schwingung der Teilchen wird durch den Energieunterschied und den Phasenabstand eines Teilchens relativ zu einem Sollteilchen aufgespannt. Dieses Sollteilchen ist so definiert, daß es exakt mit der nominellen Energie E_0 und der nominellen Umlauffrequenz $\frac{1}{T_{\text{rev}}} = \frac{\nu_{\text{HF}}}{h}$ umläuft. Dabei ist ν_{HF} die Frequenz des Hochfrequenzfeldes in den Hohlraumresonatoren, die dem Strahl Energie zuführen, und h die sogenannte Harmonischenzahl, d.h. das Verhältnis aus HF-Frequenz und Umlauffrequenz. Durch die Harmonischenzahl ist gleichzeitig die Zahl der möglichen Elektronenpakete (der sogenannten „buckets“) gegeben. Ein gefüllter „bucket“ wird als „bunch“ bezeichnet.

Zusätzlich zur Energiezufuhr durch diese zeitlich veränderlichen elektrischen Felder in den Hohlraumresonatoren verliert der Strahl auch Energie durch die Synchrotronstrahlung. Auf die Synchrotronstrahlung und ihre Auswirkungen wird im nachfolgenden Abschnitt näher eingegangen. In diesem Zusammenhang ist nur wichtig, daß es einen typischen mittleren Energieverlust U_0 pro Umlauf gibt, der von der Energie der Teilchen und der Magnetstruktur des Beschleunigers abhängt.

In Abbildung 2.5 ist die zeitliche Variation des elektrischen Feldes in den Hohlraumresonatoren für typische Betriebsparameter von ELSA im Speicherringbetrieb wiedergegeben. Die vertikale Achse ist dabei normiert auf den Energieverlust pro Umlauf. Angegeben ist also der sogenannte Überspannungsfaktor, der bei ELSA in diesem Betrieb typischerweise etwa bei sieben liegt. Es gibt eine stabile Phase, das ist die Phasenlage, bei der dem Teilchen genausoviel Energie zugeführt wird, wie es durch die Synchrotronstrahlung verliert. Sie liegt bei Elektronenbeschleunigern, die bei relativistischen Energien operieren, üblicherweise auf der abfallenden Flanke. Für ELSA ist sie bei den vorgenannten Parametern nur wenig vom Nulldurchgang entfernt, der Abstand beträgt 8.21° . Die horizontale Achse gibt den Abstand der Phase eines Teilchens von der synchronen Phase an.

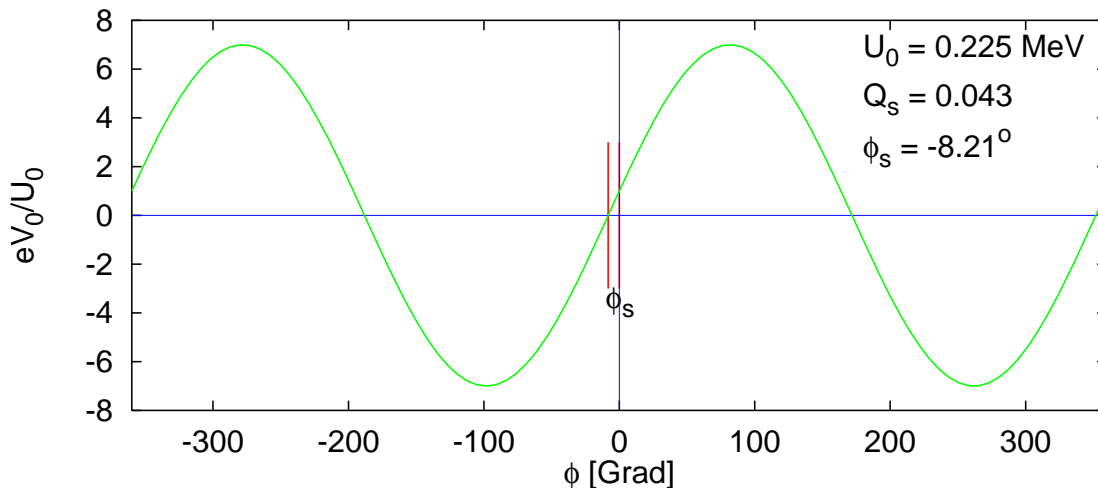


Abb. 2.5: Zeitliche Variation der HF-Spannung. Die vertikale Achse ist auf den Energieverlust pro Umlauf normiert. Die horizontale Achse ist der Phasenabstand des Teilchens relativ zum Sollteilchen. Ein Teilchen, das vor dem Sollteilchen an den HF-Resonatoren ankommt, hat eine positive Phase ϕ . Die Parameter der Abbildung entsprechen den Standardeinstellungen von ELSA im Synchrotronlichtbetrieb bei 2.3 GeV.

Kombiniert man den Energiegewinn durch das elektrische Feld in den Hohlraumresonatoren und den systematischen Energieverlust durch die Synchrotronstrahlung zu einem Potential für die longitudinale Bewegungsebene, so erhält man den in Abbildung 2.6 wiedergegebenen Verlauf. Es bilden sich im

Abstand von 360° , das ist genau eine Wellenlänge der Hochfrequenz in den Hohlraumresonatoren – bei ELSA also alle 60 cm – lokale Minima des Potentials heraus. Um diese Minima herum ist eine beschränkte Schwingung möglich. Der sie umgebende Potentialtopf legt die stabilen Phasenbereiche fest. In der Nähe der Minima variiert das Potential annähernd quadratisch, so daß dort harmonische Schwingungen auftreten. Diese longitudinalen Oszillationen werden Synchrotronschwingungen genannt⁵.

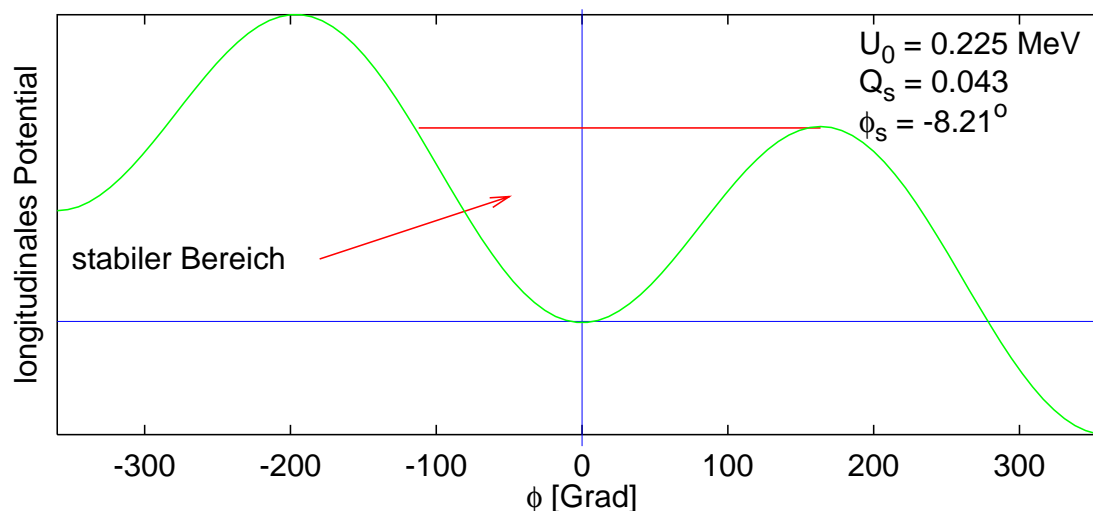


Abb. 2.6: Potential der longitudinalen Schwingung, gegeben durch das Potential der Hochfrequenz aus den Hohlraumresonatoren und den Energieverlust durch Synchrotronstrahlung. Die Berechnung wurde für die gleichen Strahlparameter von ELSA durchgeführt wie in Abbildung 2.5.

Die Bewegung in der longitudinalen Ebene wird durch folgende Schwingungsgleichung zweiter Ordnung beschrieben [18]:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{R p}{h \eta \omega_{\text{rev}}} \frac{d\phi}{dt} \right] + \frac{e V_0}{2\pi} (\sin \phi - \sin \phi_s) = 0, \quad (2.20)$$

wobei R der mittlere Ablenkradius, p der Impuls, ϕ_s der stabile Phasenwinkel und ω_{rev} die Umlauffrequenz des Sollteilchens ist. V_0 ist die maximale Spannung in den Hohlraumresonatoren und $\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \alpha_C$ (für Elektronenbeschleuniger gilt meist $\eta \approx -\alpha_C$).

Da sich R , p , η , ω_{rev} und V_0 häufig sehr viel langsamer mit der Zeit ändern als $(\sin \phi - \sin \phi_s)$, kann diese Schwingungsgleichung zumeist durch die nachfolgende Gleichung genähert werden:

$$\ddot{\phi} + \frac{\Omega_s^2}{\cos \phi_s} (\sin \phi - \sin \phi_s) = 0, \quad (2.21)$$

wobei die Frequenz der Synchrotronschwingungen für kleine Amplituden durch die nachfolgende Beziehung gegeben ist:

$$\Omega_s = \omega_{\text{rev}} \cdot \sqrt{\eta \frac{e V_0 h \cos \phi_s}{2\pi \beta^2 E_0}}. \quad (2.22)$$

$\beta = \frac{v}{c}$ ist dabei die Teilchengeschwindigkeit relativ zur Lichtgeschwindigkeit.

Gleichung 2.21 ähnelt sehr der Schwingungsgleichung eines physikalischen Pendels. Auch das qualitative Verhalten der Lösung ist sehr ähnlich, wie im Phasenraumbild in Abbildung 2.7 zu sehen ist. Für

⁵ Der Name ist dadurch entstanden, daß die longitudinalen Schwingungen zum ersten Mal bei einem Synchrotron beobachtet wurden.

kleine Abstände der Teilchen von der Sollphase erhält man harmonische Schwingungen der Form

$$\phi(\theta) = \hat{\phi} \sin(Q_s \theta + \phi_0), \quad (2.23)$$

$$\frac{\Delta p}{p}(\theta) = \frac{\widehat{\Delta p}}{p} \cos(Q_s \theta + \phi_0), \quad (2.24)$$

wobei $Q_s = \frac{\Omega_s}{\omega_{\text{rev}}}$ der Synchrotronarbeitspunkt⁶ ist. Die harmonischen Schwingungen mit kleiner Amplitude sind im Phasenraumbild dann konzentrische Kreise um die stabile Phase herum. Für größere Abstände von der Sollphase werden die Schwingungen zunehmend anharmonischer, ihre Frequenz nimmt dabei ab. Ab einer bestimmten Amplitude können die Phasenraumtrajektorien dann instabil werden. Die Grenze nennt man Separatrix und sie hat für die Synchrotronschwingung im longitudinalen Phasenraum die bekannte Fischaugenform. Jenseits dieser Grenze sind die Phasenraumtrajektorien unbeschränkt, die Teilchen gehen also schnell verloren. In Abbildung 2.7 ist die Grenze des stabilen Phasenraumbereiches für das in der Bildmitte liegende „bucket“ markiert. Zusätzlich sind in der Abbildung einige stabile und instabile Trajektorien eingezeichnet.

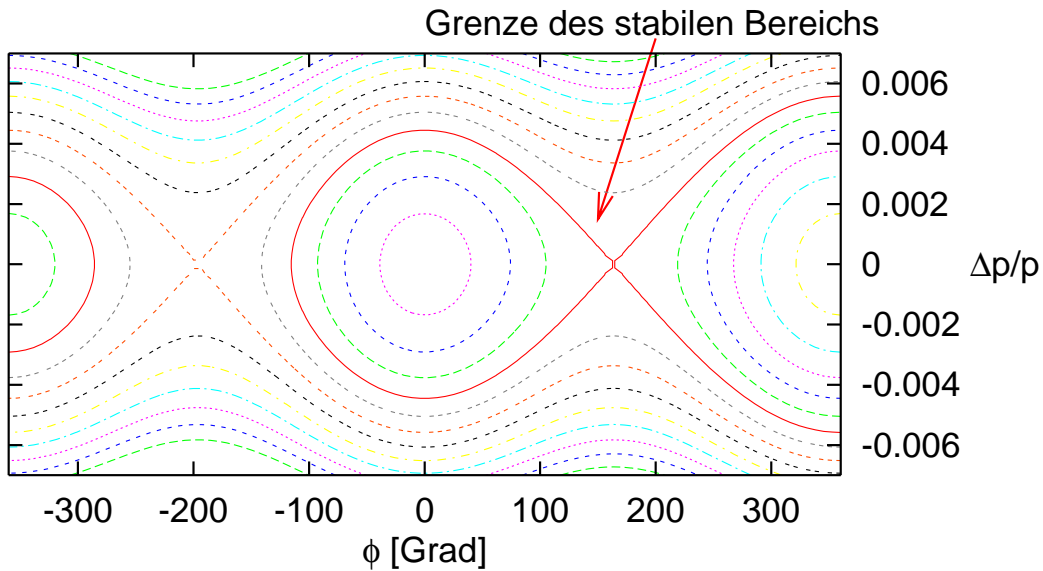


Abb. 2.7: Stabile Bereiche, Separatrizen und Trajektorien im longitudinalen Phasenraum. Die Berechnung wurde für die gleichen Strahlparameter von ELSA durchgeführt wie bei Abbildung 2.5.

2.1.3 Synchrotronstrahlung

Spektrum

Elektronen strahlen bei ihrer Ablenkung in den Strahlführungsmagneten ebenso wie jeder beschleunigte Ladungsträger elektromagnetische Wellen ab [19]. Aufgrund der Lorentztransformation können dabei aber Photonen mit verhältnismäßig hohen Energien abgestrahlt werden. Bei ELSA liegt beispielsweise das Maximum des Spektrums der elektromagnetischen Strahlung aus den Dipolmagneten im weichen Röntgenbereich. Dadurch können die Energieverluste während eines Umlaufs durchaus erheblich werden. Bei ELSA liegt der relative Energieverlust pro Umlauf im Bereich von 10^{-4} , beim Elektronen-

⁶ Der Synchrotronarbeitspunkt ist also die Zahl der longitudinalen Schwingungen bei einem Umlauf des Teilchens.

Positronen Speicherring LEP in Genf beträgt er aber bereits einige Prozent. Da diese Strahlung bei Beschleunigern zum ersten Mal in einem Synchrotron beobachtet wurde, wird sie Synchrotronstrahlung genannt. Die abgestrahlte Leistung ist gegeben durch [20]:

$$P_\gamma = \frac{cC_\gamma}{2\pi} \cdot \frac{E_0^4}{\rho_0^2}, \quad (2.25)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit, E_0 die Energie des Teilchens und ρ_0 sein Ablenkradius in den Dipolmagneten ist. Die Konstante C_γ ist definiert als:

$$C_\gamma = \frac{4\pi r_e}{3(m_e c^2)^3} = 8.8575 \cdot 10^{-5} \frac{\text{m}}{\text{GeV}^3}. \quad (2.26)$$

Dabei ist r_e der klassische Elektronenradius und m_e die Masse des Elektrons. Der Energieverlust pro Umlauf ergibt sich durch Integration von Gleichung 2.25 entlang des gesamten Beschleunigers:

$$U_0 = \frac{C_\gamma E_0^4}{2\pi} \oint \frac{1}{\rho(s)^2} ds. \quad (2.27)$$

Das Spektrum der Synchrotronstrahlung wird charakterisiert durch die sogenannte kritische Energie

$$E_c = \frac{3\hbar c \gamma^3}{2\rho(s)}, \quad (2.28)$$

wobei $\rho(s)$ der lokale Ablenkradius ist. Die Energieverteilung ist dann gegeben durch

$$\frac{d\dot{N}_\gamma}{\frac{dE_\gamma}{E_\gamma}} = \frac{N_e P_\gamma}{E_c} S\left(\frac{E_\gamma}{E_c}\right), \quad (2.29)$$

wobei N_e die Zahl der Elektronen ist, E_γ die Energie der abgestrahlten Photonen und \dot{N}_γ ihre Rate ist. Die Spektralfunktion $S(x)$ berechnet sich gemäß

$$S(x) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} x \int_x^\infty K_{5/3}(z) dz. \quad (2.30)$$

Dabei ist $K_{5/3}(z)$ eine modifizierte Bessel-Funktion. S ist so normiert, daß folgende Beziehungen gelten:

$$\int_0^\infty S(x) dx = 1 \quad \text{und} \quad \int_0^1 S(x) dx = \frac{1}{2}. \quad (2.31)$$

Die zweite Gleichung liefert auch eine Interpretation für die kritische Energie. Es ist diejenige Energie, die das Leistungsspektrum in zwei gleiche Teile unterteilt (siehe den rechten Teil von Abb. 2.8, zu beachten ist dabei die doppeltlogarithmische Skala).

Dämpfung

Durch die Abstrahlung von Synchrotronlicht in Verbindung mit der Energiezufuhr in den Hohlraumresonatoren findet eine Dämpfung der Schwingungen der Elektronen im Beschleuniger statt [15, 16, 20]. Diese Dämpfung wirkt in allen drei Ebenen, also horizontal, vertikal und longitudinal. Somit werden

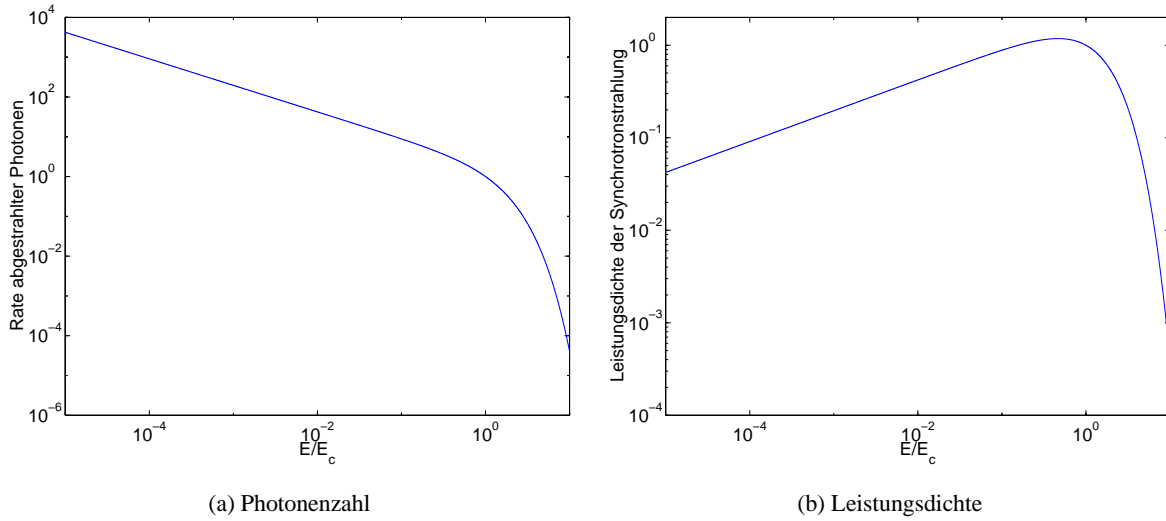


Abb. 2.8: Spektrum der Synchrotronstrahlung: In der linken Abbildung ist die Rate der abgestrahlten Photonen pro Energieintervall aufgetragen und in der rechten Abbildung die abgestrahlte Leistung pro Energieintervall. Die Energieskala ist auf die kritische Energie normiert und die vertikale Skala ist willkürlich auf den Funktionswert bei der kritischen Energie normiert.

sowohl Betatron- als auch Synchrotronoszillationen gedämpft. Zusätzlich gibt es aufgrund des Quantencharakters der Synchrotronstrahlung auch eine Quantenanregung, die im nächsten Unterkapitel erläutert wird.

Das Prinzip der transversalen Dämpfung ist in Abb. 2.9 gezeigt. Die Abstrahlung von Synchrotronlicht erfolgt im wesentlichen in der Bewegungsrichtung der Elektronen (der Öffnungswinkel ist etwa $\frac{2}{\gamma}$ [15] also für ultrarelativistische Teilchen vernachlässigbar). Falls ein Teilchen sich nicht auf der Gleichgewichtsbahn befindet, also eine nichtverschwindende Betatronschwingungsamplitude besitzt und es sich während der Abstrahlung eines Photons gerade in einem kleinen Winkel zur Gleichgewichtsbahn befindet, verliert es nicht nur Energie, also longitudinalen Impuls, sondern auch die transversale Impulskomponente wird verringert. In den Hohlraumresonatoren wird durch longitudinale elektrische Felder nur der longitudinale Impulsverlust ausgeglichen. In der Summe aus beiden Effekten verringert sich die transversale Bewegungsamplitude des Teilchens.

Die Dämpfung in der longitudinalen Ebene ist etwas komplizierter. Vereinfacht kommt sie dadurch zustande, daß ein Teilchen mit höherer Energie als das Sollteilchen auch mehr Energie abstrahlt (siehe Gleichung 2.27) und umgekehrt ein Teilchen mit zu wenig Energie weniger Energie verliert. Dabei ist allerdings der genaue funktionale Zusammenhang wichtig, damit sich nicht nur eine rückstellende Kraft (Oszillation), sondern auch eine Dämpfung einstellt. Die Rechnungen hierzu finden sich z.B. in [15].

Die Dämpfungszeiten τ_i in den verschiedenen Schwingungsebenen hängen von der Energie E_0 der Teilchen und dem Energieverlust in einem Umlauf U_0 ab. Definiert sind sie darüber, daß eine anfängliche Oszillation innerhalb einer Dämpfungszeit auf $\frac{1}{e}$ ihrer ursprünglichen Amplitude reduziert wird. Als Merkregel gilt, daß die longitudinale Dämpfungszeit die Zeit ist, die ein Teilchen brauchen würde, um bei gleichbleibender Abstrahlungsrate seine gesamte Energie zu verlieren:

$$\tau_i = \frac{\tau_0}{J_i}, \quad \text{wobei} \quad \tau_0 = \frac{2E_0 T_{\text{rev}}}{U_0} \quad \text{und} \quad i \in \{x, z, E\}. \quad (2.32)$$

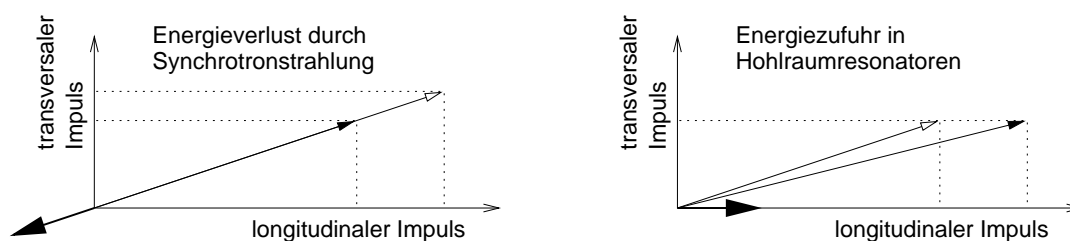


Abb. 2.9: Funktionsweise der Dämpfung transversaler Betatronschwingungen durch die Abstrahlung von Synchrotronlicht. Im linken Bild ist die Verringerung der Energie und des transversalen Impulses durch die Abstrahlung eines Photons gezeigt. In der rechten Abbildung ist die Zufuhr von Energie in den Hohlraumresonatoren wiedergegeben. Um den Effekt zu verdeutlichen, ist der transversale Impuls erheblich vergrößert gezeichnet. Das Verhältnis aus transversalem zu longitudinalem Impuls ist bei ELSA etwa 10^{-4} .

Dabei ist T_{rev} die Umlaufzeit und J_i sind die sogenannten Dämpfungspartitionsnummern, die angeben, wie die Dämpfung auf die verschiedenen Ebenen verteilt ist. Für einen flachen Ring gilt $J_x = J_z = 1$ und $J_E = 2$. Für reale Beschleuniger lassen sie sich aus der Anordnung und Stärke der Magnete berechnen. Eine deutliche Abweichung von der oben angeführten normalen Aufteilung wird durch Magnete verursacht, die gleichzeitig als Dipole und Quadrupole wirken. Dies können Dipolmagnete mit integriertem Quadrupolfeld sein, oder aber Quadrupolmagnete, die außerhalb ihrer magnetischen Mitte vom Strahl passiert werden. Bei ELSA trifft derzeit keiner der beiden Fälle zu.

Es gilt aber auf jeden Fall das fundamentale Robinson-Theorem [21], das fordert, daß die Summe der Dämpfungsdekrementen, also der inversen Dämpfungszeiten, für alle diese Fälle gleich ist, was sich für die Dämpfungspartitionsnummern folgendermaßen schreiben läßt:

$$J_x + J_z + J_E = 4. \quad (2.33)$$

Die Summe der Dämpfungsdekrementen ist also allein durch den Energieverlust pro Umlauf gegeben und durch Änderungen der Optik des Beschleunigers lassen sich die Dekrementen nur auf die verschiedenen Ebenen aufteilen.

Quantenanregung

Zusätzlich zur Dämpfung durch die Synchrotronstrahlung werden durch den stochastischen Quantencharakter der Abstrahlung Schwingungen angeregt. In der longitudinalen Ebene ist der Mechanismus direkt einsichtig. Die Teilchen verlieren nicht auf jedem Umlauf gleich viel Energie. Dies führt direkt zu einer Streuung der Teilchenenergien. Zusammen mit der Dämpfung durch die Synchrotronstrahlung stellt sich ein Gleichgewicht ein und es ergibt sich eine gaußförmige Verteilung in der longitudinalen Ebene.

Transversal kommt die Quantenanregung durch zwei Effekte zustande: Der erste wirkt sowohl horizontal als auch vertikal. Es ist der endliche Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung ($\frac{2}{\gamma}$). Dadurch wird das Photon nicht exakt in Vorwärtsrichtung emittiert, sondern das Teilchen erhält zusätzliche einen kleinen Winkelskick. Da γ bei Elektronenbeschleunigern üblicherweise sehr groß ist, kann der Effekt im Vergleich zu dem nachgenannten vernachlässigt werden.

Die stärkere Anregung kommt im Zusammenspiel mit der Dispersion zustande und ist somit in flachen Beschleunigern im wesentlichen nur in der horizontalen Ebene relevant. Das Prinzip ist in Abbildung 2.10 wiedergegeben. In einem idealisierten Beispiel kann man den Effekt einfach illustrieren: Ein Teilchen, das sich exakt auf der Sollbahn befindet, strahlt an einer Stelle des Beschleunigers, an dem

Dispersion vorhanden ist, ein Synchrotronlichtphoton ab. Nun hat es aber eine kleinere Energie und die Gleichgewichtsbahn für diese Energie liegt aufgrund der Dispersion nicht an der gleichen Stelle, wie die Gleichgewichtsbahn für ein Teilchen ohne Energieabweichung (sondern üblicherweise weiter innen). Das Teilchen besitzt also einen Abstand zu dieser neuen Gleichgewichtsbahn und wird darum beginnen, Betatronschwingungen um diese auszuführen. Diese halten auch weiterhin an, selbst wenn das Teilchen nachfolgend an Stellen ohne Dispersion kommt.

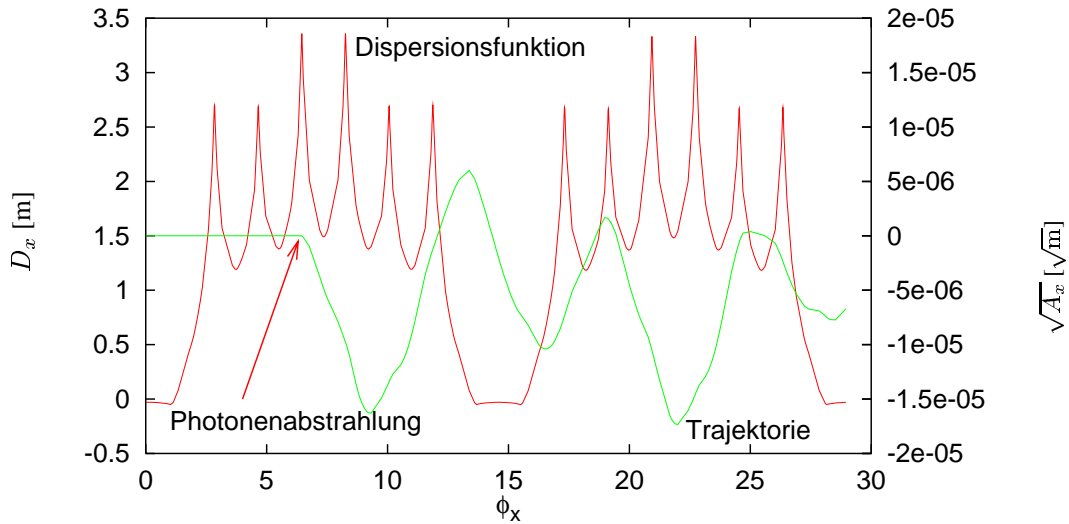


Abb. 2.10: Anregung der transversalen Betatronschwingung durch Dispersion am Ort der Abstrahlung eines Photons am Beispiel der ELSA Standardoptik. Angenommen wurde eine Photonemission mit einem relativen Energieverlust von 10^{-5} . Aufgetragen sind die Dispersionsfunktion und die invariante Betatronamplitude gegen den Phasenvorschub.

Auch transversal stellt sich ein Gleichgewicht aus Dämpfung und Anregung ein und es bildet sich im Normalfall eine Gaußverteilung des Strahles aus.

Gleichgewichtsemittanzen

Den Gleichgewichtszustand zwischen Dämpfung und Anregung durch die Synchrotronstrahlung kann man bei Kenntnis der genauen Optik des Beschleunigers berechnen. Die Verteilung, die sich im Gleichgewicht einstellt, ist unter Vernachlässigung anderer Einflüsse gaußförmig, was aus dem stochastischen Charakter der Anregung und der exponentiellen Dämpfung herrührt. Die horizontale Gleichgewichtsemittanz (die Emittanz und ihre Beziehung zu Strahlbreite und -divergenz wurde bereits in Abschnitt 2.1.1 eingeführt) durch Synchrotronstrahlung ist unter Vernachlässigung der Kopplung der transversalen Phasenräume gegeben durch [16]

$$\varepsilon_x = \frac{C_q \gamma^2}{J_x} \cdot f(\text{Beschleunigeroptik}), \quad (2.34)$$

wobei $\gamma = \frac{E_0}{m_e c^2}$ der Lorentzfaktor für die nominelle Strahlenergie und J_x die horizontale Dämpfungspartitionsnummer ist. Die Funktion $f(\text{Beschleunigeroptik})$ hängt nur von der Beschleunigeroptik ab und kann beispielsweise über die sogenannten Synchrotronintegrale berechnet werden. Diese sind

Integrale entlang des Ringes, wobei im wesentlichen Kombinationen aus Ablenkradius, Dispersionsfunktion, Quadrupolstärke und Betafunktion samt Ableitungen dieser Funktionen integriert werden [20]. Für ELSA ist $f \approx \frac{1}{20}$. Die Konstante C_q ist definiert als

$$C_q = \frac{55}{32\sqrt{3}} \cdot \frac{\hbar c}{m_e c^2} = 3.84 \cdot 10^{-13} \text{ m.} \quad (2.35)$$

Kopplung

In einem realen Beschleuniger sorgen verkippte Quadrupolmagnetfelder, Sextupolmagnetfelder in Verbindung mit Abweichungen der Gleichgewichtsbahn von der Magnetmitte und Solenoidfelder für eine Kopplung der Bewegung in den beiden transversalen Ebenen. Zusätzlich können durch nichtverschwindende horizontale oder vertikale Dispersion an der Stelle der Hohlraumresonatoren auch die jeweiligen transversalen Phasenräume mit dem longitudinalen Phasenraum gekoppelt sein.

Da die Quantenanregung der transversalen Schwingungen in einem Kreisbeschleuniger durch Dispersion zustande kommt, die in der vertikalen Ebene meistens sehr klein ist, würde man erwarten, daß die vertikale Emittanz ebenfalls verschwindet. Dies ist aufgrund der Phasenraumkopplung aber nicht mehr der Fall. Sowohl die Quantenanregung, als auch die Dämpfung wird dadurch zwischen den Ebenen umverteilt. Damit ist die vertikale Strahlgröße, bzw. genauer die vertikale Emittanz, unter Vernachlässigung des Beitrages der vertikalen Dispersion ein direktes Maß für die Kopplung der beiden transversalen Phasenräume. Das Emittanzverhältnis

$$\kappa = \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \quad (2.36)$$

wird deshalb häufig einfach Kopplung genannt.

Die Umverteilung der Emittanz zwischen den transversalen Ebenen aufgrund der Kopplung läßt sich mit Hilfe von κ einfach aufschreiben:

$$\varepsilon_x = \frac{1}{1 + \kappa} (\varepsilon_{x0} + \varepsilon_{z0}) \quad \text{und} \quad \varepsilon_z = \frac{\kappa}{1 + \kappa} (\varepsilon_{x0} + \varepsilon_{z0}), \quad (2.37)$$

wobei ε_{x0} die horizontale und ε_{z0} die vertikale natürliche Gleichgewichtsemittanz aufgrund der Synchrotronstrahlung unter Vernachlässigung der Kopplung ist.

2.2 Nichtlineare Strahlbewegung

Zusätzlich zu den linearen magnetischen Elementen gibt es in einem Teilchenbeschleuniger zwangsläufig auch Elemente höherer Ordnung. Das können einerseits Magnete sein, die für bestimmte Zwecke eingebaut wurden (wie Sextupol- oder manchmal Oktupolmagnete), andererseits aber auch Feldfehler linearer Elemente. Auch in der longitudinalen Ebene gibt es Nichtlinearitäten, die z.B. von der Abweichung des longitudinalen Potentials von dem eines harmonischen Oszillators bei großen Schwingungsamplituden und der Beeinflussung des HF-Potentials durch den Strahl herrühren.

Die Nichtlinearitäten machen eine vollständige analytische Beschreibung der Teilchenbewegung unmöglich. Es gibt aber verschiedene Ansätze die Bewegung dennoch möglichst vollständig zu beschreiben.

Die analytischen basieren auf Ansätzen, die den Hamilton-Jacobi-Formalismus ausnutzen und dann Störungsrechnung betreiben, auf der Analyse von nichtlinearen, partiellen Differentialgleichungen oder auf der Analyse von diskretisierten Transferkarten [22, 23].

Eine wichtige andere Herangehensweise ist die Benutzung von Trackingrechnungen. Hierbei wird die Bewegung einzelner Teilchen Element für Element berechnet. Damit ist es prinzipiell möglich, alle

Nichtlinearitäten in der Rechnung exakt zu berücksichtigen, es erfordert aber einen enormen Rechenaufwand. Deshalb wird in der Realität meistens auch hier eine Vereinfachung des Problems vorgenommen. Zudem kann es unter Umständen schwierig sein, aus Trackingrechnungen auf das Verhalten eines Ensembles von Teilchen zurückzurechnen, da es prinzipiell unmöglich ist, Trackingrechnungen mit der vollen Teilchenzahl eines Teilchenstrahls in einem Beschleuniger (etwa 10^{11} Teilchen) durchzuführen.

2.2.1 Chromatizitätskorrektur

Bei Elektronenbeschleunigern ist eine positive Chromatizität vor allem zur Dämpfung der Head-Tail-Instabilität⁷ notwendig. Darüberhinaus erfordern zum Beispiel Betatronresonanzen (Energieakzeptanz) und der Extraktionsprozeß (Emittanz des extrahierten Strahls) einen kleinen Absolutbetrag der Chromatizität.

Eine Korrektur der Chromatizität läßt sich durch die Verwendung von Sextupolmagneten an Stellen mit möglichst großer horizontaler Dispersion vornehmen. Ein Sextupolmagnet ist ein Magnet, bei dem die Stärke des Magnetfeldes quadratisch vom Abstand zum Mittelpunkt abhängt:

$$\frac{\partial B_z}{\partial x} = \text{const} \cdot x \Rightarrow B_z \propto x^2. \quad (2.38)$$

Vom Zentrum des Magneten aus gesehen ist er also auf einer Seite fokussierend und auf der anderen Seite defokussierend und die Fokussierstärke hängt linear vom Abstand vom Mittelpunkt ab.

Das Prinzip einer Korrektur der Chromatizität mit Hilfe von Sextupolen ist in Abb. 2.11 schematisch wiedergegeben. Teilchen mit zu hoher Energie werden durch fokussierende Quadrupole zu schwach fokussiert. Steht nun an einer Stelle mit Dispersion ein Sextupol, der auf der Seite, auf der vorwiegend Teilchen mit zu hoher Energie vorbeikommen, fokussierend wirkt, so wird die zu schwache Fokussierung durch die Quadrupole ausgeglichen. Durch eine geeignete Wahl der Stärke des Sextupols kann also die Chromatizität korrigiert werden.

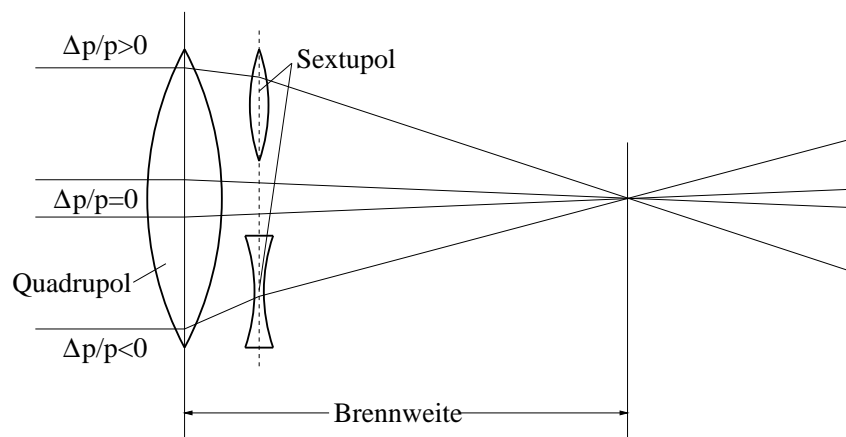


Abb. 2.11: Schematische Darstellung der Chromatizitätskorrektur mit Hilfe von Sextupolen, die an Stellen des Beschleunigers mit großer Dispersion aufgestellt werden [16]. Vergleiche dazu auch Abbildung 2.4.

⁷ Aufgrund nichtverschwindender Chromatizität entsteht für einen Bunch, in dem die einzelnen Teilchen Synchrotron-schwingungen ausführen, eine Phasenverschiebung der Betatronschwingungen der Teilchen am Beginn („head“) gegenüber den Teilchen am Ende („tail“) des Bunches. Diese Phasenverschiebung kann abhängig vom Vorzeichen der Chromatizität und vom Vorzeichen von η zu transversalen Instabilitäten führen.

Ein Problem bei der Chromatizitätskorrektur besteht darin, daß Sextupole nichtlineare Magnete sind, die die Strahlteilchen auf mehrere Arten instabil machen können. Betatronresonanzen dritter Ordnung werden beispielsweise durch Sextupolfelder getrieben (siehe Abschnitt 2.2.3). Durch die Verstärkung solcher Resonanzen können Sextupole also zu einem (teilweisen) Strahlverlust führen. Zusätzlich gibt es aber auch viele andere nichtresonante Phänomene in der nichtlinearen Teilchenbewegung, die zu einer Instabilität der Teilchenbewegung führen können. Diese werden im nachfolgenden Abschnitt über die dynamische Apertur kurz eingeführt. Auch auf die Spinbewegung können Sextupole einen deutlichen, negativen Einfluß haben (siehe Abschnitt 2.3.5).

2.2.2 Dynamische Apertur

Zusätzlich zur physikalischen Apertur eines Beschleunigers, die durch die inneren Dimensionen der Vakuumkammer und eventuell durch Kollimatoren innerhalb der Vakuumkammer gegeben ist, existiert in allen drei Phasenraumbenen eine dynamische Grenze für die Teilchenbewegung. Eine einfache Definition dieser sogenannten dynamischen Apertur ist z.B.: *Die dynamische Apertur ist die maximale Amplitude unterhalb derer Teilchen noch stabil umlaufen.*

Die dynamische Apertur hängt sowohl von der Solloptik eines Beschleunigers, insbesondere der Position und Stärke der Multipole vom Sextupol an aufwärts, als auch von ungewollten Multipolen durch Magnetfehler und teilweise auch von Stellfehlern ab. Es gibt verschiedene Methoden, um die dynamische Apertur zu berechnen, wobei die analytischen Rechenmethoden für große Beschleuniger oder komplizierte Magnetfehlerverteilungen kaum genutzt werden. Stattdessen nutzt man hier Trackingmethoden. Ein Problem ist dabei natürlich, daß man nur eine begrenzte Teilchenzahl und eine begrenzte Zahl an Umläufen simulieren kann. Damit kann man also nicht alle möglichen Startbedingungen testen und die Stabilität häufig noch nicht einmal für die relevante Zahl an Umläufen prüfen. Während dies bei Elektronenbeschleunigern aufgrund der Strahlungsdämpfung noch relativ überschaubare Zeitspannen sind, sind es für Protonenspeicherringe häufig viel zu lange Zeitspannen, um sie simulieren zu können. Ein weiteres Problem liegt darin, die genaue Magnetfehlerverteilung des Beschleunigers kennen zu müssen.

In der Entwurfsphase eines Beschleunigers werden die geplanten Optiken und Magnetanordnungen mit typischen aber zufällig generierten Stell- und Magnetfehlern simuliert. Dabei wird versucht, durch geeignete Wahl der Optik (also der Magnetposition und -stärke) eine Konfiguration zu finden, bei der die dynamische Apertur außerhalb der physikalischen liegt.

Bei einem vorhandenen Beschleuniger kann die dynamische Apertur auf verschiedene Weise gemessen und unter Umständen durch Änderung der Optik optimiert werden. Die Messungen basieren üblicherweise auf einer Anregung oder Aufblähung des Strahls bei gleichzeitiger Messung, wann ein bestimmter Bruchteil des Strahles verlorengeht, oder die Verlustrate einen gewissen Wert überschreitet.

2.2.3 Extraktion

Um einen Strahl gleichmäßig über längere Zeiträume aus einem Kreisbeschleuniger zu extrahieren, werden üblicherweise Betatronresonanzen benutzt [24], die bereits in Abschnitt 2.1.1 eingeführt wurden. Resonanzen verschiedener Ordnung werden dabei von bestimmten Multipolfeldern angeregt, so zum Beispiel die Resonanzen dritter Ordnung durch Sextupole. Für Resonanzen mit Ordnungen größer gleich drei entstehen aufgrund des nichtlinearen Charakters des treibenden Feldes stabile und instabile Bereiche im transversalen Phasenraum. Dadurch wird nicht mehr der gesamte Strahl gleichzeitig instabil, sondern er kann kontinuierlich und kontrolliert über einen längeren Zeitraum extrahiert werden.

Der Extraktionsprozeß in ELSA wurde in mehreren Arbeiten im Detail studiert [10, 25, 26]. Für polarisierte Elektronen bei ELSA ist der Extraktionsprozeß insofern wichtig, als alle Experimente bei ELSA mit externen Strahlen durchgeführt werden. Durch die dabei verwendeten Multipole und den

gesamten langsamen Extraktionsprozeß kann aber eine zusätzliche Depolarisation des Strahls verursacht werden.

Ein Beispiel für die Form der Separatrix an der Stelle des Septummagneten der ELSA-Extraktion zum GDH- und SAPHIR-Experiment⁸ ist in Abbildung 2.12 gezeigt. Sie besitzt die typische Dreiecksform, die sich bei drittelzahligen Resonanzen einstellt. Teilchen außerhalb der Separatrix laufen entlang der drei Äste, die die Seiten der Separatrix fortsetzen (und zwar bei ELSA im Uhrzeigersinn), nach außen. Dabei befinden sich die Teilchen bei ELSA im Uhrzeigersinn wechselnd alle drei Umläufe auf dem gleichen der drei Äste (das Bild gibt dann einen Poincaré-Schnitt an der Stelle des Septummagneten wieder).

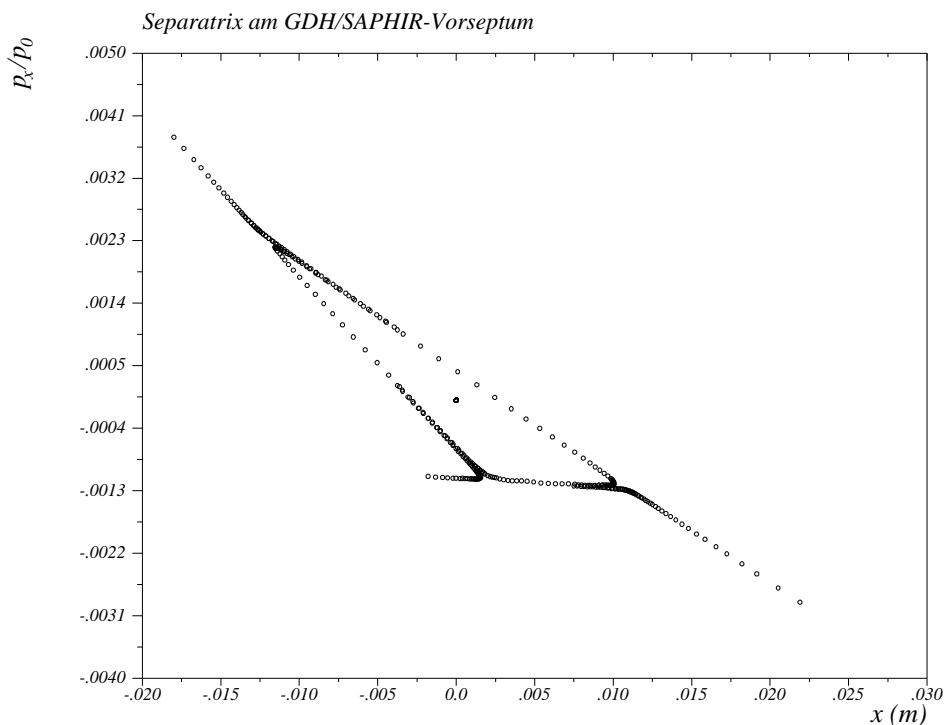


Abb. 2.12: Separatrix an der Stelle des Septummagneten der ELSA-Extraktion zum GDH- und SAPHIR-Experiment für einen Arbeitspunkt von $Q_x = 4.65$. Die horizontale Achse gibt dabei die horizontale Ablage von der Gleichgewichtsbahn an und die vertikale Achse den Winkel gegenüber der Gleichgewichtsbahn. Zusätzlich zur Separatrix sind auch Bahnen von instabilen Teilchen gezeigt, die sich entlang der Verlängerung der Separatrixseiten – den sogenannten Separatrixästen – zu großen Amplituden hin bewegen.

2.3 Spinbewegung

In diesem Abschnitt ist zunächst in einer semiklassischen Näherung beschrieben, wie sich der Spin in elektromagnetischen Feldern bewegt. Anschließend wird ein Formalismus eingeführt, der die Berechnung der Spinbewegung und die Betrachtung bestimmter Effekte erheblich vereinfacht. In diesem Zusammenhang wird der Mechanismus der resonanten Depolarisation näher beleuchtet werden. Im Gegensatz zu einem linearen Beschleuniger bei dem der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls wegen des nur

⁸ Eine kurze Beschreibung dieser Experimente erfolgt in Kapitel 3.

einmaligen Durchgangs im wesentlichen erhalten bleibt und nur die Polarisation ihre Richtung ändert, ist bei flachen Kreisbeschleunigern nur die vertikale Spinorientierung stabil. Zusätzlich treten aber auch noch resonante Phänomene auf, die den Polarisationsgrad komplett zerstören können.

Die bisherigen Erfahrungen für die Polarisationserhaltung beim Überqueren von depolarisierenden Resonanzen beschränkten sich im wesentlichen auf Protonenbeschleuniger [4–7, 27, 28]. Für Elektronen wurde erstmals am Bonner 2.5 GeV-Synchrotron der Einfluß depolarisierender Resonanzen untersucht [8]. Eine quantitative Studie des Querens depolarisierender Resonanzen in einem Elektronenspeicherring wurde zum ersten Mal im Rahmen dieser Arbeit an ELSA durchgeführt [29]. Dabei wurden einige Unterschiede zur Situation bei Protonenbeschleunigern gefunden, die aber im Einklang mit Simulationsrechnungen und Voraussagen sind.

2.3.1 Spin und Polarisation eines Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchens

Zusätzlich zu den Orts- und Impulsfreiheitsgraden der Teilchenbewegung existiert in der Dirac-Theorie für Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen noch ein weiterer Freiheitsgrad, der Teilchenspin. Die Wellenfunktionen sind damit nicht mehr einkomponentig wie in der nichtrelativistischen Quantenmechanik, sondern vierkomponentig. Die Komponenten werden Spinoren genannt. Wenn man nur positive Energieniveaus betrachtet, genügt es aber zweikomponentige Wellenfunktionen zu verwenden. Der Spinorformalismus wurde bereits häufig genutzt, um die Spinbewegung in Teilchenbeschleunigern zu beschreiben, da er bestimmte Rechnungen sehr einfach macht [30]. Er wird im Abschnitt 2.3.3 noch näher erläutert. Die Wellenfunktion ergibt sich also wie folgt:

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_u(x) \\ \psi_d(x) \end{pmatrix}. \quad (2.39)$$

Auf diese Spinoren kann man jetzt nicht nur die übliche Orts- und Impulsoperatoren anwenden, sondern auch einen Spinoperator und daraus abgeleitet einen Polarisationsoperator. Der Spinoperator ist gegeben durch:

$$\vec{S} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma}, \quad (2.40)$$

wobei die σ_i folgende Kommutatorrelation erfüllen:

$$[\sigma_k, \sigma_l] = 2i \varepsilon_{klm} \sigma_m \quad \text{mit} \quad k, l, m \in \{1, 2, 3\} \quad \text{bzw.} \quad \{x, y, z\}. \quad (2.41)$$

ε_{klm} ist der total antisymmetrische Tensor. Die σ_i werden Pauli-Matrizen genannt und eine ihrer möglichen Darstellungen als 2×2 -Matrizen, in der die beiden Basisspinoren $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ und $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ Eigenzustände von σ_z sind, ist:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.42)$$

Der Spinvektor und der Polarisationsvektor eines Elektrons ist dann als Erwartungswert der entsprechenden Operatoren gegeben:

$$\vec{S} = \left\langle \psi \left| \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma} \right| \psi \right\rangle \quad \text{und} \quad \vec{P} = \langle \psi | \vec{\sigma} | \psi \rangle. \quad (2.43)$$

Mit dem Spin ist auch ein magnetisches Dipolmoment verbunden. Für ein Ensemble von Teilchen, wie beispielsweise den Teilchenstrahl in einem Beschleuniger, ist die Gesamtpolarisation als der statistische Mittelwert aller einzelnen quantenmechanischen Erwartungswerte des Polarisationsoperators \vec{P} gegeben.

Während die exakte Beschreibung mit Operatoren, die auf den Wellenfunktionen operieren, geschehen muß, reicht es für die Problemstellung innerhalb dieser Arbeit fast immer aus, eine semiklassische

Näherung zu verwenden, bei der die Operatoren wie normale Vektoren behandelt werden. Das magnetische Moment ist dann ein axialer Vektor, der proportional zum Teilchenspin ist:

$$\vec{\mu} = g \frac{e}{2m} \vec{S} = (1 + a) \frac{e}{m} \vec{S}, \quad (2.44)$$

dabei ist e die elektrische Elementarladung und m die Masse des Teilchens (bei ELSA also die Elektronenmasse) und g der Landésche g -Faktor. Die Dirac-Gleichung, die für punktförmige Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ gilt und bei der die zweite Quantisierung noch nicht durchgeführt ist, liefert für g exakt zwei. Im Rahmen der Quantenelektrodynamik treten aber Abweichungen von diesem Wert auf. Für Elektronen sind diese klein, die sogenannte gyromagnetische Anomalie ist $a = 1.159652 \cdot 10^{-3}$. Für Protonen hingegen, die nicht punktförmig, sondern ausgedehnte Objekte sind, ist $a = 1.792846$.

2.3.2 Spinbewegung in elektromagnetischen Feldern

Nichtrelativistischer Fall

Die Bewegungsgleichung für den Spin eines nichtstrahlenden und nichtrelativistischen Teilchens in einem äußeren Magnetfeld läßt sich mit Hilfe des im vorausgegangenen Abschnitt eingeführten magnetischen Moments $\vec{\mu}$ einfach herleiten. Sie ist durch eine einfache Präzessionsgleichung gegeben, bei der die Rate der Änderung des Drehimpulses gleich dem durch das Magnetfeld aufgebrauchten äußeren Drehmoment ist:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{B}, \quad (2.45)$$

woraus sich direkt durch Einsetzen der Beziehung zwischen magnetischem Moment und Teilchenspin (siehe Gleichung 2.44) die Bewegungsgleichung für den Spin eines Elementarteilchens in einem Magnetfeld ergibt, die sogenannte Thomas-Gleichung [31]:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = (1 + a) \frac{e}{m} \vec{S} \times \vec{B}. \quad (2.46)$$

Relativistischer Fall im Laborsystem

Diese Gleichung gilt nun zunächst einmal nur im nichtrelativistischen Fall, also im Schwerpunktsystem der Teilchen. Da die Magnetfelder im Beschleuniger aber im Laborsystem gegeben sind, ist diese Gleichung so nicht sofort für Beschleuniger anzuwenden. Die Transformation der Magnetfelder in das Schwerpunktsystem ist durchaus nichttrivial, da es sich dabei um ein mit relativistischen Geschwindigkeiten rotierendes Koordinatensystem handelt. Die entstehende Bewegungsgleichung wird Thomas-BMT-Gleichung genannt, nach L.H. Thomas, V. Bargmann, L. Michel und V.L. Telegdi, die jeweils Teile zu dieser Gleichung beigetragen haben [31, 32]:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\Omega}_{lab} \times \vec{S}, \quad (2.47)$$

mit

$$\vec{\Omega}_{lab} = -\frac{e}{m\gamma} \left((1 + a)\vec{B}_{\parallel} + (1 + \gamma a)\vec{B}_{\perp} - \left(a + \frac{1}{\gamma + 1} \right) \gamma \vec{\beta} \times \frac{\vec{E}}{c} \right). \quad (2.48)$$

a ist dabei die gyromagnetische Anomalie. B_{\parallel} sind die Anteile der äußeren Magnetfelder parallel zur Bewegungsrichtung der Teilchen und B_{\perp} die Anteile senkrecht dazu. Die Felder sind dabei jeweils im Laborsystem gegeben. Die Präzession aufgrund der longitudinalen Magnetfelder wird Lamor-Präzession und die aufgrund der transversalen Magnetfelder Thomas-Präzession genannt.

Im Falle von ultrarelativistischen Teilchen (also in Elektronenbeschleunigern wie ELSA) ist der Einfluß von elektrischen Feldern vernachlässigbar, für $\gamma \gg 1$ vereinfacht sich obige Gleichung zu:

$$\vec{\Omega}_{lab} = \frac{e}{m_e \gamma} \left((1 + a) \vec{B}_{\parallel} + (1 + \gamma a) \vec{B}_{\perp} \right). \quad (2.49)$$

Der Teil der Thomas-BMT-Gleichung, der proportional zum transversalen Magnetfeld ist (dies ist für die meisten Kreisbeschleuniger und auch für ELSA der dominierende Term) weist eine formale Ähnlichkeit zur Bewegungsgleichung für die Kreisbewegung aufgrund der Lorentzkraft in den Ablenkdiolen auf. Da während der Beschleunigung in einem Synchrotron alle Magnetfelder proportional zum Teilchenimpuls erhöht werden, steigt die Spinpräzessionsfrequenz mit der Energie an. Die Anzahl der Drehungen des Spins im Laborsystem während eines Umlaufs der Teilchen (sofern man nur die Felder der Dipolmagnete berücksichtigt, also für einen flachen Ring) ist dann $1 + \gamma a$. Zieht man die eine Drehung ab, die das Teilchen selbst ausführt, ergibt sich die Anzahl der Drehungen während eines Umlaufs im mitbewegten Koordinatensystem (x, z, s) der Teilchen. Dies ist der sogenannte Spinarbeitspunkt:

$$Q_{sp} = \gamma a. \quad (2.50)$$

Für longitudinale Magnetfelder konstanter Stärke nimmt hingegen die Drehwirkung auf den Spin mit steigendem Impuls der Teilchen ab und zwar genauso wie der Ablenkwinkel der Teilchen in transversalen Feldern umgekehrt proportional zum Impuls.

Mitrotierendes Koordinatensystem

Zusätzlich zur Unterscheidung zwischen longitudinalen und transversalen Magnetfeldern, die aus der Thomas-BMT-Gleichung resultierte, macht es in Kreisbeschleunigern auch Sinn, zwischen Feldern zu unterscheiden, die die Sollbahn bestimmen (Dipolfelder) und solchen, die auf der Sollbahn verschwinden (Quadrupolfelder und höhere Multipolfelder) und die eine Schwingung der Teilchen um die Sollbahn bewirken. Entsprechend dieser Unterscheidung kann eine Zerlegung des Drehvektors $\vec{\Omega}$ in Sollbahnanteile (I) und höhere Multipolanteile (II) erfolgen:

$$\vec{\Omega} = \vec{\Omega}_I + \vec{\Omega}_{II}, \quad (2.51)$$

wobei auf der Sollbahn $\vec{\Omega} = \vec{\Omega}_I$ gilt.

Wie in Abschnitt 2.1.1 erläutert wurde, fallen für einen idealen Beschleuniger ohne Feld- und Aufstellfehler der Magnete die Sollbahn und die Gleichgewichtsbahn zusammen. Für ein Teilchen ohne transversale Schwingungsamplitude wird die Bewegung des Spins also ausschließlich durch die Dipolfelder bestimmt. Der Drehvektor $\vec{\Omega}$ besitzt also nur eine vertikale Komponente und der Teilchenspin präzediert um die vertikale Achse. Die vertikale Polarisierung ist also in diesem Fall eine Erhaltungsgröße. Da die Spinfrequenz aber von der Energie des Teilchens abhängt und der Strahl eine nicht verschwindende Energieunschärfe aufweist, streuen die Präzessionsfrequenzen aller Teilchen. Die Spinvektoren sind also nach wenigen Umläufen (bei ELSA sind dies etwa 2000 Umläufe, also etwa 1 ms) gleichmäßig über den gesamten Präzessionskegel verteilt und alle Polarisationskomponenten, die nicht vertikal waren, sind somit verlorengegangen.

Die Achse, entlang derer die Polarisierung eines Teilchenstrahls (auf der Sollbahn) erhalten ist, wird als invariante Spinachse bezeichnet. Wie sie im allgemeinen Fall von Magnetfehlern und transversalen Schwingungen genau berechnet wird und auf ihre mathematische Definition wird in Abschnitt 2.3.4 eingegangen.

Da nur die vertikale Orientierung des Spins in einem idealen Beschleuniger stabil ist, muß bei Kreisbeschleunigern die Polarisierung des Elektronenstrahls während der Beschleunigung transversal (senkrecht zum Impuls der Elektronen und parallel zum Magnetfeld der Hauptdipolmagnete) ausgerichtet sein.

Zusätzlich treten bei bestimmten Energien aber noch depolarisierende Resonanzen auf. Die Ursachen der depolarisierenden Resonanzen liegen in der Wechselwirkung der periodischen Eigenbewegung des Spinvektors mit ebenfalls periodischen horizontalen Magnetfeldern [3]. Dies kann zu einer Diffusion des Polarisationsvektors aus der vertikalen Ebene heraus führen. Eine Einführung in ihre quantitative Beschreibung soll in den nachfolgenden Abschnitten erfolgen.

Zusätzlich zu den die Sollbahn bestimmenden Feldern müssen für die genaue Behandlung der Spindynamik in einem realen Beschleuniger auch noch die auf der Sollbahn verschwindenden Felder mitberücksichtigt werden. Transformiert man hierzu die Thomas-BMT-Gleichung in das mitrotierende Koordinatensystem (x, z, s) der Teilchen, so ergibt sich in erster Ordnung in x, z also für kleine Auslenkungen von der Sollbahn [33]:

$$\frac{d\vec{S}}{d\theta} = \vec{S} \times \vec{\Omega}, \quad \text{wobei} \quad \vec{\Omega}(x, z, s) = \begin{pmatrix} \xi_R \\ -\gamma a \\ -\xi_I \end{pmatrix}. \quad (2.52)$$

Zusätzlich ist bei dieser Gleichung zu beachten, daß es sich nun um Vektoren im üblichen Beschleunigerkoordinatensystem handelt, also z.B.

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} S_x \\ S_z \\ S_s \end{pmatrix}. \quad (2.53)$$

Die Funktionen $\xi_R = \Omega_{x,II}$ und $\xi_I = -\Omega_{s,II}$ beinhalten die auf der Sollbahn verschwindenden Feldkomponenten und sind Funktionen der transversalen Teilchenkoordinaten und der Position entlang des Ringes:

$$\xi_R = -(1 + \gamma a) \rho z'', \quad (2.54)$$

$$\xi_I = (1 + \gamma a) z' - \rho(1 + a) \left(\frac{z}{\rho}\right)'. \quad (2.55)$$

Bei $\xi = \xi_R + i\xi_I$ handelt es sich aufgrund der Eigenschaften der transversalen Bewegung um eine periodische, komplexe Funktion.

Aus den obigen Gleichungen kann man ersehen, daß auf der Sollbahn ($\xi = 0$) der Spinvektor weiterhin um eine vertikale Achse präzediert, während abseits der Sollbahn die Komponenten von ξ für eine Auslenkung des Spins aus der vertikalen Orientierung sorgen.

2.3.3 Spinorgleichung

Wie bereits in Abschnitt 2.3.1 erläutert, erfolgt die exakte Beschreibung des Zustandes von Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen wie z.B. Elektronen mit Hilfe von Zweierspinoren. Aufbauend auf diesem Formalismus läßt sich auch die Bewegungsgleichung für die Teilchenspins eleganter formulieren [30]. Dabei wird hier allerdings nur eine modifizierte Schrödinger-Gleichung verwendet und nicht die Dirac-Gleichung. Dies ist für die Beschreibung der Bewegung des reinen Spinfreiheitsgrades ausreichend.

Der Hamiltonoperator für die Bewegung eines Teilchenspins in Magnetfeldern ist gegeben durch:

$$\mathcal{H} = -\vec{\Omega} \cdot \vec{\sigma}. \quad (2.56)$$

Zusammen mit Gleichung 2.52 und der Schrödinger-Gleichung in einer für diesen Zweck geeigneten Notation $\frac{d\psi}{d\theta} = -\frac{i}{2}\mathcal{H}\psi$ ergibt sich nun die Spinorgleichung für die Bewegung eines Teilchenspins im

Schwerpunktsystem des Teilchens in einem kreisförmigen Beschleuniger:

$$\frac{d\psi}{d\theta} = -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} \gamma a & -\xi(\theta) \\ -\xi^*(\theta) & -\gamma a \end{pmatrix} \psi. \quad (2.57)$$

Die nebendiagonalen Einträge der Matrix (also die Funktion ξ) koppeln die beiden Komponenten der Wellenfunktion miteinander, bewirken also eine Abweichung der Bewegung von der einfachen Präzession um eine Achse; für einen Kreisbeschleuniger bedeutet dies eine Auslenkung des Spins aus der vertikalen Orientierung. Wie man später sehen wird, sind diese Terme für die depolarisierenden Resonanzen verantwortlich.

2.3.4 Invariante Spinachse

Wie aus Gleichung 2.57 folgt, kann die Transformation des Spinanteils der Wellenfunktion eines Teilchens durch ein Element des Beschleunigers mit Hilfe einer Spintransfermatrix T beschrieben werden:

$$\psi(\theta_2) = T(\theta_2, \theta_1) \psi(\theta_1). \quad (2.58)$$

Die Transfermatrix T besitzt vier voneinander unabhängige Parameter und läßt sich im Falle einer Drehung um eine Achse $\vec{\omega}$ um den Winkel ϕ mit Hilfe der Pauli-Matrizen $\vec{\sigma}$ folgendermaßen ausdrücken:

$$T = \exp\left(\frac{i}{2} \vec{\omega} \cdot \vec{\sigma} \phi\right), \quad (2.59)$$

oder

$$T = IT_0 + i\sigma_x T_x + i\sigma_z T_z + i\sigma_s T_s, \quad \text{wobei} \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.60)$$

und sich die T_i der zweiten Gleichung durch die ω_i und ϕ ausdrücken lassen.

Geht man nun aus dem zweidimensionalen aber komplexen Spinorraum wieder auf das dreidimensionale Beschleunigerkoordinatensystem (x, z, s) über, so ergibt sich folgende Transformationsgleichung für den Spinvektor:

$$\vec{S}(\theta_2) = \begin{pmatrix} T_0^2 + T_x^2 - T_z^2 - T_s^2 & 2(T_x T_z + T_0 T_s) & 2(T_x T_s + T_0 T_z) \\ 2(T_x T_z - T_0 T_s) & T_0^2 + T_z^2 - T_x^2 - T_s^2 & 2(T_z T_s + T_0 T_x) \\ 2(T_s T_x + T_0 T_z) & 2(T_z T_s + T_0 T_x) & T_0^2 + T_s^2 - T_x^2 - T_z^2 \end{pmatrix} \vec{S}(\theta_1). \quad (2.61)$$

Da in einem Kreisbeschleuniger die Magnetfelder periodisch einwirken, macht es Sinn nach Eigenvektoren der Transfermatrix für einen Umlauf zu suchen. Diese Spintransfermatrix für einen Umlauf (ausgewertet auf der Gleichgewichtsbahn) wird im Folgenden mit $T_{1U} := T(\theta_0 + 2\pi, \theta_0)$ bezeichnet. Bezüglich dieser Matrix existiert im Normalfall an jedem Ort des Ringes ein Eigenvektor \vec{n}_0 zum Eigenwert eins. Dieser Eigenvektor wird als invariante Spinachse bezeichnet. Aus der Eigenwertgleichung kann man ableiten, wie sich \vec{n}_0 aus der Transfermatrix für einen Umlauf errechnet:

$$\vec{n}_0 = \frac{1}{\sqrt{1 - T_{0,1U}^2}} \begin{pmatrix} \pm T_{x,1U} \\ \pm T_{z,1U} \\ \pm T_{s,1U} \end{pmatrix}. \quad (2.62)$$

Die invariante Spinachse hängt nicht explizit von der Zeit ab, sondern ist von Umlauf zu Umlauf im Beschleuniger konstant. Abweichungen hiervon können in der Nähe von depolarisierenden Resonanzen auftreten und werden im nachfolgenden Abschnitt behandelt. Für den bereits früher besprochenen Fall eines flachen Ringes zeigt die invariante Spinachse überall in Richtung des Dipolfeldes.

Für Hochenergiebeschleuniger ist allerdings zusätzlich wichtig, daß die invariante Spinrichtung von den Koordinaten des Teilchens im Phasenraum abhängen kann, also z.B. von seinen gegenwärtigen Schwingungsamplituden. Bezeichnet man mit $\vec{\zeta}$ die Position des Teilchens in den transversalen und im longitudinalen Phasenraum, so kann man aber weiterhin ein invariantes Spinfeld $\vec{n}(\vec{\zeta})$ definieren [34]. Die Bestimmungsgleichung ist dann eine Eigenwertgleichung, die auf dem gesamten Phasenraum gelten soll:

$$\vec{n}(\vec{\zeta}_2) = T_{1U}(\vec{\zeta}_1) \vec{n}(\vec{\zeta}_1). \quad (2.63)$$

Dabei bezeichnet $T_{1U}(\vec{\zeta}_1)$ die Spintransfermatrix für einen Umlauf, wenn sich das Teilchen im Anfangszustand am Phasenraumpunkt $\vec{\zeta}_1$ befindet. $\vec{\zeta}_2$ ist der Phasenraumpunkt, an den das Teilchen mit diesem Startwert aufgrund seiner Synchrotron- und Betatronbewegung gelangt.

Für ELSA ist die Abhängigkeit des invarianten Spinfeldes von den Phasenraumkoordinaten nur äußerst schwach, deshalb genügt es, die invariante Spinachse zu betrachten. Echte Relevanz bekommt dieses Konzept bei Spinarbeitspunkten in der Größenordnung von 1000, zum Beispiel bei den Überlegungen, in HERA polarisierte Protonen bis 820 GeV zu beschleunigen [35].

2.3.5 Depolarisierende Resonanzen

Da sämtliche Magnetfelder in einem Beschleuniger periodisch wiederkehren, kann ξ in eine Fourierreihe entwickelt werden. Diese besteht allerdings nicht nur aus umlaufharmonischen Anteilen, sondern weist auch Anteile mit anderen charakteristischen Frequenzen auf, wie zum Beispiel der Betatronschwingungsfrequenz. Die Fourierzerlegung lautet

$$\xi = \sum_r \epsilon_r \exp(-iQ_r\theta), \quad (2.64)$$

wobei Q_r die Resonanzfrequenz⁹ mit der Fourieramplitude ϵ_r ist. Wie bereits früher gesagt, bewirkt ein nichtverschwindendes ξ eine Auslenkung des Teilchenspins aus der Vertikalen. Während sich diese Auslenkung aber abseits einer Resonanz $\gamma a \neq Q_r$ über viele Umläufe aufhebt, tritt für $\gamma a = Q_r$ eine depolarisierende Resonanz auf. Die Spinpräzession koppelt resonant mit periodischen horizontalen Magnetfeldern, was in einer Depolarisation resultiert.

Dies kann man schematisch in Abbildung 2.13 sehen. Dort ist zunächst (1-3) ein präzedierender Spin auf seinem Präzessionskegel gezeigt. Durch ein horizontales Magnetfeld wird dieser dann beispielsweise aufgeweitet (4). Abhängig von Phasenvorschub der Spinpräzession (5) bis zum Ort eines nachfolgenden Magnetfeldes und der Richtung dieses Magnetfeldes kann dieses dann eine weitere Aufweitung, oder eine Wiedereinengung des Präzessionskegels verursachen (6). Sofern die horizontalen Magnetfelder im Beschleuniger, die periodisch auf den Spin einwirken, keine feste Phasenlage zur Spinpräzession aufgrund des Feldes der Hauptdipolmagnete haben, wird sich dieser Prozeß über viele Umläufe ausgleichen. Es tritt keine Diffusion der Polarisation aus der vertikalen Orientierung auf. Existiert nun aber eine feste Phasenbeziehung, d.h. es gibt eine Frequenzkomponente im Spektrum der horizontalen Magnetfelder, die der Spinpräzessionsfrequenz entspricht, so wird sich der Präzessionskegel immer weiter aufweiten und schließlich kann die gesamte ursprünglich vertikale Komponente der Polarisation verlorengehen.

Die Fourieramplitude ϵ_r kann als Resonanzstärke aufgefaßt werden und berechnet sich gemäß der Definition der Fourierentwicklung zu [33]

$$\epsilon_r = \frac{1}{2\pi} \oint \xi \exp(iQ_r\theta) d\theta. \quad (2.65)$$

⁹ Genaugenommen handelt es sich um einen resonanten Spinarbeitspunkt. Er kann aber durch Multiplikation mit der Umlauffrequenz kanonisch mit einer Frequenz identifiziert werden.

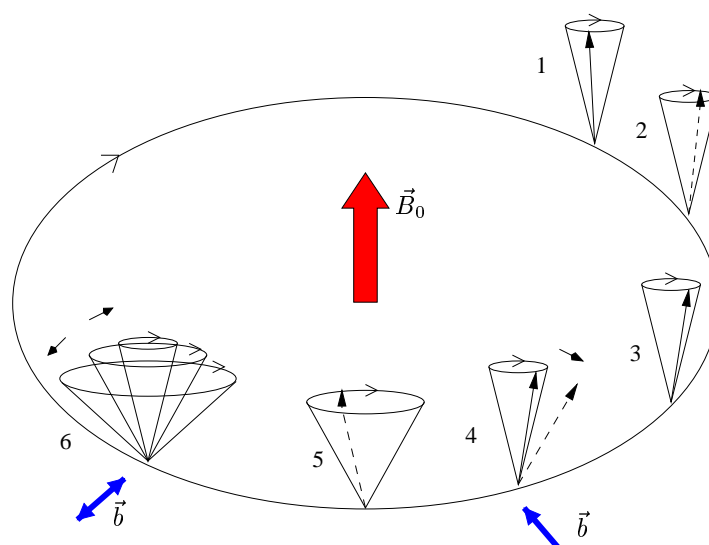


Abb. 2.13: Schematische Darstellung der Wirkung von horizontalen Magnetfeldern auf den Präzessionskegel des Teilchenspins.

Benutzt man nun Gleichung 2.49, so kann man die Resonanzstärke folgendermaßen berechnen:

$$\epsilon_r = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{1}{B\rho} \left((1 + \gamma a) B_{\perp,II} + (1 + a) B_{\parallel,II} \right) \exp(iQ_r \theta) d\theta, \quad (2.66)$$

wobei die radialen Störfelder $B_{\perp,II}$ durch Quadrupol- und höhere Multipolfelder zustandekommen und die longitudinalen Störfelder $B_{\parallel,II}$ durch Solenoidfelder verursacht werden. Man kann dies unter Verwendung von Gleichung 2.54 natürlich auch umschreiben und damit die Resonanzstärke durch die Ableitungen der Koordinaten der vertikalen Gleichgewichtsbahn ausdrücken.

Die Resonanzstärke ist also genau dann ungleich Null, wenn die Spinpräzessionsfrequenz γa gleich einer Resonanzfrequenz Q_r ist, also einer Harmonischen aus dem Frequenzspektrum der auf der Sollbahn verschwindenden Magnetfelder entspricht. Wenn man das Spektrum dieser Felder analysiert, so findet sich dabei die folgende Resonanzbedingung:

$$Q_r = k + lP + mQ_x + nQ_z + jQ_s \quad \text{mit} \quad k, l, m, n, j \in \mathbf{Z}, \quad (2.67)$$

wobei $Q_{x,z}$ die Betatronarbeitspunkte sind und Q_s der Synchrotronarbeitspunkt ist. P ist die Superperiodizität des Beschleunigers und gibt die Anzahl der optisch identischen Strukturen des Beschleunigers an (für ELSA ist $P = 2$).

Die in Kreisbeschleunigern auftretenden depolarisierenden Resonanzen lassen sich in zwei Hauptkategorien unterteilen:

Imperfektionsresonanzen treten auf, wenn die Präzessionsfrequenz des Spinvektors mit den horizontalen Magnetfeldern, die durch Feld- und Aufstellungsfehler der Magnete verursacht werden, in Resonanz ist. In diesem Fall beträgt die Präzessionsfrequenz ein Vielfaches der Umlauffrequenz. Die Resonanzbedingung lautet

$$\gamma a = k + lP \quad \text{mit} \quad k, l \in \mathbf{Z}. \quad (2.68)$$

Imperfektionsresonanzen treten also auf, wenn der Spinarbeitspunkt eine ganze Zahl ist. Ihre Stärke hängt direkt von der Größe der Feld- und Aufstellungsfehler der Magnete ab. Vereinfacht lässt sich

sagen, daß sie linear mit der mittleren Abweichung der vertikalen Gleichgewichtsbahn von der Sollbahn skalieren, sofern die invariante Spinachse vertikal ist. Ist die invariante Spinachse an irgendeiner Stelle des Ringes horizontal, so kommen auch horizontale Störungen der Gleichgewichtsbahn in die Berechnung hinein.

Intrinsische Resonanzen kommen durch die vertikale Betatronbewegung zustande, die der Strahl für eine endliche vertikale Emittanz durchführt. Aufgrund dieser Bewegung passieren die einzelnen Elektronen die Quadrupolmagnete außerhalb deren magnetischer Mitte und erfahren somit horizontale Magnetfelder. Die Resonanzbedingung setzt sich aus der Umlauffrequenz der Teilchen und ihrer Schwingungsfrequenz im vertikalen Phasenraum zusammen:

$$\gamma a = lP \pm Q_z \quad \text{mit} \quad l \in \mathbf{Z}. \quad (2.69)$$

Die Resonanzstärke hängt von der vertikalen Schwingungsamplitude ab, ist also proportional zur Wurzel der vertikalen Emittanz. Zusätzlich hängt sie auch linear von der Stärke der Quadrupolfelder ab.

Zusätzlich gibt es verschiedene Arten von schwächeren Resonanzen. Auch diese lassen sich in einfache Kategorien einteilen, die sich in ihrer jeweiligen Resonanzbedingung unterscheiden.

Gradientenfehlerresonanzen kommen durch die Störung der Superperiodizität aufgrund unterschiedlicher Stärke, verschiedener effektiver Feldlängen oder longitudinaler Positionsfehler der Quadrupolmagnete in den einzelnen Perioden des Beschleunigers zustande. Zusätzlich können sie auch noch durch Quadrupolanteile in den Feldern anderer Magnete und durch Abweichungen der Gleichgewichtsbahn von der magnetischen Mitte in Multipolen höherer Ordnung herrühren. Die Resonanzbedingung lautet

$$\gamma a = k \pm Q_z \quad \text{mit} \quad k \in \mathbf{Z}, \quad (2.70)$$

und die Resonanzstärke hängt von der Stärke der Störung der Symmetrie ab (die sich zum Beispiel im sogenannten „beta beating“¹⁰ zeigt).

Horizontale intrinsische Resonanzen werden durch die Kopplung der transversalen Phasenräume, also z.B. durch Verdrehungen von Quadrupolmagneten, Orbitstörungen in Sextupolmagneten und Solenoidfelder verursacht. Zusätzlich können sie auch entstehen, wenn die invariante Spinachse an einer Stelle des Ringes in die horizontale Richtung zeigt, z.B. durch Spinrotatoren. Die Resonanzbedingung hängt vom horizontalen Arbeitspunkt ab:

$$\gamma a = k \pm Q_x \quad \text{mit} \quad k \in \mathbf{Z}. \quad (2.71)$$

(Intrinsische) Resonanzen höherer Ordnung werden durch Multipolfelder mit Ordnungen größer als zwei hervorgerufen:

$$\gamma a = k + mQ_x + nQ_z \quad \text{mit} \quad k, m, n \in \mathbf{Z}. \quad (2.72)$$

Beispielsweise rufen Sextupolfelder nichtlineare Resonanzen der Ordnung $|m| + |n| = 2$ hervor. Diese Resonanzen sind üblicherweise allerdings so schwach, daß sie nur dann relevant werden, wenn der Strahl beispielsweise bei der Injektion oder während der Extraktionszeit für längere Zeit in der direkten Nähe einer solchen Resonanz gespeichert wird.

¹⁰ Damit bezeichnet man die Abweichung der Betafunktion in einem realen Beschleuniger mit Stell- und Magnetfehlern von ihrem Sollverlauf [16].

Synchrotronseitenbänder der depolarisierenden Resonanzen werden durch die Synchrotronschwingungen der Teilchen hervorgerufen. Sie treten symmetrisch um alle bisher erwähnten Resonanztypen auf, sind aber im wesentlichen nur bei den ersten beiden Typen von relevanter Stärke. Die Resonanzbedingung lautet also:

$$\gamma a = Q_r + jQ_s \quad \text{mit} \quad j \in \mathbf{Z}, \quad (2.73)$$

wobei Q_r der resonante Spinarbeitspunkt irgendeiner anderen Resonanz ist. Die Stärke hängt von der Stärke der Resonanz ab, als deren Seitenband sie auftreten, zusätzlich aber auch von der Energiebreite und dem Synchrotronarbeitspunkt des Strahls.

Allgemein kann man sagen, daß die Resonanzstärken aller Resonanztypen mit steigender Strahlenergie zunehmen, da die Magnetfelder proportional zum Teilchenimpuls erhöht werden und somit die spindrehende Wirkung von Magnetfehlern zunimmt. Die relative Stärke der oben genannten Resonanztypen nimmt mit der Ordnung der Resonanz ab. Am weitaus stärksten sind die Imperfektions- und die intrinsischen Resonanzen, üblicherweise gefolgt von Resonanzen aufgrund der Synchrotronatelliten.

2.3.6 Spinbewegung in der Nähe einer isolierten Resonanz

In der Nähe einer einzelnen, isolierten Resonanz, wenn nur noch ein Summand aus der Fourierreihe beiträgt, also für $\xi = \epsilon_r \exp(-iQ_r\theta)$, geht die Spinorgleichung 2.57 über in die folgende einfache Form:

$$\frac{d\psi}{d\theta} = -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} \gamma a & -\epsilon_r \exp(-iQ_r\theta) \\ -\epsilon_r^* \exp(iQ_r\theta) & -\gamma a \end{pmatrix} \psi. \quad (2.74)$$

Um dies in eine Gleichung mit konstanten Koeffizienten zu überführen, die sich einfacher lösen läßt, führt man eine Transformation der Koordinaten durch und zwar in ein Koordinatensystem, das mit der Frequenz Q_r um die vertikale z -Achse rotiert. In diesem Koordinatensystem erhält man nun für die neue Wellenfunktion ϕ mit $\psi = \exp(-\frac{i}{2}Q_r\theta\sigma_z)\phi$ die neue Spinorgleichung:

$$\frac{d\phi}{d\theta} = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} -\delta & \epsilon_r \\ \epsilon_r^* & \delta \end{pmatrix} \phi, \quad (2.75)$$

wobei $\delta = \gamma a - Q_r$ ist. Diese Gleichung kann auch direkt mit Hilfe der Pauli-Matrizen aufgeschrieben werden:

$$\frac{d\phi}{d\theta} = \frac{i}{2} (\epsilon_{r,R}\sigma_x - \delta\sigma_z - \epsilon_{r,I}\sigma_s) \phi =: \frac{i}{2} (\vec{\omega} \cdot \vec{\sigma}) \phi, \quad (2.76)$$

wobei $\epsilon_{r,R}$ der Realteil und $\epsilon_{r,I}$ der Imaginärteil der Resonanzstärke ϵ_r ist und

$$\vec{\omega} := \begin{pmatrix} \epsilon_{r,R} \\ -\delta \\ -\epsilon_{r,I} \end{pmatrix}. \quad (2.77)$$

Die Lösung dieser Gleichung lautet:

$$\phi(\theta) = \exp\left(\frac{i}{2}\vec{\omega} \cdot \vec{\sigma}(\theta - \theta_0)\right) \phi(\theta_0) \quad (2.78)$$

und dementsprechend

$$\psi(\theta) = \exp\left(-\frac{i}{2}Q_r\theta\sigma_z\right) \exp\left(\frac{i}{2}\vec{\omega} \cdot \vec{\sigma}(\theta - \theta_0)\right) \exp\left(\frac{i}{2}Q_r\theta_0\sigma_z\right) \psi(\theta_0). \quad (2.79)$$

Hieraus läßt sich nun die Spintransfermatrix für den Spezialfall nur einer dominierenden Resonanz berechnen und daraus die Transfermatrix für einen Umlauf ableiten. Schränkt man sich nun noch auf den etwas einfacheren Fall der Imperfektionsresonanzen ein, so ergibt sich ein sehr einfacher Ausdruck für die invariante Spinachse im Abstand $\delta = \gamma a - Q_r = \pm d |\epsilon_r|$ von einer Imperfektionsresonanz:

$$\vec{n}_0 = \begin{pmatrix} n_x \\ n_z \\ n_s \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{d^2 + 1}} \begin{pmatrix} \pm \frac{\epsilon_{r,R}}{|\epsilon_r|} \\ \pm d \\ \pm \frac{\epsilon_{r,I}}{|\epsilon_r|} \end{pmatrix}. \quad (2.80)$$

Im Falle von intrinsischen Resonanzen behält n_z obige Form bei, während n_x und n_s dann schnell oszillierende Funktionen sind. Der Verlauf von n_z beim Durchqueren einer Imperfektionsresonanz ist in Abbildung 2.14 wiedergegeben.

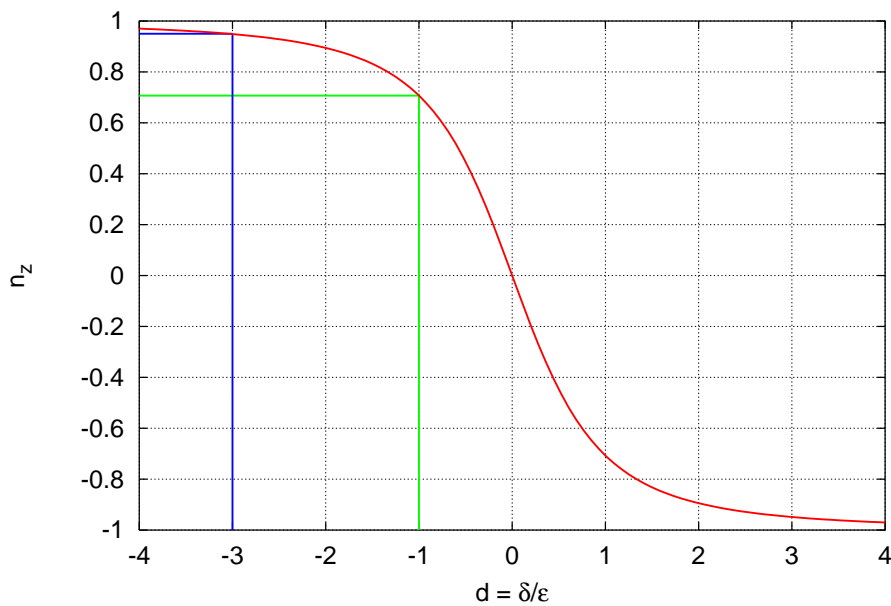


Abb. 2.14: Verlauf der vertikalen Komponente der invarianten Spinachse in der Nähe einer isolierten Resonanz. Auf der horizontalen Achse ist der Abstand von der Resonanz $d = \frac{\delta}{\epsilon_r} = \frac{\gamma a - Q_r}{\epsilon_r}$ aufgetragen. Bei einer Durchquerung der Resonanz ist beispielsweise im Abstand von $3 \epsilon_r$ der vertikale Anteil der Polarisation auf 95% und bei einem Abstand von ϵ_r auf $\frac{1}{\sqrt{2}}$ zurückgegangen.

Während in großer Entfernung von der Resonanz $n_z = \pm 1$ und $n_x \rightarrow 0, n_s \rightarrow 0$ gilt, also die invariante Spinachse genau wie im Falle eines flachen Ringes vertikal orientiert ist, wird sie bei Annäherung an die Resonanz langsam aus dieser vertikalen Orientierung ausgelenkt. Bei einer Annäherung bis auf einen Abstand von $\delta = 3 \epsilon_r$ an eine isolierte depolarisierende Resonanz ist beispielsweise der vertikale Anteil der Polarisation auf 95% des Ausgangswertes und bei einem Abstand von $\frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon_r$ vermindert worden. Für einen Abstand von weniger als einer Resonanzstärke ändert sich die Richtung der invarianten Spinachse sehr schnell. Dies ist der Bereich, in dem die Präzession des Teilchenspins der invarianten Spinachse unter Umständen nicht mehr folgen kann, wo also eine Depolarisation auftreten kann. Man kann die Resonanzstärke demnach gleichzeitig auch als wirksame Breite der Resonanz auffassen.

Nach dem Durchqueren der Resonanz nähert sich die invariante Spinachse genau gespiegelt zur Situation vor der Resonanzkreuzung wieder dem asymptotischen Wert, also der vertikalen Orientierung

an. Allerdings zeigt sie nun exakt in die entgegengesetzte Richtung. Die Geschwindigkeit, mit der diese Änderung der Richtung der invarianten Spinachse vor sich geht, hängt von der Resonanzstärke ϵ_R und der Kreuzungsgeschwindigkeit α ab. Die Kreuzungsgeschwindigkeit α ist der Betrag, um den sich der Spinarbeitspunkt γa bei einem Umlauf ändert. Eine quantitative Beschreibung der Auswirkung dieses Vorganges auf die Polarisation erfolgt im nachfolgenden Abschnitt.

2.3.7 Lineare Resonanzquerung

Der asymptotische Grenzwert der Polarisation nach der linearen (d.h. mit konstanter Kreuzungsgeschwindigkeit) Überquerung einer isolierten Resonanz mit gleicher Resonanzstärke für alle Teilchen des Strahles (was bei Imperfektionsresonanzen der Fall ist) läßt sich analytisch berechnen [3]:

$$\frac{P_f}{P_i} = 2 \exp\left(-\frac{\pi|\epsilon_r|^2}{2\alpha}\right) - 1, \quad (2.81)$$

wobei P_f und P_i die Polarisationsgrade nach bzw. vor der Resonanzquerung sind und die Kreuzungsgeschwindigkeit α für Imperfektionsresonanzen als die Änderung des Spinarbeitspunktes in einem Umlauf gegeben ist:

$$\alpha = \frac{\dot{\gamma}a}{\omega_{\text{rev}}} \quad \text{mit} \quad \dot{\gamma} = \frac{d\gamma}{dt}. \quad (2.82)$$

Dabei ist ω_{rev} die Umlaufkreisfrequenz des Teilchenstrahls. Gleichung 2.81 wird allgemein Froissart-Stora-Gleichung genannt, da sie zuerst von Froissart und Stora in [3] veröffentlicht wurde. Der Verlauf der Änderung der Polarisation durch eine lineare Resonanzkreuzung in Abhängigkeit vom Parameter $\frac{|\epsilon_r|}{\sqrt{\alpha}}$ ist in Abbildung 2.15 wiedergegeben.

Für intrinsische Resonanzen ist die Resonanzstärke für alle Teilchen unterschiedlich, da sie von deren individueller Betatronschwingungsamplitude abhängt. Um also eine Aussage für die asymptotische Polarisation des Strahls nach dem Durchqueren einer intrinsischen Resonanz zu erhalten, muß Gleichung 2.81 über die Strahlverteilung im vertikalen Phasenraum gemittelt werden. Benutzt man für diese Mittelung eine zweidimensionale Gaußverteilung im vertikalen Phasenraum, die sich bei Elektronenbeschleunigern aufgrund der Synchrotronstrahlung einstellt (vergleiche Abschnitt 2.1.3), so erhält man:

$$\frac{P_f}{P_i} = \frac{2}{\frac{\pi|\epsilon_\sigma|^2}{\alpha} + 1} - 1, \quad (2.83)$$

wobei ϵ_σ die Resonanzstärke für ein Teilchen ist, dessen Betatronschwingungsamplitude einer Standardabweichung der Strahlverteilung entspricht. Das qualitative Verhalten des Polarisationsgrades ist ganz ähnlich wie bei Imperfektionsresonanzen, wie man ebenfalls in Abbildung 2.15 sehen kann.

Der große Unterschied zwischen intrinsischen und Imperfektionsresonanzen liegt in der Kreuzungsgeschwindigkeit. Da die Resonanzbedingung für intrinsische Resonanzen den vertikalen Arbeitspunkt enthält, hängt die Kreuzungsgeschwindigkeit nun nicht mehr nur von Geschwindigkeit der Änderung des Spinarbeitspunktes, sondern auch von der Geschwindigkeit einer eventuellen Arbeitspunktänderung ab:

$$\alpha = \frac{\dot{\gamma}a \pm \dot{Q}_z}{\omega_{\text{rev}}}. \quad (2.84)$$

Diese Gleichung gilt für eine intrinsische Resonanz mit der Resonanzbedingung $\gamma a = lP \mp Q_z$. Der Einfluß einer Änderung des vertikalen Betatronarbeitspunktes auf die Kreuzungsgeschwindigkeit kann für die Kompensation von intrinsischen Resonanzen genutzt werden. Dies wird bei ELSA mit der Hilfe von gepulsten Quadrupolmagneten (sogenannten Sprungquadrupolen) durchgeführt.

Für beide Gleichungen zur Berechnung der Änderung des Polarisationsgrades bei der Durchquerung einer depolarisierenden Resonanz lassen sich drei Bereiche unterscheiden:

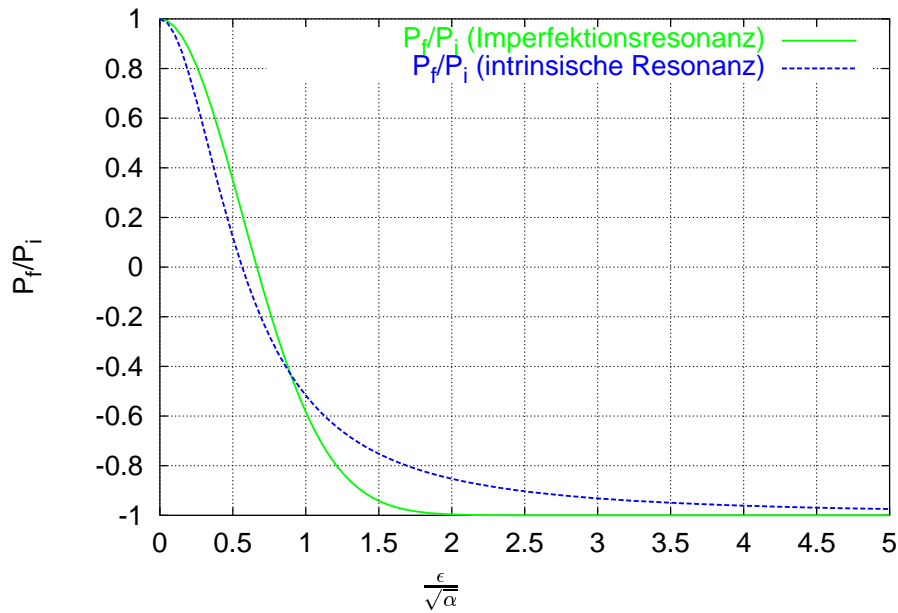


Abb. 2.15: Änderung des Polarisationsgrades beim linearen Durchqueren einer isolierten Resonanz, in Abhängigkeit von der Resonanzstärke ϵ (ϵ_r für Imperfektionsresonanzen und ϵ_σ für intrinsische Resonanzen) und der Kreuzungsgeschwindigkeit α . Für intrinsische Resonanzen muß für die Berechnung der Depolarisation eine Integration über den vertikalen Betatronphasenraum durchgeführt werden.

- Für sehr kleine Resonanzstärken oder eine große Kreuzungsgeschwindigkeit, also für $\frac{|\epsilon_r|^2}{\alpha} \ll 1$ folgt der Spin der Bewegung der invarianten Spinachse bei der Kreuzung der Resonanz nicht. Seine Richtung wird kaum beeinflusst und er zeigt nach der Durchquerung der Resonanz weiterhin in dieselbe Richtung. Der Polarisationsgrad ändert sich nicht. Dieses Regime nennt sich schnelle Kreuzung, da das Umklappen der invarianten Spinachse schnell erfolgt.
- Für sehr große Resonanzstärken oder für kleine Kreuzungsgeschwindigkeiten $\frac{|\epsilon_r|^2}{\alpha} \gg 1$ dominieren die Magnetfelder, die die Resonanz verursachen, die Spinpräzession in der Nähe der Resonanz vollständig. Der Spin folgt der invarianten Spinachse adiabatisch, wird also bei der Resonanzquerung vollständig umgekehrt. Auch hier bleibt der Polarisationsgrad erhalten. Man spricht vom langsamen oder adiabatischen Resonanzqueren oder im englischen Sprachgebrauch vom „adiabatic spin flip“.
- In allen anderen Fällen, also im Übergangsbereich zwischen den beiden vorgenannten Grenzfällen treten Verluste im Polarisationsgrad auf. Wie groß der Grad der Depolarisation ist, hängt beim linearen Resonanzqueren alleine vom Verhältnis aus Resonanzstärke und Kreuzungsgeschwindigkeit ab.

Entsprechend lassen sich auch die Korrekturschemata unterteilen in sogenannte adiabatische und nicht-adiabatische Methoden. Eine ausführliche Darstellung aller möglichen Korrekturmethode und Untersuchungen ihrer Anwendbarkeit bei ELSA erfolgen in Kapitel 4.

2.3.8 Nichtlineare Resonanzquerung

Zusätzlich zu den bisher beschriebenen Effekten bei der linearen Kreuzung depolarisierender Resonanzen, gibt es auch Auswirkungen durch die Bewegung der Teilchen im longitudinalen Phasenraum. Da ist zunächst die Synchrotronschwingung zu nennen, die aufgrund der Energieoszillationen der Teilchen bewirkt, daß die Resonanzquerung nichtlinear erfolgt und auch mehrfache Querungen derselben Resonanz vorkommen können. Dies beeinflusst das Verhalten der Polarisation, so daß sich eine zusätzliche, deutliche Depolarisation ergeben kann. Dieser Effekt wird am Beispiel von ELSA in Abschnitt 4.3.1 genauer beschrieben.

Zusätzlich zur Dämpfung und Quantenanregung der Synchrotronschwingungen, die über den vorgenannten Mechanismus die Kreuzung von depolarisierenden Resonanzen beeinträchtigen, erzeugt die Synchrotronstrahlung aufgrund ihres Quantencharakters auch eine stochastische Energiebewegung der einzelnen Teilchen. Dies kann unter gewissen Umständen zu einer merklichen Diffusion der Polarisation führen. Quantitative Berechnungen für die Spindiffusion aufgrund der Synchrotronstrahlung in ELSA sind in Abschnitt 4.3.2 beschrieben.

2.3.9 Selbstpolarisation

Durch die Abstrahlung von Synchrotronlicht kann sich bei längerer Speicherzeit für Elektronen- oder Positronenstrahlen von selbst eine Polarisation des Strahles aufbauen. Dies wird nach den Entdeckern Sokolov-Ternov-Effekt [1, 36] genannt. Er kommt dadurch zustande, daß eine Asymmetrie für Spinübergänge bei der Abstrahlung von Photonen im Magnetfeld vorhanden ist. Da die Zeitskalen, auf denen sich dieser Effekt abspielt, im Vergleich zur Kreuzungszeit von depolarisierenden Resonanzen und selbst im Vergleich zur Speicherzeit des Strahles beim Betrieb von ELSA für Experimente der Mittelenergiephysik sehr lang sind, spielt die Selbstpolarisation in diesen Fällen keine Rolle. Stattdessen kann sie aber zur Kalibration von internen Polarimetern (siehe Abschnitt 3.3.2 und [37]) oder zum Studium von Eigenschaften des Beschleunigers wie zum Beispiel einer Energiekalibration [38] eingesetzt werden. Deshalb wurden im Rahmen dieser Arbeit Simulationen zur Selbstpolarisation bei ELSA durchgeführt, die in Abschnitt A.2.2 vorgestellt werden.

3. Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

In diesem Kapitel sollen die Beschleunigeranlage ELSA sowie diejenigen Einrichtungen an ELSA näher beschrieben werden, die für die Erzeugung und Beschleunigung von polarisierten Elektronenstrahlen notwendig sind.

3.1 Die Beschleunigeranlagen in Bonn

Am Physikalischen Institut der Universität Bonn werden bereits seit 1958 Elektronensynchrotrone betrieben. Im Jahr 1987 wurde als neuester Beschleuniger in dieser Reihe die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA [9] in Betrieb genommen (siehe Abbildung 3.1). Das bereits 1967 in Betrieb gegangene 2.5 GeV-Elektronensynchrotron [39] wird als Vorbeschleuniger (netzsynchroner Betrieb mit 50 Hz) weiterhin verwendet.

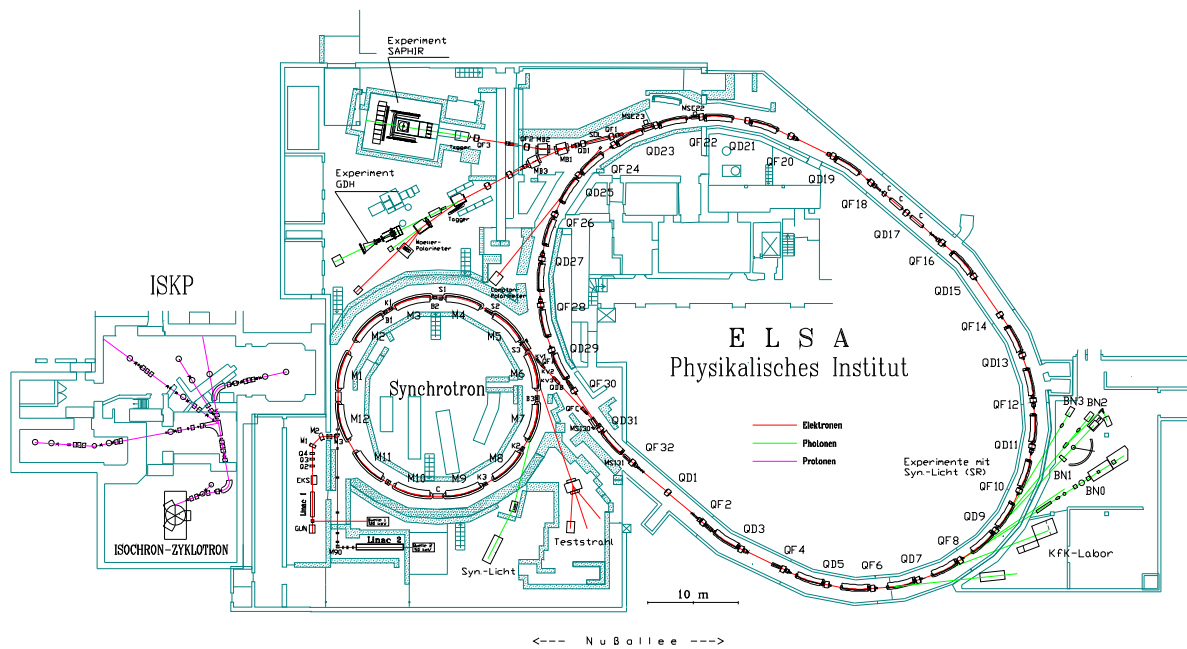


Abb. 3.1: Die Beschleunigeranlage ELSA der Universität Bonn.

Eine der Aufgaben von ELSA ist es, durch Zwischenspeicherung der vom Synchrotron während einer kurzen Zeitspanne zur Verfügung gestellten Elektronenpakete einen „kontinuierlichen“ Nutzstrahl an den Experimenten zu ermöglichen. Dadurch kann der Anteil der Meßzeit an der gesamten Zykluszeit (das sogenannte makroskopische Tastverhältnis) von maximal 5% beim Synchrotron auf nahezu 100% bei ELSA gesteigert werden. So werden zahlreiche Experimente der Mittelenergiephysik ermöglicht, die sonst aufgrund ihrer Limitierung auf maximal mögliche Ereignisraten (entweder durch experimentelle Einschränkungen oder durch Zufallskoinzidenzen) eine zu große Meßzeit benötigten. Dieser Betriebs-

modus wird als *Stretchermodus* bezeichnet (siehe auch Abbildung 3.2 (a)) und ist für Elektronenenergien bis zu 1.6 GeV (darüber ist ein Transfer der Elektronen vom Vorbeschleuniger nach ELSA nicht mehr möglich) und externe Ströme von 1 pA bis 100 nA geeignet. Als Extraktionsmethode aus ELSA findet dabei die langsame Resonanzextraktion mit Hilfe einer drittelzahligen Resonanz, die durch Sextupole angeregt wird, Verwendung [10].

Darüber hinaus ermöglicht ELSA eine Erweiterung des Energiebereiches der externen Elektronenstrahlen auf 3.5 GeV im sogenannten *Nachbeschleunigungsmodus* (dies ist schematisch in Abbildung 3.2 (b) gezeigt). Dabei werden mehrere Schüsse des Vorbeschleunigers in ELSA akkumuliert (7-28 Schüsse, entsprechend 140 ms bis 480 ms Injektionszeit und bis zu 100 mA zirkulierendem Strahl). Dann werden die Magnetfamilien von ELSA synchron auf die gewünschte Endenergie verfahren (mit maximal 7 GeV/s) und schließlich wird der Elektronenstrahl mittels einer Resonanzextraktion während einer Zeitspanne von 1 bis 90 s extrahiert.

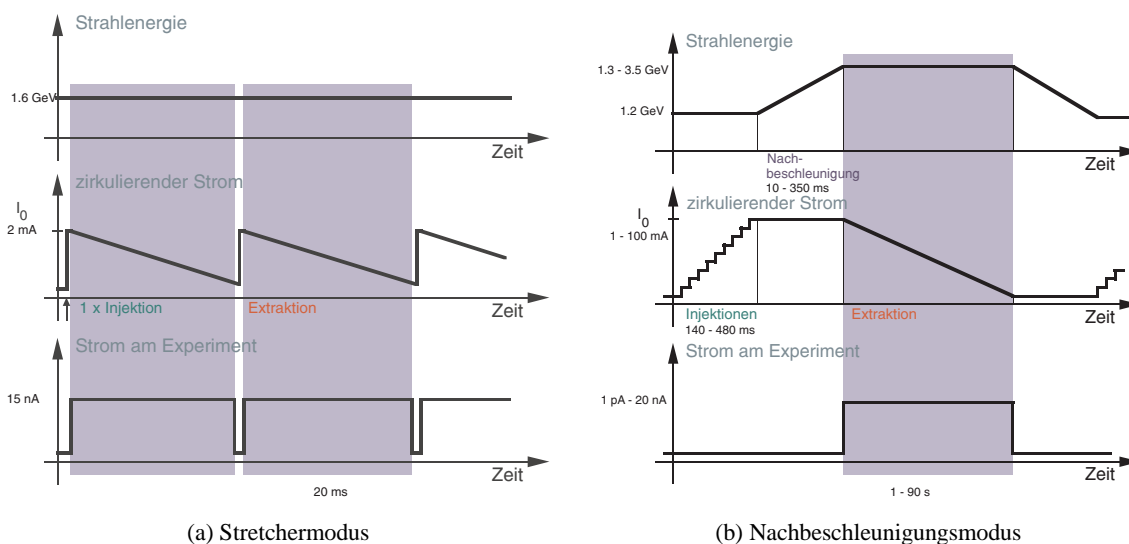


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des Betriebes von ELSA in den verschiedenen Betriebsmodi für die Experimente der Mittelenergiephysik mit externen Strahlen.

Die beiden vorgenannten Betriebsmodi werden derzeit von zwei Experimenten der Mittelenergiephysik (GDH [40], SAPHIR [41]; siehe Abbildung 3.1) genutzt, die beide sogenannte „tagged photon“ Experimente sind, also nicht direkt mit den extrahierten Elektronenstrahlen, sondern mit durch Bremsstrahlung erzeugten reellen Photonen arbeiten. 1996 bzw. 1997 wurden zudem zwei weitere größere Experimente abgeschlossen und zwar ELAN [42] und PHOENICS [43], wobei es sich bei dem einen um ein Elektronenstreuexperiment handelte, während das andere ebenfalls mit reellen Photonen arbeitete.

Bei der Konstruktion von ELSA war der Betrieb als Synchrotronstrahlungsquelle zunächst nicht vorgesehen. Da aber die Magnetstruktur (FODO-Struktur mit Sextupolen für die Chromatizitätskorrektur und nichtdispersiven Sektionen, in die die Hohlraumresonatoren für die Beschleunigung eingebaut sind, siehe Abb. 3.1 und Abb. 3.3) flexibel genug ausgelegt worden war, wird inzwischen auch dieser sogenannte *Speicherringmodus* während etwa eines Drittels der Betriebszeit von ELSA genutzt. Dabei werden Ströme bis 250 mA¹ in ELSA akkumuliert und anschließend bei Energien bis 3.0 GeV gespei-

¹ Bei 1.6 GeV; bei höheren Energien liegt die Grenze gemäß der E^4 Abhängigkeit der Synchrotronstrahlung niedriger. Die Strombegrenzung kommt dadurch zustande, daß momentan noch eine von 24 Dipolkammern keine Wasserkühlung besitzt.

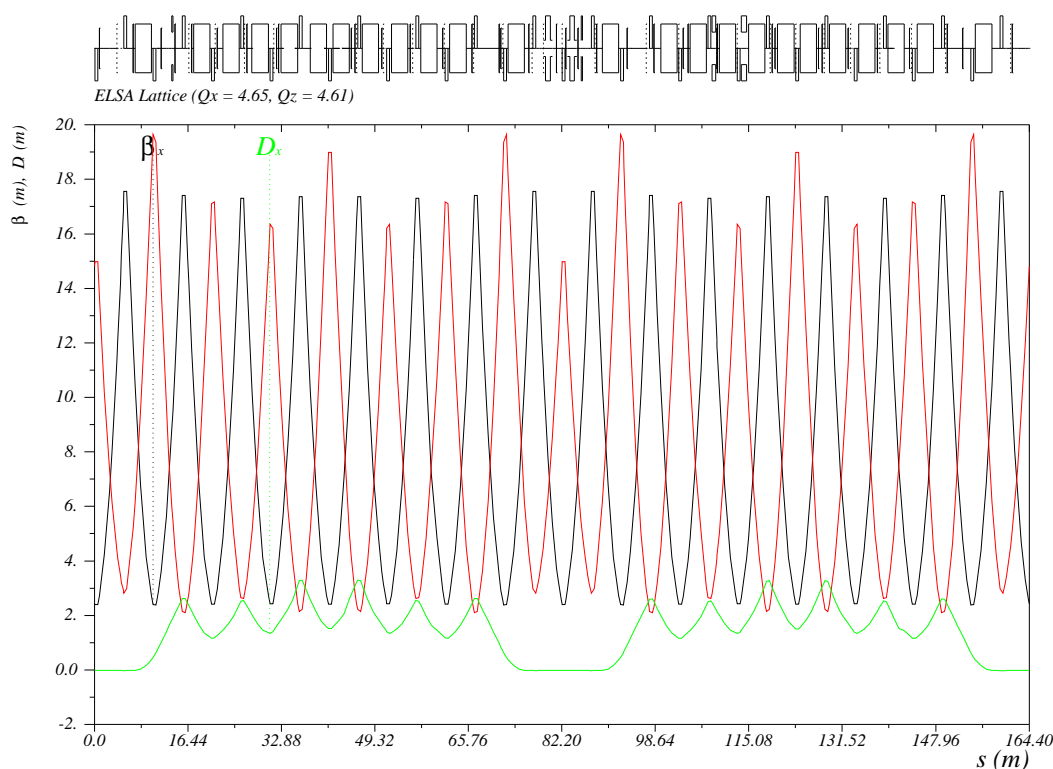


Abb. 3.3: Die optischen Funktionen ($\beta_{x,z}$ und D_x) des ELSA Stretcherringes.

chert. Die Lebensdauern des Strahles liegen allerdings (aufgrund der Auslegung des Vakuumsystems auf einen Betrieb mit schnellen Energierampen, die zu Wirbelströmen führen können) nur im Bereich bis fünf Stunden bei 2.3 GeV Strahlenergie und 25 mA zirkulierendem Strom. Die wichtigsten Parameter von ELSA sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

3.2 Quellen polarisierter Elektronenstrahlen

Zur Erzeugung der polarisierten Elektronen existieren grundsätzlich zwei verschiedene Methoden. In kreisförmigen Elektronenbeschleunigern baut sich (bei geeigneter Optimierung der Maschine) wegen der spinabhängigen Synchrotronstrahlung eine transversale Polarisation des Elektronenstrahls auf (Sokolov-Ternov-Effekt, siehe Abschnitt A.2.1).

Wegen der langen Aufbauzeiten ist die Methode der Selbstpolarisation für Experimente mit externen Targets aber nicht brauchbar. Deshalb müssen die in ELSA beschleunigten Elektronenstrahlen schon beim Einschub in die Anlage polarisiert sein, d.h. es muß eine Quelle polarisierter Elektronenstrahlen vorhanden sein.

Für den Einsatz an Beschleunigern hat sich als Methode für die Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen die Photoemission an GaAs-ähnlichen Strukturen als am besten geeignet erwiesen. Aus einer Photokathode, die diesen Effekt nutzt, lassen sich hohe Pulsströme ziehen, wie sie für die Bonner Anlage benötigt werden. Unabdingbar für hohe Lebensdauern ($1/e$ -Abfall der Quantenausbeute) der Kristalloberflächen ist dabei ein Vakuum in der Kathodenkammer von 10^{-11} mbar und die Abwesenheit bestimmter Komponenten im Restgas [44]. Als Lichtquelle für die Photoemission wird üblicherweise

Parameter	Wert
Strahlenergie E	0.5-3.5 GeV
Injektionsenergie E_{inj}	1.2 GeV (typisch), 1.6 GeV (maximal)
Rampgeschwindigkeit \dot{E}	≤ 7 GeV/s
\Rightarrow Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit α	$1.2 \cdot 10^{-6}$ (typisch)
Umfang $2\pi R$	164.4 m
HF Frequenz f_{rf}	499.667 MHz
Harmonischenzahl	274
Magnetanordnung	FODO, 16 Zellen, Superperiodizität = 2
Hauptdipolmagnete	24
Hauptquadrupolmagnete	32
Sextupolmagnete	3×4 (Chromatizität, Extraktion)
horizontaler Arbeitspunkt Q_x	4.62 (typisch)
vertikaler Arbeitspunkt Q_z	4.57 oder 4.43
natürliche hor. Chromatizität ξ_x	-5.7
natürliche ver. Chromatizität ξ_z	-5.7
natürliche Emittanz ε	100 nm @ 1.2 GeV 800 nm @ 3.5 GeV
Emittanzkopplung κ	≤ 5 % (Energierampe) 1 % (Speicherbetrieb/Extraktion)
natürliche Energieunschärfe $\frac{\Delta p}{p}$	$3.0 \cdot 10^{-4}$ @ 1.2 GeV $8.6 \cdot 10^{-4}$ @ 3.5 GeV
maximaler zirkulierender Strom	250 mA @ 1.6 GeV
extrahierter Strom I_{ext}	≤ 100 nA
Tastverhältnis d	mikroskopisch bis 95% makroskopisch bis 95%

Tab. 3.1: Parameter der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA an der Universität Bonn.

ein Laser geeigneter Wellenlänge verwendet. Für die Extraktion der Elektronen aus dem Kristall wird eine Hochspannung angelegt, die in der Regel direkt der Einschubenergie des Injektionssystems der Beschleunigeranlage entspricht.

Quellen dieser Art wurden bereits an den Beschleunigern SLC (Stanford, USA [45]), BATES/MIT (Cambridge, USA [46]), MAMI (Mainz [47]), NIKHEF (Amsterdam, Niederlande [48]) und TJNAF (Newport News, USA [49]) für Experimente eingesetzt.

3.2.1 Die 120 keV-Quelle polarisierter Elektronenstrahlen

Die 120 keV-Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen bei ELSA, wurde für die in Kapitel 6 beschriebenen experimentellen Studien im Rahmen dieser Arbeit benutzt. Diese Quelle nutzt die Photoemission von stark p-dotierten III-V Halbleitern mit direkter Bandlücke, also von GaAs-ähnlichen Materialien, auf die zirkular polarisiertes Laserlicht gelenkt wird. Die Oberfläche des Kristalls wird mit Cäsium und Sauerstoff behandelt, wobei eine sogenannte negative Elektronenaffinität [50–53] erzeugt wird. Wichtige Parameter der Quelle sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

Als Kristall wurde während der Messungen im Rahmen dieser Arbeit eine sogenannte AlGaAs-GaAs „super lattice“ Kathode benutzt. Diese besteht aus etwa 20 Lagen jeweils weniger Monolagen dünner GaAs und AlGaAs-Schichten, die verschieden stark mit Beryllium dotiert sind. Insgesamt ist die aktive

Kristalltyp	AlGaAs-GaAs superlattice
Wiederholrate	50 Hz
Pulslänge	1 μ s
Elektronenenergie	120 keV
Größe des Laserstrahles am Kristall	≤ 10 mm (Durchmesser)
Polarisationsgrad	$\geq 60\%$
Pulsintensität	1×10^{11} bis 6×10^{11} Elektronen (entspricht einem Pulsstrom von 20-100 mA)
Lebensdauer mit Strahl (Abfallzeit der Quantenausbeute)	25 - 50 Stunden
Kristallreaktivierung	etwa alle zwei Tage

Tab. 3.2: Parameter der Quelle für polarisierte Elektronen bei ELSA.

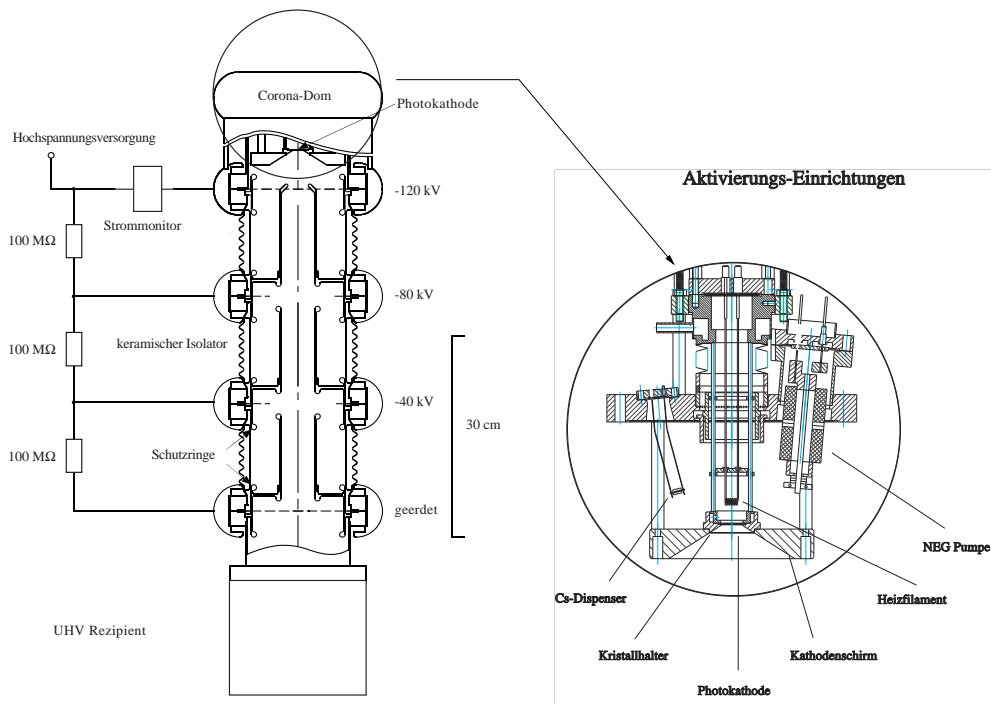


Abb. 3.4: Die Kathoden- und die Beschleunigungssektion der 120 keV-Quelle für polarisierte Elektronen [29].

Schicht des Kristalls 95 nm dick. Als maximaler Polarisationsgrad eines Elektronstrahls aus diesem Kristalltyp wurden 68% gemessen und die Quantenausbeute im Maximum der Polarisation betrug dabei 0.6% [54].

Die von der Photokathode emittierten polarisierten Elektronen werden elektrostatisch direkt in der Quelle auf eine Energie von 120 keV beschleunigt. Die Kathodenkammer ist in Abbildung 3.4 gezeigt, sie besteht aus dem zentralen Rezipienten, der Hochspannungssektion, Ausrüstung für die Präparation des Kristalls und dem Kristallhalter [55, 56].

Als Lichtquelle wird ein blitzlampengepumpter Titan:Saphir-Laser mit einer maximalen Wiederhol-

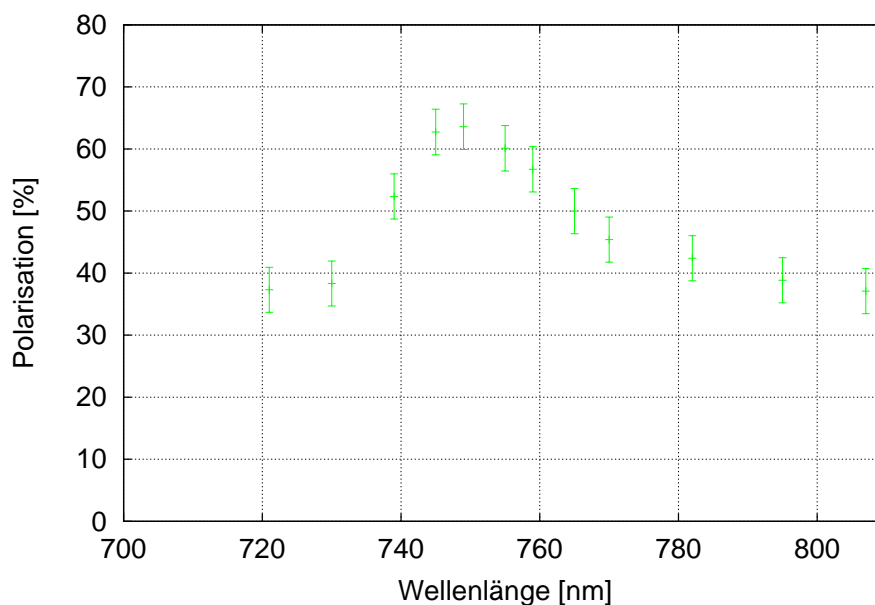


Abb. 3.5: Polarisation des Elektronenstrahls der 120 keV-Quelle in Abhängigkeit von der Wellenlänge des eingestrahlteten Laserlichts (gemessen mit dem Mott-Polarimeter).

rate von 50 Hz [57] benutzt. Dessen Lichtpuls wird auf eine Zeitdauer von $1 \mu\text{s}$ zurechtgeschnitten und über ein System aus Spiegeln, Linsen und einem Lichtleiter zur Quelle geführt. Um den Laserstrahl hinter dem Lichtleiter wieder zu polarisieren wird eine Pockels-Zelle genutzt, deren Polarität sich schnell umschalten läßt. Dadurch kann auch die Helizität des anfänglich longitudinal polarisierten Elektronenstrahls geändert werden (wichtig z.B. für Polarisationsmessungen).

Strahlabwärts lenkt ein elektrostatischer Deflektor den Elektronenstrahl um 90° ab. Der Spin wird von dieser Ablenkung nur wenig beeinträchtigt. Aufgrund eines schwachen relativistischen Effektes dreht er sich ein wenig mit, so daß nach der Ablenkung nur etwa 95% des Spins transversal orientiert ist, wie es für die Injektion in die Kreisbeschleuniger notwendig ist.

Die nachfolgende Strahlführung benutzt zur Fokussierung Solenoidmagnete, die allerdings immer als gegensinnige Doppelsolenoidmagnete ausgeführt sind, um den Spin nicht zu beeinflussen. Um die Lamor-Präzession in den normalen Solenoidmagneten im Linac kompensieren und damit eine vertikale Orientierung des Teilchenspins am Injektionspunkt in das Synchrotron sicherstellen zu können, sind die Doppelsolenoidmagnete allerdings auch auftrennbar [58].

Die Messung des Polarisationsgrades des Elektronenstrahls aus der Quelle ist bei 120 keV mittels eines Mott-Polarimeters [59] möglich, das die räumliche Asymmetrie der Streuung von transversal polarisierten Elektronen an den Kernen dünner Goldfolien ausnutzt [60, 61]. Das Polarimeter ist aufgrund seiner Geometrie nur für die Polarisation in einer Richtung (der Vertikalen) empfindlich.

Mit diesem Polarimeter wurde die Abhängigkeit der Polarisation des Elektronenstrahls von der Wellenlänge des eingestrahlteten Laserlichts vermessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.5 wiedergegeben. Das Maximum der Polarisation lag bei einer Wellenlänge von 750 nm und die maximale Polarisation betrug 64%, was unter Berücksichtigung des relativistischen Effektes im Deflektor in guter Übereinstimmung mit den 68% aus [54] ist. Die Pulsströme der Quelle mit diesem Kristall lagen im Bereich von bis zu 100 mA, bei einer Lebensdauer der Kristalloberfläche von etwa 48 Stunden mit Strahl.

Die Spinrotation um die longitudinale Achse mit Hilfe der asymmetrisch betriebenen Solenoidpaa-

re wurde mit Hilfe des Mott-Polarimeters vermessen und die Solenoide damit kalibriert. Abbildung 3.6 zeigt die Variation des Polarisationsgrades am Mott-Polarimeter vom (bereits kalibrierten) Spinrotationswinkel. Da das Mott-Polarimeter nur die vertikale Polarisationskomponente mißt, ergibt sich eine sinusförmige Abhängigkeit. Mit Hilfe der hiermit gewonnenen Kalibration wurde dann später die Optimierung der Spinorientierung bei der Injektion in das Synchrotron durchgeführt (siehe Abschnitt 6.1).

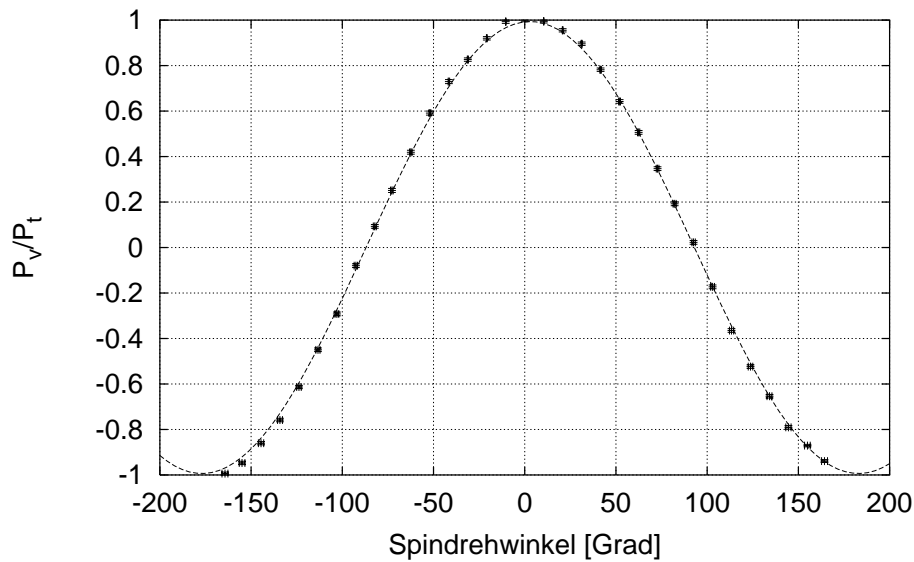


Abb. 3.6: Verhältnis aus vertikaler (P_v) zu gesamter (P_t) Polarisation am Mott-Polarimeter. Diese Messung wurde zur Kalibration der Spinrotation durch longitudinale Magnetfelder von asymmetrisch betriebenen Solenoid-Paaren benutzt. Diese werden im Betrieb benötigt, um die Wirkung der Solenoide im LINAC zu kompensieren und eine vertikale Orientierung des Spins bei der Injektion in die Kreisbeschleuniger zu gewährleisten.

3.2.2 Die 50 keV-Quelle polarisierter Elektronenstrahlen

Zusätzlich zur bereits vorhandenen 120 keV-Quelle, die weiterhin für beschleunigerphysikalische Untersuchungen genutzt wird, wurde 1995 mit der Neukonzeption einer Quelle polarisierter Elektronen begonnen, die auf die Anforderungen des Experimentierbetriebs (insbesondere große Standzeiten) ausgerichtet ist [62]. Diese Quelle wird in Verbindung mit einem zweiten Linearbeschleuniger (Linac 2) [63], der eine Einschubenergie von 50 keV benötigt, betrieben werden. Die Quelle ist mit einem Schleusensystem ausgerüstet, das einen Wechsel der Kristalle ohne Belüften der Kanone ermöglicht. Sie ist als „invertierte“ Kanone aufgebaut, bei der nur Kristall und Kathodenschirm auf hohes Potential (50 kV) gelegt werden. Alle Komponenten der Quelle und der nachfolgenden Strahlführung wurden so ausgelegt, daß sehr tiefe Drücke in der Kanone ($p \approx 10^{-11}$ mbar) mit extrem niedrigen Partialdrücken ($p \approx 10^{-13}$ mbar) aller reaktiven Gase (insbesondere Wasserdampf und Kohlendioxid) erreicht werden können. Dies hatte sich in quantitativen Messungen in Bonn als notwendig herausgestellt [44].

3.3 Polarimeter für hohe Energien

3.3.1 Møller-Polarimeter

Für die Bestimmung der Polarisation des Elektronenstrahls bei hohen Energien, also nach der Extraktion aus ELSA wird ein Møller-Polarimeter eingesetzt. Der Wirkungsquerschnitt für Elektron-Elektron-Streuung (Møller-Streuung) hängt sowohl von der Polarisation des Strahles als auch von der Polarisation des Targets² ab. Deshalb kann man die Polarisation eines Strahls bei bekanntem Polarisationsgrad eines Targets mit durch die Messung einer Zählratenasymmetrie bestimmen [64].

Dafür wird nach jedem Beschleunigungszyklus die Helizität der Strahlpolarisation geändert, indem die Polarität der Spannung an der Pockels-Zelle in der Laserstrahlführung der polarisierten Quelle umgeschaltet wird. Dann wird die Zahl der Møller-Ereignisse innerhalb der Akzeptanz des Polarimeters für beide Helizitätseinstellungen gezählt. Da sich die Strahlintensität von Beschleunigungszyklus zu Beschleunigungszyklus verändern kann, muß die Zahl der Møller-Ereignisse auf die Strahlintensität normiert werden. Dies geschieht auf voneinander unabhängige Art mittels eines Faraday-Bechers, der den Strahlstrom der Elektronen hinter dem Target mißt, und mittels eines Monitorzählers, der in der Beschleunigungsebene auf die Elektronen aus Bremsstrahlungsereignissen sensitiv ist. Der Monitorzähler besteht aus zwei Szintillationszählern, die in der horizontalen Ebene zwischen den Detektoren für die Elektronen aus der Møller-Streuung platziert sind und Elektronen akzeptieren, die durch Bremsstrahlung in der Targetfolie etwa die Hälfte ihrer Energie verloren haben.

Aus diesen normierten Zählraten kann nun die Asymmetrie

$$A = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} \quad (3.1)$$

berechnet werden, wobei n_{\pm} die normierten Zählraten von Møller-Ereignissen sind. Vergleicht man die beiden unterschiedlichen Normierungsmethoden miteinander, so sind die damit gewonnenen Asymmetrien in guter Übereinstimmung miteinander.

Die longitudinale Polarisation des Elektronenstrahls P_l am Møller-Target berechnet sich nun gemäß

$$P_l = \frac{A}{\overline{a_{zz}} P_T \cos \Psi_T}, \quad (3.2)$$

wobei $\overline{a_{zz}}$ der Asymmetriekoeffizient der Møller-Streuung gemittelt über die gesamte Akzeptanz des Polarimeters, P_T die effektive Polarisation der Targetfolie und Ψ_T der Winkel zwischen dem Elektronenstrahl und der Polarisationsrichtung des Targets ist.

Als Møller-Target wird eine 40 μm dicke Vacoflux³-Folie benutzt. Da dünne Folien nur in der Ebene der Folie polarisiert werden können, hat die Folie eine Neigung von $\Psi_T = 21^\circ$ zum Elektronenstrahl. Der Strahl durchquert die Folie also unter einem relativ spitzen Winkel. Die Spinpolarisation der Elektronen in der Folie, die von einer Anordnung von Helmholtzspulen umgeben ist, beträgt in Sättigung (bei 10 mT) $P_T = (8.27 \pm 0.26)\%$ [65].

Der Aufbau des Polarimeters ist verhältnismäßig einfach. Gestreute Elektronen werden direkt hinter der Targetfolie durch einen Dipolmagnet, der ein Teil der externen Strahlführung ist, vom Primärstrahl getrennt. Um die Elektronen aus der Møller-Streuung nachzuweisen, wird eine Zweiarmkoinzidenz genutzt, wobei jeder Arm aus einem vorderen und einem hinteren Detektor besteht. Eine Vierfachkoinzidenz zwischen allen Detektoren wird als ein Møller-Ereignis gewertet. Als Detektoren werden in den beiden Armen Cherenkov-Zähler eingesetzt, die aus Plexiglaszylindern mit angeschlossenen Photoelektronenvervielfachern bestehen. Ihre Position ist so ausgewählt, daß Elektronen, die aufgrund der Møller-

² Die Zielobjekte, auf die ein Strahl gelenkt wird, werden üblicherweise auch im Deutschen mit dem eigentlich englischen Ausdruck „target“ bezeichnet.

³ Vacoflux 50, Vakuumschmelze Hanau (Zusammensetzung: 49% Fe, 49% Co, 2% V).

Streuung um $\theta_{CM} = 90^\circ$ im Schwerpunktsystem gestreut werden, symmetrisch ober- und unterhalb der Beschleunigerebene nachgewiesen werden. In diesem Spezialfall besitzen beide Elektronen im Laborsystem die gleiche Energie und zwar genau die Hälfte der Strahlenergie.

Für die gewählte Geometrie und die dadurch selektierten Elektronen mit einem Streuwinkel im Schwerpunktsystem von $\theta_{CM} = 90^\circ$ erreicht der Betrag des Asymmetriekoeffizienten $|a_{zz}|$ seinen Maximalwert von $\frac{7}{9}$. Um das Polarimeter an die Kinematik bei den verschiedenen Strahlenergien anzupassen, wird die vertikale Position der Detektoren jeweils so geändert, daß das Zentrum der Detektorakzeptanz bei $\theta_{CM} = 90^\circ$ liegt. Ein Kollimator und zusätzliche Bleiblöcke schirmen das Polarimeter gegenüber dem Primärstrahl und gegen Untergrund, der im Target produziert wird, ab. Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 3.7 wiedergegeben.

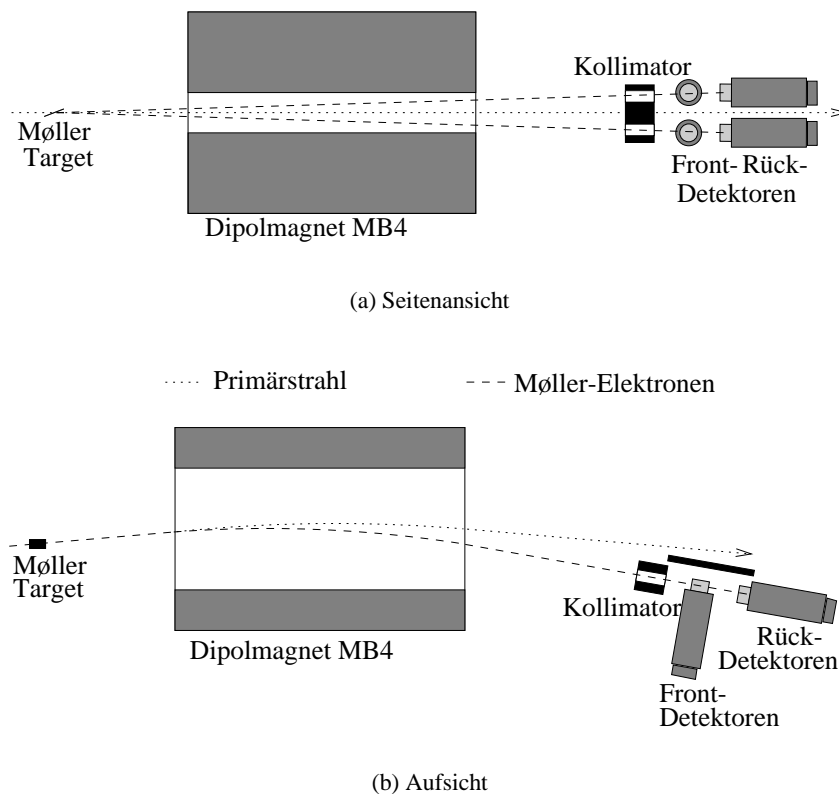


Abb. 3.7: Aufbau des Møller-Polarimeters in der ELAN-Strahlführung.

Vor den eigentlichen Polarisationsmessungen, die in Kapitel 6 beschrieben werden, wurde der Untergrund im Polarimeter sorgfältig in mehreren Testmessungen studiert. Wegen des hohen Tastverhältnisses des Elektronenstrahls von ELSA und den relativ niedrigen Strömen waren die Flugzeitspektren sehr sauber und zeigten ein nahezu untergrundfreies Møller-Signal. Deshalb war für die späteren Messungen kein Abzug von Untergrundanteilen notwendig. Messungen mit verschiedenen Targetfolien zeigten, daß die Zählrate proportional zur Kernladungszahl Z und damit zur Zahl der Elektronen in der Folie und proportional zur Foliendicke war, wie man es für Møller-Streuung erwarten sollte [66]. Der Beitrag von sogenannten Leertargetereignissen, also Ereignissen, die auch vorkommen, wenn keine Folie im Strahl ist, ist vernachlässigbar.

Um den Asymmetriekoeffizienten $\overline{a_{zz}}$ für die volle Geometrie des Polarimeters und für verschiedene Strahlparameter (vor allem Energien) zu berechnen und um abzuschätzen, ob P_T durch den Levchuk-

Effekt [67] beeinflußt wird, wurde ein Monte-Carlo-Programm geschrieben [29], das das GEANT Paket [68] für Detektorsimulationen nutzt. Ein Resultat der Simulation ist, daß aufgrund der relativ großen Winkelakzeptanz der Einfluß des Levchuk-Effektes auf die effektive Targetpolarisation kleiner als 1.3% ist (relativ) und zwar für alle relevanten Kinematiken. Er kann deshalb gegenüber anderen Quellen systematischer Fehler, vor allem der Bestimmung der Folienpolarisation, vernachlässigt werden. Der ermittelte Wert für die gemittelte Asymmetriefunktion $\overline{a_{zz}}$ ist für alle Kinematiken fast gleich. In der Auswertung wird deshalb ein fester Wert von $\overline{a_{zz}} = -0.770 \pm 0.010$ für alle Strahlenergien benutzt.

1998 wurde ein neues Møller-Polarimeter aufgebaut, das im Vergleich zu dem oben beschriebenen Polarimeter, mit dem die in Kapitel 6 aufgeführten Messungen durchgeführt wurden, eine nochmals deutlich vergrößerte Winkelakzeptanz aufweist [69]. Dadurch erhöht sich die Zählrate bei gegebener Foliendicke und gegebenem Strahlstrom um etwa einen Faktor drei gegenüber dem alten Polarimeter. Zusätzlich sind die Detektoren nun weiter vom Primärstrahl entfernt, was den Untergrund bei der Messung nochmals reduziert. Schließlich sind Folien und Magnetfelder in verschiedenen Orientierungen eingebaut, so daß das Polarimeter nicht nur Messungen der longitudinalen Komponente der Polarisation erlaubt, sondern auch der transversalen Komponenten. Erste Erfahrungen mit diesem neuen Polarimeter sind ebenfalls in Kapitel 6 beschrieben.

3.3.2 Compton-Polarimeter

Seit einiger Zeit befindet sich an ELSA auch ein Compton-Polarimeter im Aufbau, das in der Lage sein soll, die Polarisation des in ELSA gespeicherten Elektronenstrahls innerhalb weniger Minuten zerstörungsfrei zu messen [37, 70]. Dadurch entfällt die zeitaufwendige Optimierung der Extraktion und vor allem der externen Strahlführung, die bei den Møller-Polarimetern für jede neue Strahlenergie notwendig ist. Das Meßverfahren nutzt aus, daß bei der Comptonstreuung von Photonen an Elektronen eine räumliche Asymmetrie in der Verteilung der gestreuten Photonen auftritt, deren Größe von der Polarisation der Elektronen abhängt.

Als Photonenquelle wird ein Argon-Ionen-Laser bei einer Wellenlänge von 514.5 nm verwendet. Der geplante Wechselwirkungspunkt zwischen Laser- und Elektronenstrahl liegt im ELSA-Quadrupol D25. Für den Transport des Laserstrahles dorthin wird ein System von elektrisch verstellbaren Spiegeln verwendet. Eine digitale Regelung der Lage des Laserstrahles am Wechselwirkungspunkt erfolgt über eine Ansteuerung der Spiegel.

Die rückgestreuten Photonen müssen orts aufgelöst nachgewiesen werden [71]. Dazu soll ein Siliziumstreifendetektor verwendet werden, der es erlaubt, den Schwerpunkt der Verteilung gestreuter Photonen auf wenige Mikrometer genau zu bestimmen.

3.4 Einrichtungen zur Strahldiagnose am Speicherring

Am Stretcherring von ELSA existieren viele Einrichtungen, die für die Beschleunigung polarisierter Elektronen relevant sind und die teilweise im Rahmen dieser Arbeit verbessert wurden. Sie sollen allerdings nur kurz aufgezählt und beschrieben werden, ohne auf technische Details einzugehen.

Zur Strahldiagnose bei ELSA existiert zunächst ein Toroidmonitor, mit dessen Hilfe der umlaufende Strom mit einer Bandbreite bis einige kHz mit hoher Genauigkeit gemessen werden kann. Sein Meßbereich ist auch für die niedrigeren Ströme beim Betrieb mit polarisierten Elektronen völlig ausreichend.

Zur Arbeitspunktmessung und für die Bestimmung der Gleichgewichtsbahn existiert ein System aus 30 Strahlpositionsmonitoren. Für die beiden Zwecke werden allerdings verschiedene Elektronik eingesetzt. Die Detektoren sind kapazitive Elektroden, von denen jeweils vier einen Monitor bilden. Sie sind in der Nähe fast aller Quadrupole von ELSA angebracht.

Zur Arbeitspunktmessung kann man den Strahl zusätzlich anregen und zwar einerseits mittels eines Injektionskickers, der auch außerhalb der Injektionsphase Pulse erzeugen kann, und andererseits durch einen sogenannten „stripline“-Kicker. Das ist eine Anordnung aus vier länglichen Hochfrequenzelektroden, mit deren Hilfe man ein Hochfrequenzsignal (bei ELSA ist dies auf Frequenzen bis 10 MHz begrenzt) kohärent auf den Strahl einwirken lassen kann. Messungen der Arbeitspunkte bei ELSA sind beispielsweise in [72, 73] beschrieben.

Das System zur Messung der Gleichgewichtsbahn wurde in den letzten Jahren neu aufgebaut [74, 75]. Es detektiert die 500 MHz-Signale aus dem Strahlspektrum und nutzt einen gemeinsamen Signalzweig für die Signale aller vier Elektroden. Dadurch wird eine einfache Kalibration [76–78] und eine große Genauigkeit für kleine Strahlablagen erreicht. Das System erlaubt eine Messung der Gleichgewichtsbahn mit bis zu einem kHz und liefert sehr hohe relative Genauigkeiten (bei typischen Strömen und kurzen Mittelungszeiten erreicht man Auflösungen von einigen μm).

Um die transversale Lage der Monitore relativ zu den magnetischen Mitten der Quadrupole bestimmen zu können und Messungen der Betafunktion zu ermöglichen, wurden alle Quadrupolmagnete mit einer zusätzlichen Stromeinspeisung versehen, die auf die Hauptwicklung des Quadrupols wirkt. Mit ihrer Hilfe und einem externen, erdfreien Netzgerät kann der Strom eines einzelnen Quadrupols um bis zu 5 A (mit beiden Polaritäten) geändert werden (die Quadrupolströme liegen bei ELSA typischerweise zwischen 200 und 600 A). Der Zusatzstrom kann dabei ein Gleichstrom sein, aber auch mit Frequenzen bis zu einigen Hz moduliert werden. Die Konstanz des Stromes durch die restlichen Quadrupole wird durch die Stromstabilisierung der Hauptnetzgeräte mittels aktiver Filter, die eine Regelbandbreite im kHz-Bereich besitzen, sichergestellt.

Das Ergebnis einer Messung zur strahlbasierten Mittenbestimmung [79] ist in Abbildung 3.8 gezeigt. Der Strahl wird mit Hilfe einer lokalen Beule der Gleichgewichtsbahn durch das Zentrum eines Quadrupols verfahren, der währenddessen mit einem Wechselstrom in seiner Amplitude moduliert wird. Gleichzeitig wird die Variation der Strahlage an mehreren anderen Monitoren gemessen. Um eine gute Rauschfreiheit zu erhalten, wird ein digitaler lockin-Verstärker verwendet [75]. Sobald der Strahl durch die Mitte des Quadrupols geht, sollten Änderungen seiner Stärke nicht mehr zu einer Strahlageänderung führen. Ermittelt man die entsprechende Stelle aus den Messungen, so erhält man den Monitormeßwert, bei dem der Strahl durch die Mitte des Quadrupols geht. Mit dieser Methode ist also eine absolute Kalibration der Monitore möglich.

Dies ist für polarisierte Elektronen deshalb wichtig, weil die Stärke der Imperfektionsresonanzen genau von der absoluten Abweichung der Gleichgewichtsbahn von den magnetischen Mitten der Quadrupole abhängt. Die obige Methode liefert eine absolute Genauigkeit von etwa 100 μm , was dann bereits eine gute Vorkorrektur der Resonanzen aufgrund der Meßwerte der Strahllagemonitore erlaubt.

Um eine Korrektur der Gleichgewichtsbahn durchzuführen, existiert ein System von 40 Korrekturdipolmagneten. Diese sind in etwa gleichmäßig über den gesamten Ring verteilt und jeweils die Hälfte von ihnen ist in der horizontalen bzw. vertikalen Ebene wirksam. Sie können einen zusätzlichen Winkelkick von etwa einem mrad bei einem GeV erzeugen (bei höheren Energien entsprechend weniger). Korrekturen während der Energierampe sind möglich. Die Korrekturbandbreite für die volle Amplitude der Korrektoren beträgt in etwa 2 Hz. Für kleinere Amplituden sind die Antwortzeiten aber entsprechend niedriger, so daß sie auch für die Zwecke der Korrektur von Imperfektionsresonanzen ausreichend sind (bei der weniger als $\frac{1}{10}$ des Vollausschlages als Zusatzamplitude appliziert werden muß).

Zur Messung der Emittanz des Strahles existieren mehrere Systeme. Zunächst gibt es einen Synchrotronlichtmonitor, der mit einer abbildenden Optik arbeitet [80]. Er erlaubt es, in Echtzeit (mit 25 Hz) das Profil, die Lage und die Intensität des Elektronenstrahls darzustellen und zu vermessen. Hieraus kann dann die Emittanz errechnet werden. Als weitere Meßmethode können ein horizontaler Kollimator und ein vertikaler Rahmen an den Strahl heranbewegt werden. Durch Messung der Verlustrate des Strahles (über die Lebensdauer oder schneller und genauer über lokale Strahlverlustmonitore [81]) erhält man

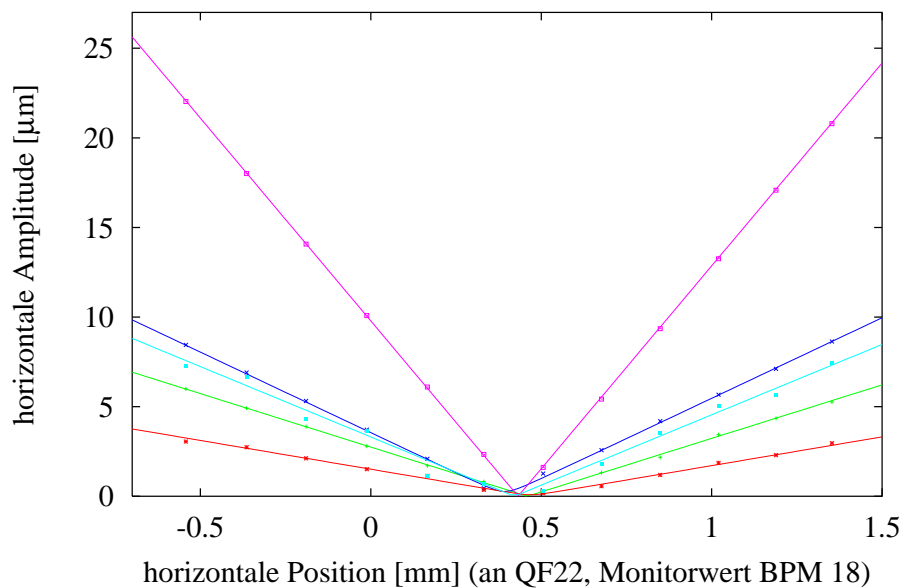


Abb. 3.8: Bestimmung der Nullposition des Strahllagemonitors BPM 18 durch Modulation der Fokussierungsstärke des benachbarten Quadrupols QF 22 [78]. Aufgetragen ist die gemessene Modulationsamplitude an 5 Monitorstationen in Abhängigkeit von der gemessenen Strahlage an dem Monitor, den man relativ zur magnetischen Mitte des Quadrupols festlegen möchte.

ein Strahlprofil bei etwa 5 - 10 Standardabweichungen der Strahlverteilung. Auch hieraus läßt sich eine Emittanz ableiten, sofern der Strahl gaußförmig ist.

Die Messung der Emittanz ist für polarisierte Elektronen deshalb wichtig, weil die Resonanzstärke der intrinsischen Resonanzen mit der Wurzel der vertikalen Emittanz skaliert. Durch eine Verringerung der vertikalen Emittanz beispielsweise durch Korrektur der Phasenraumkopplung, kann die Resonanzstärke also verringert werden.

3.5 Strahlpräparation in der externen Strahlführung

Für die Polarisationsmessungen wird die Spinrichtung nach der Extraktion aus der vertikalen in die longitudinale Richtung gedreht. Dazu wird zunächst mit Hilfe eines supraleitenden Solenoidmagneten (dessen maximale integrierte Feldstärke etwa 12.5 Tm beträgt) die vertikale Polarisation in die Beschleunigerebene transformiert (Lamor-Präzession). Weiter strahlabwärts präzediert der Spin dann in den beiden nachfolgenden Ablenkmagneten (siehe auch Abb. 3.9) aufgrund der Thomas-Präzession in die longitudinale Richtung. Der Drehwinkel aufgrund der Thomas-Präzession hängt nun aber von der Energie ab, deshalb ist der Spin nach der Drehung nur für genau eine Energie vollständig in longitudinaler Richtung orientiert. Diese Energie lag für die damalige Strahlführung und damit am Ort des für die Messungen genutzten Møller-Polarimeters bei 2.3 GeV [82]. Im relevanten Energiebereich wurden aber auf jeden Fall mehr als 60% der Polarisation am Extraktionspunkt in die longitudinale Richtung gedreht. Der Polarisationsgrad am Extraktionspunkt wurde dann später aus den Messungen unter Berücksichtigung dieser unvollständigen Spindrehung zurückgerechnet.

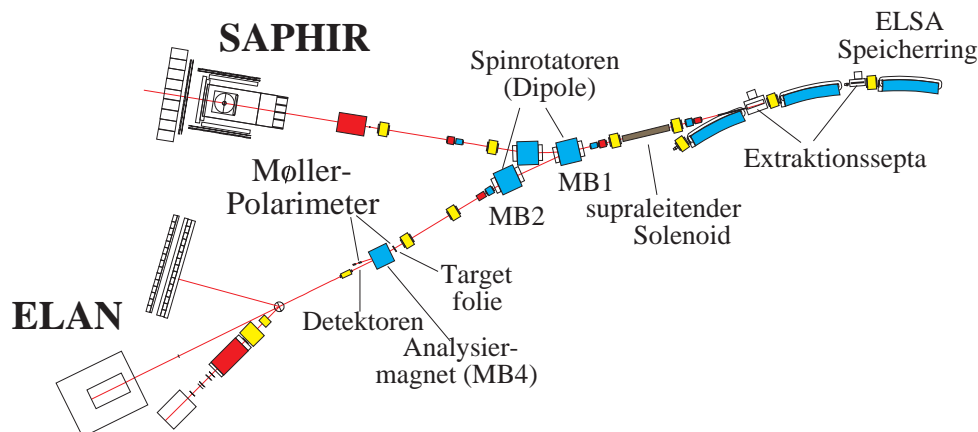


Abb. 3.9: Aufbau der externen Strahlführung zum ELAN-Experiment zum Zeitpunkt der ersten Polarisationsmessungen.

Beschleunigerkontrollsystem

Die Inbetriebnahme des neuen ELSA-Kontrollsystems fand im März 1994 statt. Bei diesem System [72, 83] ist eine verteilte Architektur mit hoher Rechen- und Übertragungsbandbreite auf allen Ebenen realisiert. Dadurch ist es möglich, sowohl datenintensive Strahldiagnoseanwendungen, als auch schnelle Simulationen der nichtlinearen Teilchendynamik [25] vollständig in das Gesamtsystem zu integrieren.

Die Bedienungs- und Kontrollebene besteht zur Zeit aus neun vernetzten Workstations mit RISC-Prozessoren unter dem UNIX-Betriebssystem HP-UX. Auf drei dieser Rechner residiert die verteilte Datenbank, während fünf Rechner als Bedienungskonsolen dienen und ein Rechner für das Fehlerbenachrichtigungssystem verwendet wird. Die Kommunikation mit dem Prozeßsystem – das aus ca. 35 VME-Rechnern mit Motorola-Prozessoren besteht und das Echtzeitbetriebssystem VxWorks verwendet – wird teilweise über ein Glasfasernetzwerk abgewickelt, das eine hohe Übertragungsbandbreite und Störfestigkeit bietet. Zur Ansteuerung von Geräten mit geringem Steuerungsaufwand wird weiterhin das Feldbussystem des alten Kontrollsystems verwendet [84, 85].

Das Gesamtsystem verwaltet über 500 logische Geräte mit etwa 8000 Parametern. Parametertypen sind z.B. skalare Werte wie Schalterstellungen, vektorielle Parameter wie Rampen von Magnetnetzgeräten oder sogar Matrix-Parameter wie Bilder der Profilmonitore.

Im Verbund mit dem neuen Kontrollsystem wurde ein neues Timingsystem realisiert, das eine verbesserte Ablaufsteuerung des Nachbeschleunigungsmodus erlaubt [72, 85]. Darüberhinaus bietet es die Möglichkeit, die Injektion in den Stretcherring umlaufsynchronisiert durchzuführen. Dadurch ist eine gezielte Beeinflussung der Füllstruktur von ELSA möglich [86]. Schließlich können die nun zusätzlich zur Verfügung stehenden Triggerpulse zur Strahldiagnose oder für Korrekturen von depolarisierenden Resonanzen – insbesondere für die Sprungquadrupole – verwendet werden.

Das Kontrollsystem bietet dem Nutzer verschiedene Schnittstellen, sowohl zur Bedienung, als auch bei der Integration neuer Elemente. Durch die daraus resultierende leichte Erweiterbarkeit war es im Rahmen dieser Arbeit verhältnismäßig einfach, die für die Beschleunigung polarisierter Elektronen zusätzlich benötigten Simulationsprogramme und Programme zur Ansteuerung neuer Komponenten in das vorhandene System zu integrieren.

3.6 Das GDH-Experiment

Als erstes Experiment, das an ELSA einen polarisierten Elektronenstrahl nutzt, ist das GDH-Experiment aufgebaut worden. Es nutzt energiemarkierte, zirkular polarisierte Photonen, die mittels eines Bremsstrahlungsradiators mit einem nachfolgenden Taggingsystem aus dem longitudinal polarisierten Elektronenstrahl erzeugt werden. Momentan werden erste Testmessungen zur Inbetriebnahme und Kalibration des Gesamtaufbaus durchgeführt, die noch mit unpolarisiertem Strahl erfolgen.

Das Ziel des GDH-Experimentes ist es, einen experimentellen Test der Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel (GDH) durchzuführen, die bereits aus den sechziger Jahren stammt [87, 88]. Die GDH-Summenregel stellt einen Zusammenhang her zwischen dem anomalen magnetischen Moment des Nukleons κ_N und der Differenz der totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitte für eine parallele bzw. antiparallele Spinorientierung des Photons und des Nukleons:

$$\int_0^{\infty} \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\nu} d\nu = -\frac{2\pi^2\alpha}{m_N^2} \kappa_N^2, \quad (3.3)$$

wobei $\sigma_{3/2}$ der Photoabsorptionswirkungsquerschnitt für parallele und $\sigma_{1/2}$ derjenige für antiparallele Spinausrichtung ist. ν ist die Photonenenergie, α die Feinstrukturkonstante und m_N die Masse des Nukleons.

Die Messung der Wirkungsquerschnitte bei niedrigen Energien (bis zu einer Photonenenergie von etwa 800 MeV) erfolgt an MAMI in Mainz und erste Ergebnisse wurden bereits veröffentlicht [89]. Die Fortsetzung der Messungen zu höherer Energie, die wichtig ist, um eine genaue Abschätzung des Integrals bis zu unendlicher Photonenenergie zu ermöglichen, wird dann 1999 bei ELSA erfolgen [40].

4. Methoden zur Polarisationserhaltung in ELSA

In diesem Kapitel wird zunächst ein Überblick über die Stärke der relevanten depolarisierenden Resonanzen in ELSA gegeben. Anschließend werden die an Protonenbeschleunigern bisher eingesetzten Maßnahmen zur Polarisationserhaltung bei der Resonanzkreuzung vorgestellt und auf ihre Eignung für ELSA untersucht. Dabei wird sich herausstellen, daß die adiabatischen Methoden, die heutzutage bei Protonenbeschleunigern vorwiegend genutzt werden, bei ELSA ab einer gewissen Energie grundsätzlich nicht mehr einsetzbar sind. Die daraufhin für ELSA ausgewählten Konzepte werden dann ausführlich erläutert und simuliert und die Anforderungen an Korrekturrichtungen abgeleitet. Abschließend werden noch einige Anmerkungen zu Effekten durch Resonanzen höherer Ordnung angefügt.

4.1 Stärken depolarisierender Resonanzen in ELSA

Zur Berechnung der Stärken der depolarisierenden Resonanzen in ELSA wurde hauptsächlich eine Fortentwicklung des Programmes DEPOL genutzt. Dieses ist in seiner ursprünglichen Form bereits für die ersten Studien in Brookhaven geschrieben worden und ist dementsprechend gut erprobt [33]. Es basiert auf dem Courant-Ruth-Formalismus zur Berechnung von Resonanzstärken, ist also eine Umsetzung von Gleichung 2.66. Mit der Hilfe dieses Programmes werden die Fourierkomponenten der periodischen Störmagnetfelder errechnet. Für ELSA wurde es im Rahmen dieser Arbeit so angepaßt, daß für sämtliche Berechnungen zur Strahlbewegung des unpolarisierten Strahls und zur Berechnung der Gleichgewichtsbahn MAD [17] benutzt wird. DEPOL liest dann eine sogenannte „TWISS“-Tabelle ein, in der MAD alle relevanten Informationen (wie Gleichgewichtsbahn, optische Funktionen, Magnetstärken) abgespeichert hat. Zudem wurde eine Routine programmiert, die eine Verwendung der Ergebnisse aus DEPOL in MAD erlaubt. Hiermit können beispielsweise Berechnungen zur Optimierung von Korrekturmaßnahmen unter Ausnutzung der Anpassungs- und Optimierungsalgorithmen von MAD geschehen [90]. Zusammen mit einfachen Skripten, um die aktuelle Maschineneinstellung, die gemessene vertikale Emittanz und die gemessene Gleichgewichtsbahn aus dem Kontrollsystem auszulesen und nach MAD zu transferieren, ist so während des Beschleunigerbetriebes eine Optimierung der Korrekturmaßnahmen möglich.

Die von MAD generierten Tabellen enthalten Informationen über die Maschinenoptik, Gleichgewichtsbahn und optische Funktionen nur am Beginn und Ende jedes Beschleunigerelementes (also beispielsweise eines Magneten). Um dennoch eine genaue Berechnung der Resonanzstärken zu erhalten, benutzt DEPOL eine analytische Interpolation, die die endliche Magnetlänge berücksichtigen.

Um sicherzustellen, daß DEPOL auch für ELSA Resonanzstärken korrekt berechnet, wurden seine Ergebnisse mit denen mehrerer anderer Programme verglichen (z.B. POLACE [91]) und für einfache Fälle auch mit analytischen Rechnungen. Die Übereinstimmung war sehr gut.

Da die Injektion nach ELSA für polarisierte Elektronen typischerweise bei etwa 1.2 GeV erfolgt, liegen fünf Imperfektionsresonanzen im relevanten Energiebereich von ELSA. Der Grund für die Wahl dieser Injektionsenergie liegt in der starken Depolarisation an der Imperfektionsresonanz bei 1.32 GeV im Vorbeschleuniger (siehe Abschnitt 4.4). Die Stärke der relevanten Imperfektionsresonanzen ist in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Für die Berechnung wurde dabei die gemessene Gleichgewichtsbahn verwendet, so wie sie zum Zeitpunkt der in Kapitel 6 beschriebenen Messungen zur Korrektur von depolarisierenden Resonanzen in ELSA vorlag.

Q_{sp}	E [GeV]	$ \epsilon_\sigma $ (10% der nat. Emit.)	$ \epsilon_r $ (unkorrigierter Orbit)
$Q_z - 2$	1.14	6.8×10^{-5}	
3	1.32		1.0×10^{-3}
$-Q_z + 8$	1.5	3.9×10^{-5}	
4	1.76		1.6×10^{-3}
Q_z	2.0	8.7×10^{-4}	
5	2.20		3.7×10^{-3}
$-Q_z + 10$	2.4	8.9×10^{-5}	
6	2.64		3.0×10^{-3}
$Q_z + 2$	2.9	1.1×10^{-3}	
7	3.08		4.0×10^{-3}
$-Q_z + 12$	3.3	1.6×10^{-3}	

Tab. 4.1: Berechnete Stärke der depolarisierenden Resonanzen in ELSA.

Die Messung dieser Gleichgewichtsbahn ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Um eine gute absolute Genauigkeit der Messung zu erhalten, wurde eine Methode zur strahlbasierten Mittenbestimmung der Monitore verwendet (siehe Abschnitt 3.4). Die vertikale Gleichgewichtsbahn hatte zu diesem Zeitpunkt eine mittlere Abweichung von den magnetischen Mitten der Quadrupole von etwa 3 mm (rms-Wert). Sie war in der vertikalen Ebene nahezu energieunabhängig, so daß dieselben Werte für die Berechnung aller Resonanzstärken benutzt wurden. In der horizontalen Ebene lag hingegen eine deutliche Energieabhängigkeit vor, was aber keinen Einfluß auf die Stärken der Resonanzen erster Ordnung hat. Die Abhängigkeit der Resonanzstärken von der Güte der vertikalen Gleichgewichtsbahn ist in Abschnitt 4.5.2 genauer untersucht. Durch eine Neujustage sämtlicher Dipolmagnete in ELSA konnte die Stärke sämtlicher Imperfektionsresonanzen inzwischen gegenüber der hier beschriebenen Situation, auf etwa ein Drittel verringert werden.

Die Stärken der intrinsischen Resonanzen (siehe Tabelle 4.1) wurden unter der Annahme der natürlichen Emittanzen und einer Kopplung von etwa 10% für ein Teilchen, das eine Betatronschwingungsamplitude entsprechend einer Standardabweichung des Strahles besitzt, berechnet. Die Verwendung von natürlichen Emittanzen ist bei niedrigen Energien etwas zu optimistisch. Die korrekten Emittanzen sind aber aufgrund der komplizierten Anregungs- und Dämpfungsprozesse während der Rampphase nur schlecht abschätzbar und hängen vom Strahlstrom ab. Wenn in der Zukunft der Betrieb mit polarisierten Elektronen mit höheren Strahlströmen erfolgen sollte, könnten sich größere Emittanzen als für die Berechnungen vorausgesetzt, ergeben.

Auf der anderen Seite sind 10% Emittanzkopplung eine pessimistische Abschätzung. Hier sind ohne Probleme auch während der Rampe Werte von unter 5% erreichbar. Um bei der Auslegung der Korrekturmaßnahmen aber eine hinreichende Sicherheitsmarge zur Verfügung zu haben, wurde dennoch von einer Kopplung von 10% ausgegangen. Bei den Strömen, die im bisherigen Betrieb mit polarisierten Elektronen realisiert werden konnten, lagen bei allen Messungen Emittanzen vor, die kleiner waren, als obige Annahmen.

Die Stärken aller Imperfektionsresonanzen liegen in der Größenordnung von 10^{-3} (siehe Tabelle 4.1). Setzt man dies in Gleichung 2.81 ein, so sieht man, daß selbst für die maximalen Rampgeschwindigkeiten von ELSA an allen Imperfektionsresonanzen eine signifikante Depolarisation oder eine adiabatische Umkehr der Spinrichtung auftreten sollte. Berücksichtigt man zusätzlich noch die Effekte der Synchrotronoszillationen und der Synchrotronstrahlung (siehe Abschnitt 4.3.1 und 4.3.2) oberhalb von 1.5 GeV, so wird die adiabatische Umkehr der Polarisationsrichtung bei hohen Energien unvoll-

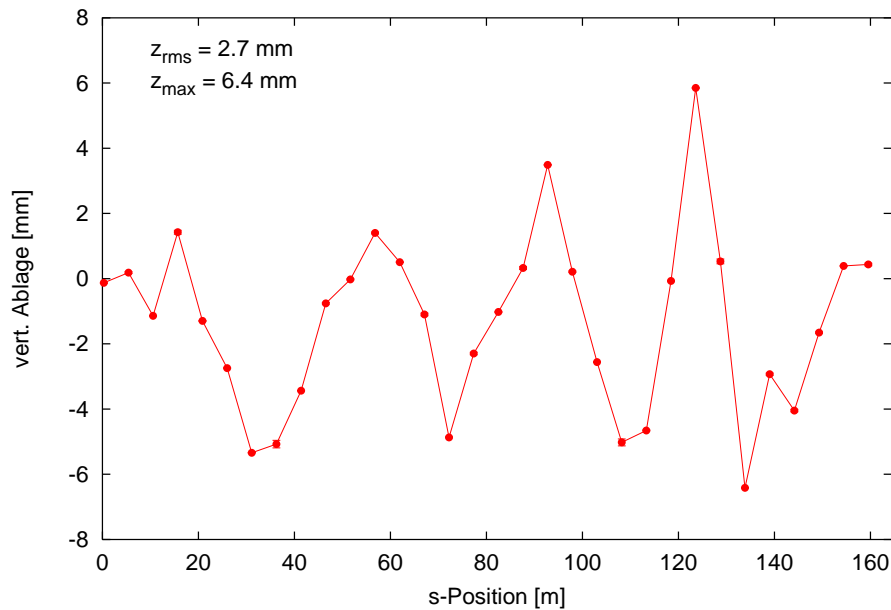


Abb. 4.1: Unkorrigierte vertikale Gleichgewichtsbahn von ELSA, bevor die Hauptdipole rejustiert wurden. Die Abweichungen dieser Gleichgewichtsbahn von den magnetischen Mitten der Quadrupole wurden für die Berechnungen der Resonanzstärken der Imperfektionsresonanzen benutzt.

ständig und es ergibt sich deshalb an allen Imperfektionsresonanzen eine signifikante Depolarisation. Dementsprechend müssen alle fünf Imperfektionsresonanzen aktiv korrigiert werden.

Bei intrinsischen Resonanzen ist die Situation etwas anders. Setzt man die Resonanzstärken aus Tabelle 4.1 in die über den vertikalen Phasenraum integrierte Froissart-Stora-Gleichung (2.83) ein, so ergibt sich auch unter Berücksichtigung der Synchrotronstrahlung bei nominellen Rampgeschwindigkeiten nur bei drei Resonanzen und zwar denjenigen bei 2.0, 2.9 und 3.3 GeV eine spürbare Depolarisation. Dennoch wird das Korrektursystem so ausgelegt sein, daß es auch noch bei den beiden schwächeren intrinsischen Resonanzen bei 1.5 und 2.4 GeV eine Depolarisation vermeiden könnte, sofern dies in der Zukunft beispielsweise für eine niedrigere Rampgeschwindigkeit notwendig sein sollte.

4.2 Korrekturmethoden für die Kreuzung depolarisierender Resonanzen

Eine Beschreibung der linearen Kreuzung von depolarisierenden Resonanzen und eine Kategorisierung in adiabatische und nichtadiabatische Korrekturmethoden wurde bereits in Abschnitt 2.3.7 gegeben. Diese Unterteilung leitet sich von den verschiedenen Bereichen der Froissart-Stora-Gleichung [3] her, in denen der Polarisationsgrad beim Queren einer isolierten Resonanz erhalten bleiben kann.

Die Korrekturmethoden für depolarisierende Resonanzen funktionieren gewöhnlich durch eine Veränderung der Resonanzstärke oder der Kreuzungsgeschwindigkeit und wurden in vielen Variationen an Protonenbeschleunigern getestet [4, 5, 27, 92]. Zusätzlich existiert noch die Möglichkeit der Verwendung einer sibirischen Schlange¹, durch die sich das Kreuzen jeglicher Resonanz verhindern läßt. Diese Methode wird im nachfolgenden Abschnitt näher untersucht.

¹ Dies ist eine besondere Form von Spinrotatoren, die den Spin bei einem Durchlauf um 180° um eine in der horizontalen Beschleunigerebene liegende Achse dreht.

4.2.1 Sibirische Schlangen

Mit einer Schlange wird in der Spinbewegung ein Spinrotator bezeichnet, der den Spin der Teilchen um einen Winkel ϕ um eine beliebige in der horizontalen Beschleunigerebene liegende Achse dreht. Dies können also beispielsweise vertikale Ablenkmagnete oder Solenoidmagnete sein. Man kann dabei zwischen zwei grundsätzlich verschiedenen Typen von Schlangen unterscheiden: Für Drehwinkel von (üblicherweise deutlich) weniger als 180° spricht man von einer partiellen Schlange, während ein Spinrotator mit einer Spindrehung von exakt 180° als volle oder sibirische² Schlange bezeichnet wird.

Die Wirkungsweise von partiellen Schlangen liegt in einer einfachen Verstärkung von Imperfektionsresonanzen, so daß man mit Hilfe einer einzigen partiellen Schlange eine adiabatische Umkehrung der Polarisation an allen Imperfektionsresonanzen erreichen kann. Polarisationsverluste an intrinsischen Resonanzen können damit nur dann ebenfalls verhindert werden, wenn der vertikale Betatronarbeitspunkt sehr nah an einer ganzen Zahl liegt, was in Beschleunigern im allgemeinen nicht möglich ist. Sibirische Schlangen hingegen sorgen dafür, daß der Spinarbeitspunkt völlig unabhängig von der Energie der Teilchen immer halbzahlig ist (siehe Abbildung 4.2). Dadurch treten dann weder intrinsische (da der fraktionale Betatronarbeitspunkt aufgrund der Betatronresonanzen ohnehin weit genug von $\frac{1}{2}$ entfernt sein muß) noch Imperfektionsresonanzen auf. Veranschaulichen kann man sich dies dadurch, daß sich durch den Phasensprung der Spinpräzession um 180° an der Stelle des Spinrotators alle horizontalen Magnetfelder, die sich ohne diesen Rotator resonant aufaddiert hätten, nun gerade gegenseitig kompensieren.

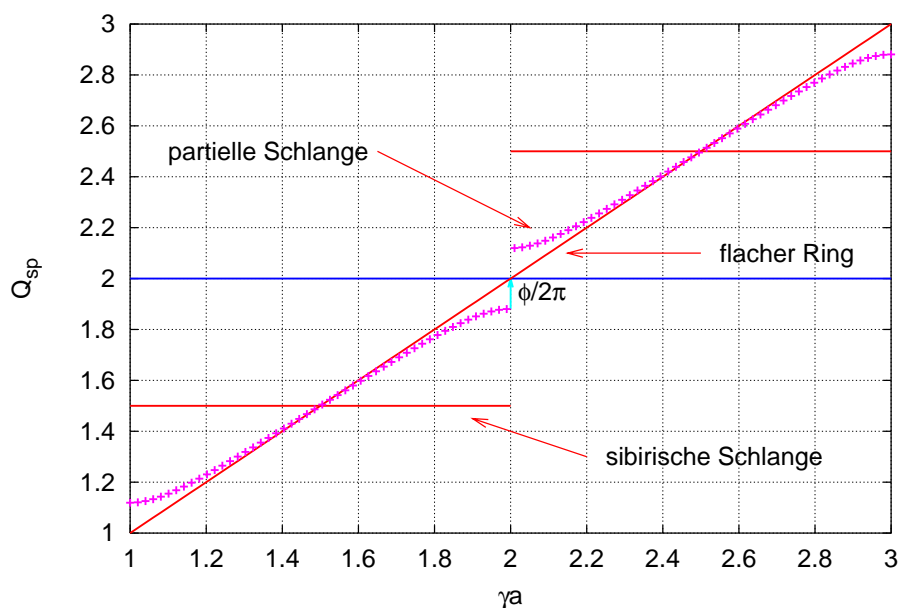


Abb. 4.2: Abhängigkeit des Spinarbeitspunktes von der Energie der Teilchen ohne eine Schlange im Ring (linearer Verlauf), für eine partielle Schlange (Drehwinkel ϕ) und für eine sibirische Schlange. Mit zunehmendem Drehwinkel der Schlange weicht der Verlauf immer mehr von einer Geraden ab. Für eine sibirische Schlange schließlich wird der fraktionale Anteil unabhängig von der Energie und ist immer gleich $\frac{1}{2}$.

² Die Idee für diese Art der Spinrotatoren wurde in Novosibirsk entwickelt [93, 94].

Sobald sich Schlangen in einem Beschleuniger befinden, ist die invariante Spinachse übrigens nicht mehr vertikal. Für einen Ring mit einer sibirischen Schlange beispielsweise liegt die invariante Spinachse überall in der horizontalen Beschleunigerebene und am Punkt genau gegenüber der Schlange erhält man longitudinale Polarisation.

Leider können weder partielle noch sibirische Schlangen trotz der oben aufgeführten sehr positiven Eigenschaften bei ELSA nutzbringend eingesetzt werden. Dies liegt an einer Verkettung von mehreren Gründen [95–97]. Während es bei niedriger Energie sehr effektiv ist, den Spin über Solenoide um eine longitudinale Achse zu rotieren und sich dies für eine sibirische Schlange nutzen läßt (man spricht bei einer longitudinalen Drehachse dann von einer Schlange der ersten Art), wird dies für Elektronenbeschleuniger aufgrund der kleinen gyromagnetischen Anomalie für Energien oberhalb von 1 GeV immer schwieriger.

Wollte man beispielsweise den Spin in ELSA bei 3.5 GeV mittels eines Solenoidmagneten um 180° drehen, so benötigte man eine integrierte Feldstärke von 35 Tm. Dies wäre also beispielsweise selbst in supraleitender Bauweise mit 6 T Feldstärke ein Solenoid von etwa 6 m Länge. Dies ist allein für den Solenoidmagneten ein größerer Raumbedarf, als man im längsten freien Stück in ELSA an Platz zur Verfügung hat. Zusätzlich kämen dann noch verkippte Quadrupole hinzu, um die durch den Solenoidmagneten stark gekoppelten transversalen Phasenräume wieder zu entkoppeln.

Der Hauptnachteil ist aber, daß ein Solenoid simultan mit den Hauptmagneten gerampt werden müßte, da seine Spindrehwirkung umgekehrt proportional zum Teilchenimpuls ist (siehe Gleichung 2.47). Das ist aber selbst für Geschwindigkeiten, die nur in der Nähe der nominellen Rampgeschwindigkeiten von ELSA liegen, für einen supraleitenden Solenoiden völlig unmöglich. Die Verwendung eines Solenoidmagneten als sibirische Schlange bei ELSA würde also zu einer dramatischen Verringerung der erzielbaren extrahierten Strahlströme führen, da die Rampgeschwindigkeit erheblich reduziert werden müßte.

Die zweite Möglichkeit der Realisierung einer sibirischen Schlange funktioniert mittels transversaler Magnetfelder. Da Spin- und Orbitdrehungen unterschiedlich schnell vonstatten gehen, und Rotationen nicht miteinander kommutieren, kann man durch eine magnetische Schikane oder einen helischen Dipol ebenfalls eine entsprechende Spindrehung realisieren. Dies könnte sowohl eine Schlange erster Art, das ist eine Schlange, bei der wie bei Solenoidmagneten die Spindrehung um die longitudinale Achse erfolgt, als auch eine Schlange zweiter Art, bei der die Drehung um die radiale Richtung erfolgt, sein. Diese Schemata funktionieren aber erst für Energien ab etwa 10 GeV zufriedenstellend. Entsprechende Einrichtungen für ELSA wären deshalb wiederum zu groß.

4.2.2 Adiabatische und nicht-adiabatische Kreuzungsmethoden

Während in der Anfangszeit der Beschleunigung polarisierter Protonen nahezu ausschließlich nicht-adiabatische Kreuzungsmethoden für depolarisierende Resonanzen verwendet wurden, verbreiteten sich in den letzten Jahren adiabatische Methoden immer weiter. Zum Teil wurden hierzu auch völlig neue Methoden mit verhältnismäßig hohem technischem Aufwand entwickelt. Der Grund für die Verwendung dieser Methoden bei Protonenbeschleunigern liegt in Vorteilen wie sehr viel schnelleren Optimierungszeiten und geringerem Einfluß auf die Strahlqualität. Die jeweiligen Vor- und Nachteile bei der Verwendung verschiedener Korrekturmethode werden im folgenden bei der Vorstellung der einzelnen Methoden jeweils erläutert werden. Für ELSA werden sich allerdings im Endeffekt nur die nicht-adiabatischen Kreuzungsmethoden als geeignet herausstellen.

Imperfektionsresonanzen

Zur Korrektur von Imperfektionsresonanzen wurden an anderen Beschleunigern erfolgreich sowohl adiabatische, als auch nicht-adiabatische Kreuzungsschemata und Korrekturmethode verwendet. Dabei wurde meistens die Resonanzstärke verändert [4, 5, 27, 28]. Dies hat zwei Gründe. Auf der einen Seite ist es normalerweise nicht möglich, die Energie in den entsprechenden Beschleunigern so schnell zu erhöhen, daß die Kreuzungsgeschwindigkeit bei allen Resonanzen ausreichend wäre, um eine Depolarisation zu vermeiden. Auf der anderen Seite kann man die Rampgeschwindigkeit aber auch nicht beliebig verringern. Dies würde erstens zu einer erheblichen Reduktion des Stromes und des Tastverhältnisses für die Experimente führen und außerdem kämen für sehr langsame Kreuzungsgeschwindigkeiten dann die schwachen Resonanzen höherer Ordnung in einen Bereich, in dem sie Depolarisation verursachen würden.

Die Variation der Resonanzstärke von Imperfektionsresonanzen kann auf verschiedene Arten erfolgen. Am häufigsten ist die Verwendung von Korrektormagneten, um die vertikale Gleichgewichtsbahn des Strahles zu beeinflussen. Dies kann entweder global entlang des gesamten Ringes (wie z.B. am AGS [5] in Brookhaven, USA) oder lokal in Form von geschlossenen Beulen (wie z.B. bei SATURNE-II [27] in Saclay, Frankreich) erfolgen. Zudem kann man mit einer Veränderung der Gleichgewichtsbahn natürlich sowohl die Resonanzstärke sowohl verringern, als auch vergrößern.

Beschränkt man sich bei der Korrektur der Gleichgewichtsbahn nur auf eine harmonische Komponente und zwar genau auf die, die die zu korrigierende Resonanz verursacht, so spricht man von einer harmonischen Korrektur. Für die Imperfektionsresonanz mit der Resonanzbedingung $\gamma a = k$ erzeugt man durch zusätzliche Magnete ein harmonisches Magnetfeld

$$B_k = a_k \sin(k\theta) + b_k \cos(k\theta), \quad (4.1)$$

wobei θ die Position entlang des Ringes (als Azimutwinkel) ist. Die Situation ist für einen Ring mit Symmetrien etwas komplizierter, denn dann schreibt sich obige Resonanzbedingung als $\gamma a = lP \pm k$, wobei P die Superperiodizität ist. In diesem Falle trägt nicht mehr nur noch eine Harmonische Komponente zur Resonanzstärke bei. An sich müßte man deshalb nun sämtliche Harmonische k für beliebige l korrigieren und nicht nur die eine Harmonische für $l = 0$, allerdings wird die Harmonische für $l = 0$ im allgemeinen immer noch den Hauptbeitrag liefern.

Die Korrekturmethode, mittels einer harmonischen Korrektur die Resonanzstärke von Imperfektionsresonanzen zu vermindern, ist für ELSA geeignet. Sie wird in Abschnitt 4.5.2 für den Fall von ELSA genauer untersucht.

Vergrößert man mittels zusätzlicher harmonischer Magnetfelder die Stärke von Imperfektionsresonanzen, so ergibt sich für eine lineare Resonanzkreuzung eine adiabatische Umkehrung der Polarisationsrichtung. Den gleichen Effekt kann man auch durch das Einfügen einer partiellen Schlange in den Ring erreichen, die ebenfalls die Resonanzstärke von Imperfektionsresonanzen erhöht. Polarisationsverluste an intrinsischen Resonanzen können von einer partiellen Schlange hingegen nur dann verhindert werden, wenn der Betatronarbeitspunkt nahe an einer ganzzahligen Resonanz liegt, was vom Standpunkt der Strahlstabilität aus nicht wünschenswert ist.

Bei SATURNE-II [27] wurde eine Verstärkung der Imperfektionsresonanzen mittels Korrektormagneten bei allen Resonanzen außer bei der ersten Resonanz erfolgreich genutzt, um die Spinrichtung jeweils ohne Polarisationsverlust umzukehren. Am AGS wird hierzu eine partielle Schlange verwendet. Bei ELSA ist die Verwendung beider Schemata aber leider oberhalb von 1.5 GeV unmöglich. Dies liegt an den Synchrotronoszillationen und der Synchrotronstrahlung und wird in den nachfolgenden Abschnitten 4.3.1 und 4.3.2 detailliert erklärt.

Man kann den Effekt in Abbildung 4.3 sehen, wo eine Spintrackingsimulation einer Resonanzquerung für große Resonanzstärke unter dem Einfluß von Synchrotronoszillationen und Synchrotronstrahlung

lung gezeigt ist. Trotz der sehr hohen Resonanzstärke, die in der Größenordnung der mittels Korrektoren bei ELSA erreichbaren Stärke liegt, erhält man keine vollständige Umkehr der Polarisation, wie man es aufgrund der Froissart-Stora-Gleichung erwarten würde, sondern eine deutliche Depolarisation. Die Simulation wurde mit Hilfe des Programmes SPTRACK [98] durchgeführt, das im Rahmen dieser Arbeit erstellt wurde. Der diesem Programm zugrundeliegende Rechenformalismus wird ebenfalls in den Abschnitten 4.3.1 und 4.3.2 erläutert und das Programm dann in Anhang A im Detail vorgestellt.

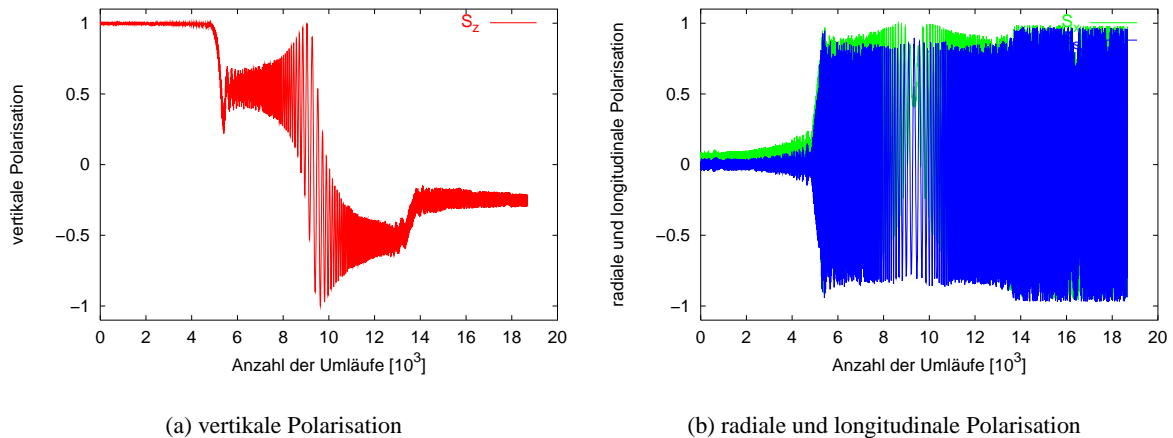


Abb. 4.3: Entwicklung der Komponenten der Polarisation bei einer Resonanzquerung unter Berücksichtigung der Synchrotronoszillationen und Synchrotronstrahlung (berechnet mit SPTRACK). Die Rechnung wurde für die Imperfektionsresonanz bei 3.08 GeV durchgeführt. Als Resonanzstärke wurde $5 \cdot 10^{-3}$, als Kreuzungsgeschwindigkeit 6 GeV/s, als Synchrotronarbeitspunkt 0.04 und als Energiebreite $1 \cdot 10^{-3}$ angenommen. In die Graphik eingetragen ist die Polarisation nach jedem zehnten Umlauf des Elektronenstrahls. Man erkennt eine deutliche Depolarisation.

Bei Imperfektionsresonanzen stellt die prinzipielle Nichtverwendbarkeit von adiabatischen Kreuzungsmethoden (die genauso auch für intrinsische Resonanzen gilt) für ELSA einen wirklichen Nachteil dar. Der Grund dafür liegt darin, daß eine harmonische Korrektur eine sehr präzise Einstellung der zur Korrektur verwendeten Magnetfelder erfordert. Die benötigten Korrektorstärken können zwar grob aus einer Messung der vertikalen Gleichgewichtsbahn errechnet werden, anschließend muß aber im Normalfall noch eine empirische Nachkorrektur anhand der Meßwerte eines Polarimeters erfolgen. Die Meßzeit für eine Messung des Møller-Polarimeters an ELSA liegt aber in der Größenordnung von 10-15 Minuten. Damit ist eine solche Korrektur sehr zeitaufwendig. Darüberhinaus können bereits Änderungen der Gleichgewichtsbahn, wie sie bei Beschleunigern über einige Wochen auftreten können, eine Neuoptimierung notwendig machen.

Bei der adiabatischen Kreuzung wäre man von solchen Problemen hingegen verhältnismäßig unbeeinflusst. Da die Froissart-Stora-Formel in diesem Bereich nur noch schwach von der Resonanzstärke abhängt, existiert ein sehr weiter Bereich für die Einstellungen der Korrektoren oder der partiellen Schlange, in dem die Polarisation bei einer Resonanzquerung nahezu vollständig umgekehrt wird.

Für Protonenbeschleuniger ist es deshalb sehr attraktiv, die adiabatischen Kreuzungsmethoden zu nutzen. So kann beispielsweise durch eine partielle Schlange mit festem Magnetfeld die Korrektur sämtlicher Imperfektionsresonanzen eines Beschleunigers erfolgen, wovon im AGS nach seinem Umbau als Vorbeschleuniger von RHIC Gebrauch gemacht wird [99].

Intrinsische Resonanzen

Ganz im Gegensatz zu den Imperfektionsresonanzen, wo man nur einen geringen Einfluß auf die Kreuzungsgeschwindigkeit nehmen kann, kann man diese bei intrinsischen Resonanzen gut beeinflussen, da die Resonanzbedingung vom vertikalen Betatronarbeitspunkt abhängt (siehe Gleichung 2.69). Dafür gibt es bei intrinsischen Resonanzen nur begrenzte Möglichkeiten, die Resonanzstärke zu ändern, da die Stärke im wesentlichen nur von der vertikalen Emittanz abhängt. Die vertikale Emittanz kann aber zumeist nicht klein genug gemacht werden, um eine Depolarisation vollständig zu verhindern. Zudem sind der Veränderung der vertikalen Emittanz bei Protonenbeschleunigern natürliche Grenzen gesetzt, da sie aufgrund des Theorems von Liouville nicht reduziert werden kann. Man darf sie aber auch nicht für eine adiabatische Resonanzkreuzung erhöhen, da sich sonst eine Verschlechterung der Strahlqualität ergäbe. Bei Elektronenbeschleunigern wie ELSA, wo ohnehin nur nicht-adiabatische Kreuzungsmethoden verwendet werden können, ist eine Reduzierung der Phasenraumkopplung sehr nützlich, da sich dadurch die Resonanzstärken so weit reduzieren lassen, daß die anschließende Kompensation erheblich erleichtert wird.

Bei den früheren Experimenten an Protonenbeschleunigern wurde zur Korrektur von intrinsischen Resonanzen ein Arbeitspunktsprung benutzt (AGS [5]; ZGS [4], Argonne, USA; KEK-PS [92], Tsukuba, Japan). Dabei wird der vertikale Betatronarbeitspunkt innerhalb weniger Umläufe geändert und somit durch eine schnelle Änderung der Resonanzbedingung die effektive Kreuzungsgeschwindigkeit für die Resonanz so weit erhöht, daß kaum Depolarisation auftritt. Anschließend wird der Arbeitspunkt dann wieder vergleichsweise langsam auf den Ursprungswert zurückgeändert. Da dieses Verfahren auch bei ELSA angewendet wird, wird es in Abschnitt 4.6.2 genauer erläutert.

Die Benutzung von Sprungquadrupolen hat allerdings einen Nachteil, der in Protonenbeschleunigern erheblich ist. Durch die gepulste Erregung des Magneten kann ein Emittanzwachstum des Strahles verursacht werden [100]. Dies kommt aufgrund einer dynamischen Fehlanpassung der Optik und der schnellen Änderung der Gleichgewichtsbahn zustande. Der Effekt wird in Abschnitt 5.2.2 ausführlich für den Fall von ELSA diskutiert. Bei Elektronenbeschleunigern ist dieser Effekt aber kein Problem, solange man nicht bei sehr niedrigen Energien arbeitet und er nicht zu unmittelbaren Strahlverlusten führt. Bei ELSA liegt das Emittanzwachstum beispielsweise in allen Fällen unter 10%. Da die transversalen Dämpfungszeiten im relevanten Energiebereich unterhalb von 100 ms liegen, ist dieser Zuwachs bis zum Erreichen der nächsten intrinsischen Resonanz oder bis zum Start der Extraktionszeit längst wieder verschwunden. Für Strahlverlust sorgt der Effekt unter keinen Umständen.

Damit ist der einzige (aber schwerwiegende Grund), weshalb der Arbeitspunktsprung für Protonenbeschleuniger keine ideale Lösung darstellt, für ELSA nicht relevant. Deshalb ist dieses Verfahren für ELSA gut geeignet und es läßt sich zudem schnell optimieren und ist bei nachfolgenden Strahlzeiten dann ohne Nachoptimierung reproduzierbar einzustellen.

Um die benötigte Stärke und Anstiegszeit für den Puls abzuschätzen, existieren verschiedenen Methoden. Dies liegt daran, daß man die über den vertikalen Phasenraum integrierte Froissart-Stora-Formel (2.83) nicht direkt verwenden kann, da sie die endliche Sprungweite und die im allgemeinen Fall nicht zeitlich konstante Kreuzungsgeschwindigkeit nicht berücksichtigt. Die verschiedenen Abschätzmethoden [92, 101–103] werden in Abschnitt 4.6.2 diskutiert und daraus die Anforderungen für einen Magnetentwurf für ELSA abgeleitet.

Weitere Methoden der Resonanzkreuzung

Zwar sind sämtliche in den letzten Jahren neu erdachten Methoden zur Resonanzquerung für ELSA nicht einsetzbar, weil sie entweder eine adiabatische Resonanzquerung ausnutzen, nur für schwache Resonanzen zu gebrauchen sind, oder bei den Energien von ELSA zu viel Einbauplatz benötigten, dennoch sollen sie hier im einzelnen aufgeführt werden, um jeweils das Argument zu nennen, das ihre Benutzung verhin-

dert. Bei allen Methoden, die für intrinsische Resonanzen geeignet sind, sollte zudem beachtet werden, daß der Arbeitspunktsprung bei einem Elektronenbeschleuniger wie ELSA bereits ohne schädliche Nebenwirkungen verwendet werden kann, Vorteile alternativer Methoden können dort also höchstens in einer geringeren Komplexität oder einem kleineren Preis liegen.

- Auch intrinsische Resonanzen lassen sich prinzipiell harmonisch korrigieren, indem man die Stärke der einzelnen Quadrupole verändert [7, 104]. Diese Methode ist allerdings nicht für alle intrinsischen Resonanzen gleichermaßen geeignet. Da bei ELSA aber nur zwei Hauptquadrupolfamilien getrennt ansteuerbar sind und es ein erheblicher Aufwand wäre, alle Quadrupole während einer schnellen Energierampe getrennt anzusteuern, ist dieses Verfahren erheblich aufwendiger als der Arbeitspunktsprung und liefert nicht bei allen Resonanzen gleich gute Ergebnisse.
- Mit Hilfe eines mit einer Hochfrequenz erregten Solenoidmagneten [105] kann man bei beliebigen Spinarbeitspunkten sogenannte parametrische Resonanzen erzeugen. Legt man diese in die Nähe einer depolarisierenden Resonanz und macht die Anregung stark genug, so dominiert die parametrische Resonanz die Spinbewegung und es kann eine adiabatische Umkehr der Polarisation erfolgen, obwohl die eigentliche Resonanz dafür zu schwach wäre. Allerdings ist bei den maximalen Energien von ELSA die Spindrehwirkung von Solenoiden bereits so schwach, daß man keinen hinreichend starken Hochfrequenzsolenoiden in erträglicher Größe bauen könnte.
- Alternativ zu gepulsten Quadrupolen könnte man zur Änderung des Arbeitspunktes auch die Fokussierung gepulster Solenoide ausnutzen [7]. Auch hier ist es aber wieder deutlich schwieriger und teurer, Magnete entsprechender Stärke zu bauen. Zudem wären die negativen Auswirkungen des Solenoidfeldes auf die Phasenraumkopplung und auch in der eventuellen Anregung anderer depolarisierender Resonanzen deutlich stärker als für Quadrupole.
- Zusätzlich zu den bisher erwähnten Schlangen erster und zweiter Art, bei denen die Drehachse des Spins in der horizontalen Beschleunigerebene liegt, gibt es auch noch Schlangen dritter Art. Bei diesen ist die Drehachse des Spins vertikal, also senkrecht auf der Beschleunigerebene und damit parallel zur normalen Präzessionsachse in den Dipolen. Einsetzbar sind diese Schlangen beispielsweise in einer gepulsten Version, wo sie sehr schnell den Spinarbeitspunkt ändern können und somit die Kreuzungsgeschwindigkeit einer Resonanz erhöhen. Für LISS, den in Bloomington, USA geplanten Beschleuniger für leichte Ionen, ist eine entsprechende Anordnung aus drei gepulsten Dipolmagneten und zwei Solenoidmagneten geplant [106]. Diese Verfahren wäre prinzipiell für einen Einsatz bei ELSA geeignet, es benötigte aber wiederum zu viel Einbauraum und wäre nicht kosteneffektiv.
- In Analogie zur Verstärkung von intrinsischen Resonanzen durch eine Erhöhung der Emittanz kann man auch durch ein adiabatisches Anfahren einer Anregung von kohärenten Betatronoszillationen die Resonanzstärke von intrinsischen Resonanzen vergrößern. Genauer gesagt, erzeugt man dabei wiederum eine parametrische Resonanz mit einer Resonanzbedingung nahe bei der intrinsischen Resonanz, die man korrigieren möchte. Nach dem Kreuzen der Resonanz kann die Anregung dann wieder reduziert werden. Die Emittanz wächst durch den gesamten Prozeß nicht. Diese Methode wird für die starken intrinsischen Resonanzen am AGS eingesetzt, dabei wird zur Anregung ein Hochfrequenzdipol eingesetzt [99, 107, 108]. Diese Methode ist wiederum aufgrund der Effekte der Synchrotronoschwingungen und Synchrotronstrahlung bei ELSA nicht einsetzbar.
- Schließlich existiert noch die Möglichkeit, durch eine plötzliche Frequenzänderung der Hochfrequenz in den Hohlraumresonatoren die Energie des Strahles schnell zu ändern. Die Energieänderung geschieht dabei aufgrund der mit der Frequenzänderung einhergehenden Änderung der

Ringlänge und damit der Strahlenergie. Die Methode eignet sich allerdings nur für geringe Resonanzstärken und erfordert auch dann einen gewissen technischen Aufwand, um die Frequenzänderung synchronisiert während der Rampe durchzuführen. Zudem können Synchrotronoszillationen angeregt werden. Das Verfahren wurde für schwache intrinsische Resonanzen beim AGS getestet [109]. Die meisten Resonanzen bei ELSA sind für dieses Verfahren zu stark.

4.3 Probleme adiabatischer Resonanzquerung bei ELSA

In diesem Abschnitt werden die beiden Effekte näher erläutert, die den Einsatz von adiabatischen Korrekturmechanismen für depolarisierende Resonanzen bei ELSA verhindern. Zunächst werden jeweils die zugrundeliegenden Gleichungen eingeführt und dann die Ergebnisse von Spintracking bzw. analytischen Rechnungen vorgestellt.

4.3.1 Effekte von Synchrotronoszillationen

Zusätzlich zu den Effekten bei der linearen Kreuzung depolarisierender Resonanzen gibt es auch Auswirkungen der Bewegung der Teilchen im longitudinalen Phasenraum, die zu einer nichtlinearen oder sogar stochastischen Resonanzquerung führen. Die Auswirkungen der Synchrotronoschwingung werden in diesem Abschnitt kurz behandelt. Die verwendeten Simulationsprogramme und Rechenmethoden, werden in Anhang A genauer erläutert.

Die Synchrotronoschwingungen der Teilchen werden für kleine Amplituden durch

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\widehat{\Delta p}}{p} \cos(Q_s \theta + \phi) \quad (4.2)$$

beschrieben, wobei $\frac{\widehat{\Delta p}}{p}$ die Maximalamplitude der Synchrotronoschwingung, Q_s der Synchrotronarbeitspunkt und ϕ die Schwingungsphase des betrachteten Teilchens ist.

Der Spinarbeitspunkt eines relativistischen Elektrons wird nun durch diese Schwingung moduliert:

$$Q_{sp} = \gamma a = \gamma_0 a \left(1 + \frac{\Delta p}{p} \right), \quad (4.3)$$

wobei γ_0 der Lorentzfaktor des Sollteilchens ist. Betrachtet man den Fall einer konstanten Beschleunigung α des Sollteilchens (wie er bei Beschleunigern zumindest lokal auf der Rampe üblicherweise gegeben ist), so erhält man für den Abstand von einer isolierten Resonanz:

$$\delta = Q_{sp} - Q_r = (\gamma_{0,i} a + \alpha \theta) \left(1 + \frac{\Delta p}{p} \right) - Q_r. \quad (4.4)$$

$\gamma_{0,i}$ ist dabei der Startwert für den Lorentzfaktor des Sollteilchens zum Zeitpunkt $t = 0$.

Während für eine Imperfektionsresonanz nun Q_r konstant ist ($Q_r = k + lP$) so wird bei endlicher Chromatizität die Resonanzbedingung für intrinsische Resonanzen ebenfalls durch die Synchrotronoschwingung moduliert. Dort gilt nämlich:

$$Q_r = lP \pm Q_z = lP \pm \left(Q_{z,0} + \xi_z \frac{\Delta p}{p} \right), \quad (4.5)$$

wobei $Q_{z,0}$ der vertikale Betatronarbeitspunkt des Sollteilchens und ξ_z die vertikale Chromatizität ist. Der Abstand des Spinarbeitspunktes vom resonanten Arbeitspunkt der depolarisierenden Resonanz ergibt sich also für ein einzelnes Teilchen, das Synchrotronoszillationen ausführt, bei Imperfektionsresonanzen zu:

$$\delta = (\gamma_{0,i} a + \alpha \theta) \left(1 + \frac{\widehat{\Delta p}}{p} \cos(Q_s \theta + \phi) \right) - (k + lP) \quad (4.6)$$

und bei intrinsischen Resonanzen zu:

$$\delta = \gamma_{0,ia} + \alpha\theta - (lP \pm Q_{z,0}) + \frac{\widehat{\Delta p}}{p} \cos(Q_s\theta + \phi) ((\gamma_{0,ia} + \alpha\theta) \mp \xi_z). \quad (4.7)$$

Durch Kombination von Gleichung 2.75 und diesen beiden Gleichungen kann man nun den Effekt der Synchrotronoszillationen auf das Kreuzen einer depolarisierenden Resonanz berechnen. Solche Berechnungen, die auf dem in Kapitel 2.3.3 eingeführten Spinorformalismus basieren, wurden von K. Yokoya zuerst mit Hilfe von störungstheoretischen Methoden durchgeführt [110]. Diese Rechnungen besitzen zwar in bestimmten Parameterbereichen eine schlechte Konvergenz und sind aufgrund der notwendigen numerischen Berechnung von Fourierintegralen auch sehr rechenzeitintensiv, sie können aber die experimentellen Daten zumindest qualitativ gut beschreiben. Experimentell wurden die Auswirkungen der Synchrotronoszillationen auf die Resonanzkreuzung bei den Protonenbeschleunigern SATURNE-II [27], KEK-PS [111] und COSY [7] (in Jülich, Deutschland) beobachtet. Für Elektronenbeschleuniger wurden sie erstmals bei ELSA im Rahmen dieser Arbeit studiert. Sie werden allerdings von der Spindiffusion aufgrund der Synchrotronlichtabstrahlung überlagert. In Kapitel 6 und Anhang A werden die Effekte ausführlich vorgestellt. Dort werden auch die störungstheoretischen Rechenmethoden erläutert und auf den Fall von ELSA angewendet.

Zusätzlich zu der vorgenannten semianalytischen Rechenmethode existieren noch weitere Möglichkeiten der Berechnung. So läßt sich für den statischen Fall einer konstanten Energie des Sollteilchens eine Fourierentwicklung der Resonanzterme nach den Harmonischen der Synchrotronoschwingung durchführen [7, 112]. Hiermit erhält man für den Fall sich gegenseitig nicht überlappender Synchrotron Satelliten einen analytischen Ausdruck ihrer Stärke. Allerdings ist diese Rechnung für ELSA nicht anwendbar, da die zusätzlichen Effekte der Synchrotronlichtabstrahlung in diesem Formalismus nicht berücksichtigt werden können und auch nicht alle dynamischen Effekte der Synchrotronoszillation berücksichtigt sind.

Eine weitere Methode der Berechnung ist das Spintracking [113]. Hierbei wird aufbauend auf dem Spinorformalismus die zeitliche Entwicklung der Spinoren und damit des Polarisationsvektors während des Kreuzens einer isolierten Resonanz durch Multiplikation mit den Transfermatrizen berechnet. Der entsprechende Formalismus kann einerseits mit den Gleichungen 4.6 und 4.7 für den Abstand zur Resonanz durchgeführt werden, wie dies in [113] durchgeführt wurde. Andererseits ist es aber auch möglich, den Abstand von der Resonanz durch ein volles Tracking der Teilchenbewegung im longitudinalen Phasenraum zu berechnen und dann in die Berechnung für das Spintracking einzusetzen. Dies erlaubt eine Verallgemeinerung des Algorithmus auch für den Fall von Elektronen, wo die Synchrotronbewegung aufgrund der Abstrahlung von Photonen nicht harmonisch ist, sondern Amplituden- und Phasensprünge erfolgen.

Aufgrund dieser Erweiterbarkeit auf die volle Dynamik in einem Elektronenbeschleuniger und da kein geeignetes Simulationsprogramm existierte, mit dem die Simulation der Kreuzung einer isolierten depolarisierenden Resonanz unter Berücksichtigung der Synchrotronstrahlung möglich gewesen wäre, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Spintrackingprogramm (SPTRACK [98]) entwickelt, das auf dem vorgestellten Formalismus basiert. Der zugrundeliegende Algorithmus wird in Kapitel A.1.2 beschrieben. Dort werden auch Ergebnisse der Spintrackingstudien diskutiert, mit Meßergebnissen verglichen und daraus Aussagen für die zu verwendenden Korrekturmethode für depolarisierende Resonanzen bei höheren Energien in ELSA abgeleitet.

SPTRACK erlaubt es, die verschiedenen Effekte beim Kreuzen einer Resonanz separat „anzuschalten“ und damit ihren anteiligen Einfluß zu quantifizieren. Zunächst ist es möglich, das lineare Kreuzen einer Resonanz zu berechnen. Die Ergebnisse hierbei stimmen exakt mit der Voraussage der Froissart-Stora-Formel (Gleichung 2.81) überein. Als Zusatzoption kann man eine harmonische Synchrotronoschwingung der Teilchen hinzufügen (wie sie bei Protonenbeschleunigern auftritt). Schließlich können auch die kinematischen Effekte der Synchrotronstrahlung simuliert werden.

In Abbildung 4.4 ist das Ergebnis für die zeitliche Entwicklung der drei Polarisationskomponenten während des Kreuzens einer Imperfektionsresonanz unter Berücksichtigung der Synchrotronschwingung gezeigt. Aufgrund der Froissart-Stora-Gleichung würde man für diese Resonanz bei den gegebenen Parametern eine komplette Umkehr der Polarisationsrichtung erwarten, also keine Reduzierung des Polarisationsgrades. Im Resultat des Spintrackings sieht man aber eine Depolarisation von etwa 30%. Man erkennt deutlich, daß der Großteil davon durch Effekte an zwei Synchrotronseitenbändern entsteht, wobei diese nicht getrennt in die Simulation eingeführt wurden, sondern durch die Dynamik der Oszillationen entstehen. Der Abstand dieser Synchrotronseitenbänder von der Hauptresonanz entspricht dem Synchrotronarbeitspunkt von $Q_s \approx 0.04$. Zusätzlich führen die Synchrotronoszillationen durch Vielfachkreuzung auch zu einer Verbreiterung also Verstärkung der eigentlichen Resonanz, was aber bei den gewählten Parametern keinen deutlichen Einfluß auf die Endpolarisation hat.

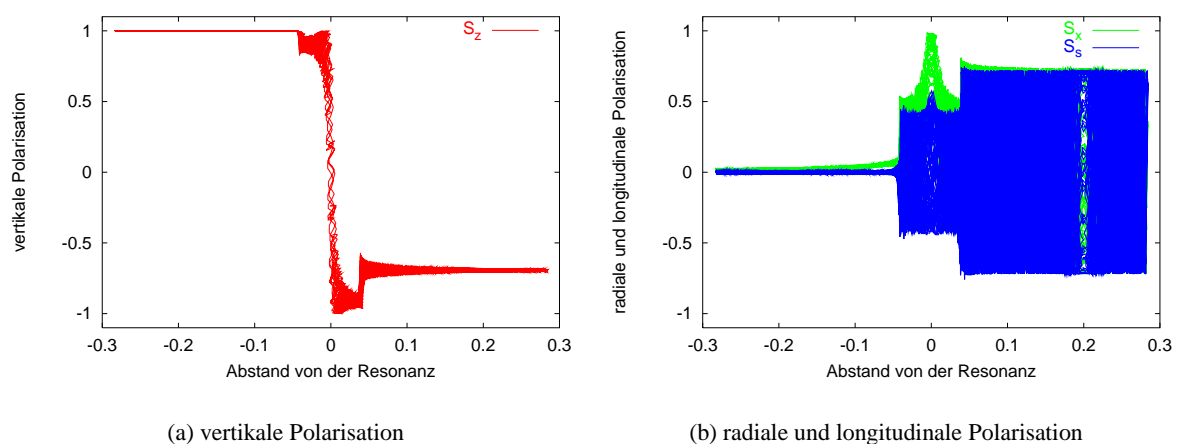


Abb. 4.4: Entwicklung der Komponenten der Polarisation bei einer Resonanzquerung unter Berücksichtigung der Synchrotronoszillationen (berechnet mit SPTRACK). Die Rechnung wurde für die Imperfektionsresonanz bei 2.64 GeV durchgeführt. Als Resonanzstärke wurde $3.5 \cdot 10^{-3}$, als Rampgeschwindigkeit 6 GeV/s ($\alpha = 1.2 \cdot 10^{-6}$), als Synchrotronarbeitspunkt 0.04 und als Energiebreite $7 \cdot 10^{-4}$ angenommen. In die Graphik eingetragen ist die Polarisation nach jedem fünften Umlauf des Elektronenstrahls.

In den horizontalen Komponenten der Polarisation erkennt man, daß die Polarisationsrichtung wegen der großen Resonanzstärke genau auf der Resonanz dem Umklappen der invarianten Spinachse folgt, also die vollständige Polarisation in der horizontalen Ebene liegt. Zu bemerken ist, daß die in der Abbildung gezeigte Entwicklung der Spinrichtungen hier nur für ein Teilchen berechnet wurde. Deshalb bleiben die aus der vertikalen Richtung ausgelenkten Komponenten in der horizontalen Ebene erhalten und oszillieren zwischen der radialen und der longitudinalen Komponente hin und her. Mittelt man dies nun über Teilchen mit verschiedener Anfangsphase der Synchrotronschwingung und die endliche Energiebreite des Strahls, so heben sich die horizontalen Komponenten bereits nach kurzer Zeit gegenseitig auf, während sich durch die Mittelung für die vertikale Komponente nicht viel ändert.

Berechnet man nun die Resonanzquerung für viele Teilchen, die mit Startwerten entsprechend der Verteilung des Strahles im longitudinalen Phasenraum generiert werden, also mit verschiedenen Amplituden und Phasen der Synchrotronschwingung, so kann man einen Vergleich mit den Voraussagen der Froissart-Stora-Gleichung durchführen. Zusätzlich berechnet man die Resonanzkreuzung für das Teilchenensemble auch noch für verschiedene Resonanzstärken oder Kreuzungsgeschwindigkeiten, so daß

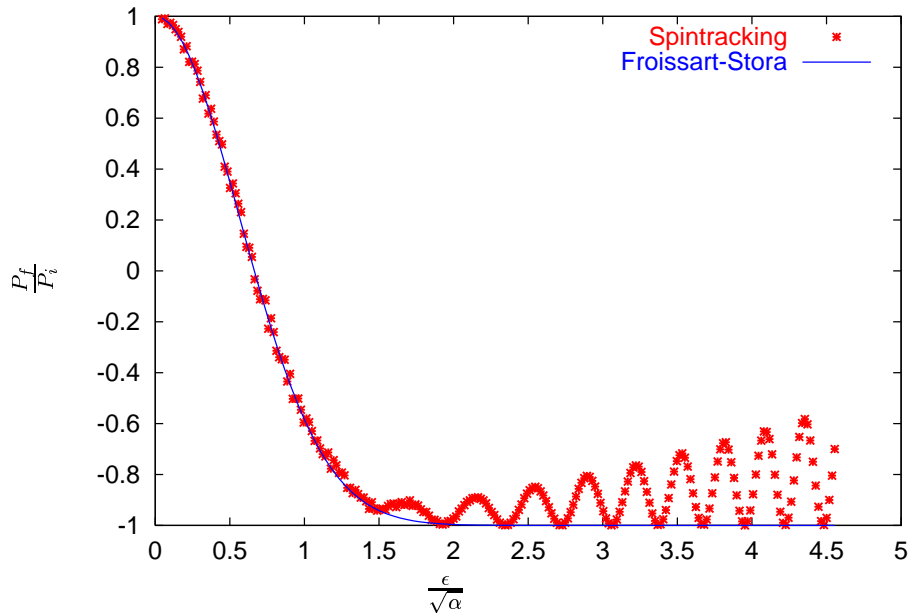


Abb. 4.5: Änderung der Polarisation beim Durchqueren einer isolierten Resonanz unter Berücksichtigung der Synchrotronszillationen in Abhängigkeit vom Verhältnis aus Resonanzstärke ϵ und Kreuzungsgeschwindigkeit α , berechnet mit dem Spintrackingprogramm SPTRACK. Die Rechnung wurde für die Imperfektionsresonanz bei 2.2 GeV ($\gamma a = 5$) durchgeführt. Dabei wurde die Resonanzstärke ϵ variiert, als Kreuzungsgeschwindigkeit wurde 6 GeV/s, als Synchrotronarbeitspunkt 0.04 und als Energiebreite $7 \cdot 10^{-4}$ angenommen.

man den Vergleich direkt über einen größeren Parameterbereich anstellen kann und die Unterschiede deutlich hervortreten. Man erhält dann ein Ergebnis wie in Abbildung 4.5.

Die Abweichungen von den Voraussagen der Froissart-Stora-Gleichung treten im Bereich, in dem eine komplette adiabatische Umkehr der Polarisationsrichtung erwartet wird, besonders deutlich zu Tage. Es existiert plötzlich eine „oszillierende“ Struktur. Für bestimmte Verhältnisse aus Resonanzstärke und Synchrotronszillationsfrequenz tritt eine deutliche Depolarisation auf. Dies ist eine Ursache dafür, daß adiabatische Methoden zur Vermeidung von Depolarisation bei ELSA für Energien oberhalb von etwa 1.5 GeV nicht mehr sinnvoll genutzt werden können.

Das entsprechende Verhalten wurde auch bei Protonenbeschleunigern beobachtet, vor allem bei SATURNE-II [27]. Im Gegensatz zur Situation bei ELSA war dort aber der Synchrotronarbeitspunkt relativ klein, wodurch die Auswirkungen schwächer sind und bereits für moderate Werte von $\frac{\epsilon}{\sqrt{\alpha}}$ verschwinden. Außerdem nimmt die Amplitude der Synchrotronschwingung bei Protonenbeschleunigern im allgemeinen mit der Energie ab, bei Elektronenbeschleunigern hingegen nimmt sie zu. Dies ist besonders störend, da auch die depolarisierenden Resonanzen mit höherer Energie stärker werden. Insgesamt waren die Auswirkungen auf die möglichen Korrekturmethode bei SATURNE-II deshalb nicht ganz so groß wie bei ELSA.

Im Falle kleiner Resonanzstärken oder großer Kreuzungsgeschwindigkeiten haben die Synchrotronschwingungen allerdings keinen Einfluß. In diesem Parameterbereich ist keinerlei Abweichung von der Froissart-Stora-Formel zu erkennen.

4.3.2 Synchrotronstrahlung

Die Beeinflussung des Kreuzens von depolarisierenden Resonanzen durch die Abstrahlung von Synchrotronlicht kommt durch ganz ähnliche Effekte zustande wie bei der Synchrotronoszillation. Zunächst gibt es eine direkte Auswirkung, da die Amplitude der Synchrotronoszillationen vom Gleichgewicht aus Dämpfung und Quantenanregung durch die Synchrotronstrahlung abhängt. Dadurch steigt bei Elektronenbeschleunigern die Energieunschärfe des Strahls im Gleichgewichtsfall linear mit der Energie an und damit auch die Stärke der im vorausgegangenen Abschnitt beschriebenen Effekte.

Zusätzlich gibt es eine adiabatische Dämpfung während der Beschleunigung des Strahles. Bei niedrigen Energien kann es noch eine Verbreiterung der Energieverteilung durch kohärente Instabilitäten geben. Dadurch ist das Verhalten der Energieunschärfe mit der Energie nicht mehr durch einen einfachen linearen Zusammenhang gegeben. In der Kombination all dieser Effekte und unter Berücksichtigung der Tatsache, daß der Vorbeschleuniger einen Strahl mit relativ großer Energiebreite liefert, ist es bei ELSA allerdings so, daß die Energiebreite überall größer als die Gleichgewichtsenergiebreite ist, sich aber für Energien oberhalb von 2 GeV dann schnell diesem Wert nähert. Damit ist der Verlauf deutlich von dem bei Protonenbeschleunigern verschieden, bei denen die relative Impulsunschärfe umgekehrt proportional zum Impuls der Teilchen ist.

Zusätzliche Effekte der Synchrotronstrahlung kommen durch die Änderung der Schwingungsamplitude und der Schwingungsphase der Synchrotronoszillation und des Abstandes zur Resonanz durch das Abstrahlen eines Photons während der Resonanzquerung zustande. Qualitativ wird dadurch eine zusätzliche Diffusion der Polarisation verursacht. Dieser Effekt läßt sich in zwei der im vorangegangenen Kapitel kurz beschriebenen Berechnungsmethoden für die Auswirkung einer Resonanzkreuzung berücksichtigen.

Im Falle des störungstheoretischen Ansatzes wurde dies bereits von K. Yokoya [110] durchgeführt, allerdings für den Fall einer sogenannten parametrischen Resonanz, der nicht ganz mit der Situation in ELSA vergleichbar ist. Man kann nämlich im Falle von Synchrotronstrahlung und Dämpfung die aktuelle Synchrotronoszillationsamplitude eines Teilchens als eine Summe über alle abgestrahlten Photonen schreiben:

$$\frac{\Delta p}{p}(\theta) = \sum_j \frac{\Delta p_j}{p} \cos(Q_s(\theta - \theta_j)) \Theta(\theta - \theta_j) \exp\left(-\frac{R}{\tau_E c}(\theta - \theta_j)\right), \quad (4.8)$$

wobei $\frac{\Delta p_j}{p}$ der relative Impuls- und für hochrelativistische Elektronen damit auch Energieverlust durch die Abstrahlung des j -ten Photons zum Zeitpunkt $\theta = \theta_j$ ist. Θ ist die normierte Stufenfunktion, R der durchschnittliche Ablenkradius und τ_E die longitudinale Dämpfungszeit.

Dies setzt man wiederum in Gleichung 4.6, 4.7 und 2.75 ein und führt dann eine Fourierentwicklung der resultierenden Ausdrücke aus. Danach führt man eine Mittelung der quadratischen Terme unter Berücksichtigung der Tatsache durch, daß die einzelnen Photonenabstrahlungen nicht korreliert sind. Schließlich erhält man einen Ausdruck für die Depolarisation, bei dem noch einige numerische Integrationen durchgeführt werden müssen.

Die entsprechenden Berechnungen wurden im Rahmen dieser Arbeit für die Bedingungen bei ELSA durchgeführt [90]. Einige technische Details der Rechnung sind in Anhang A erläutert. Quantitativ liefern die Ergebnisse eine Verstärkung der Effekte der reinen Synchrotronoszillation. Zusätzlich verschwinden jetzt die Minima der oszillierenden Struktur in der Depolarisation für den Bereich der adiabatischen Spinumkehr. Stattdessen ergibt sich dort eine nahezu monoton mit steigender Resonanzstärke (bzw. kleiner werdender Kreuzungsgeschwindigkeit) zunehmende Depolarisation.

Die Energieabhängigkeit der depolarisierenden Effekte ist sehr stark. Für nicht zu große Depolarisation (ansonsten gelten die Annahmen der Störungsrechnung nicht mehr) ist die Depolarisation proportional zu γ^7 . Deshalb werden Methoden, die von der adiabatischen Spinumkehr Gebrauch machen, für

höhere Energien bei Elektronenbeschleunigern unbrauchbar. Bei ELSA können sie oberhalb von etwa 1.5 GeV nicht mehr angewendet werden.

In Abbildung 4.6 ist gezeigt, wie sich die Abweichungen des Polarisationsverlaufes von der Froissart-Stora-Gleichung mit zunehmender Energie immer mehr verstärken. Diese Berechnungen wurden mit dem natürlichen Gleichgewichtswert für die Energieunschärfe durchgeführt (der bei ELSA für niedrige Energien überschritten wird). Man sieht, daß ab knapp 2.0 GeV ein adiabatischer Spinflip nahezu unmöglich wird, während im Bereich der schnellen Kreuzung (also für sehr kleine Resonanzstärken oder hohe Kreuzungsgeschwindigkeiten) keinerlei Einfluß der Synchrotronstrahlung zu bemerken ist.

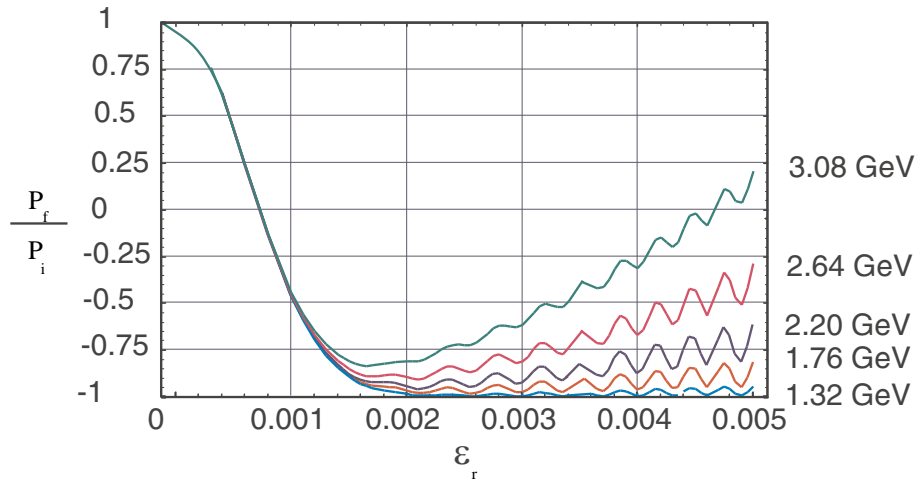


Abb. 4.6: Änderung der Polarisierung beim Durchqueren einer isolierten Resonanz unter Berücksichtigung der Synchrotronoszillation und Synchrotronstrahlung für verschiedene Strahlenergien. Als Rechenmethode wurde die Störungsrechnung genutzt und die resultierenden Integrale durch numerische Integration und Mittelung gelöst. Die Kreuzungsgeschwindigkeit war für alle Resonanzen auf 6 GeV/s gesetzt, für die Energieunschärfe wurde der natürliche Gleichgewichtswert angesetzt und der Synchrotronarbeitspunkt mit 0.04 angenommen.

4.4 Resonanzen im Booster-Synchrotron

Bisher wurde in dieser Arbeit sowohl bei den Resonanzstärken, als auch bei den Korrekturmöglichkeiten nur von der Situation in ELSA gesprochen. Dabei wurde das Booster-Synchrotron, das ebenfalls ein Kreisbeschleuniger ist, außer Acht gelassen. Diese Konzentration auf ELSA hat verhältnismäßig einfache Gründe:

Da das Booster-Synchrotron bereits 1967 in Betrieb genommen wurde und für den Betrieb als netzsynchron arbeitendes Synchrotron keine genaue Korrektur der Gleichgewichtsbahn notwendig war, existieren kaum Strahldiagnoseelemente. Im besonderen gibt es kein Monitorsystem zur Messung der Gleichgewichtsbahn, wie es zur Diagnose bei Imperfektionsresonanzen notwendig wäre. Dazu existiert im Synchrotron auch kein ausreichender Platz, um Elemente für die Kompensation oder Korrektur von depolarisierenden Resonanzen einzubauen.

Diese Maßnahmen sind allerdings auch nicht notwendig, da das Booster-Synchrotron netzsynchron arbeitet. Dadurch ist die Kreuzungsgeschwindigkeit für die depolarisierenden Resonanzen so hoch, daß zumindest unterhalb von 1.32 GeV keine nennenswerte Depolarisation auftritt [8]. Man muß also nur sicherstellen, daß die Extraktion und der Transfer der Elektronen nach ELSA bei Energien hinreichend

weit unterhalb der Imperfektionsresonanz bei 1.32 GeV erfolgt (vergleiche auch Abb. 4.7). Dies ist keine große Einschränkung, da die Extraktionsenergie aufgrund der Septummagnete ohnehin auf 1.6 GeV limitiert ist und die Injektions- und Akkumulationseffizienz in ELSA bei beiden Energien zumindest bis etwa 100 mA zirkulierendem Strom gleich gut ist. Deshalb verringern sich als Resultat aus den etwas verlängerten Rampzeiten in ELSA die Ströme und das Tastverhältnis für die Experimente nur unwesentlich.

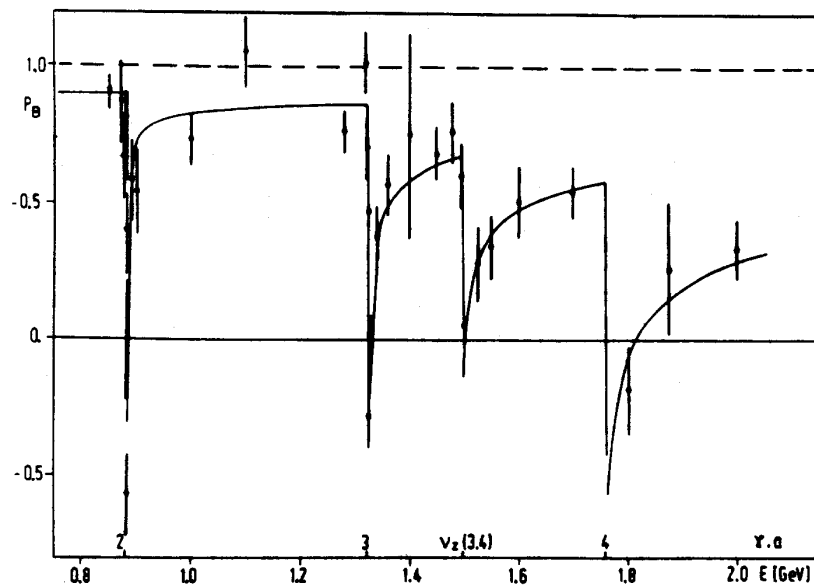


Abb. 4.7: Relative Polarisationsgrade in Abhängigkeit von der Extraktionsenergie für das Booster-Synchrotron [8]. Der Wiederanstieg des gemessenen Polarisationsgrades mit zunehmendem Abstand von jeder überquerten Resonanz liegt an der sinusförmigen Änderung des Magnetfeldes im Synchrotron. Dadurch ist die Kreuzungsgeschwindigkeit einer Resonanz sehr klein, wenn man unmittelbar oberhalb ihrer Energie extrahiert (flacher Verlauf des Sinus in der Nähe des Maximums). Sobald man aber zu Extraktionsenergien deutlich oberhalb einer Resonanz geht, findet die Resonanzkreuzung in der steileren Flanke des Sinus statt und somit ist die Kreuzungsgeschwindigkeit größer.

4.5 Imperfektionsresonanzen bei ELSA

Wie bereits in den vorausgegangenen Abschnitten erläutert wurde, ist die harmonische Korrektur von Imperfektionsresonanzen die einzige derzeit bekannte und im Rahmen der Gegebenheiten von ELSA realisierbare Korrekturmöglichkeit. Bei Energien oberhalb von 1.5 GeV muß dabei die Korrektur durch eine Verringerung der Resonanzstärke erfolgen, während bis zu dieser Energie auch eine adiabatische Kreuzung durch Verstärkung beispielsweise der Imperfektionsresonanz bei 1.32 GeV erfolgen kann. In diesem Abschnitt wird nun untersucht, wie schnell eine entsprechende Korrektur bei ELSA konvergiert, welche Anforderungen an die Korrekturmagnete gestellt werden müssen und mit welchen Restdepolarisationen bei Resonanzkreuzungen mit den im Rahmen der Korrektur erreichbaren Resonanzstärken zu rechnen ist.

4.5.1 Adiabatische Resonanzkreuzung

Wie in den vorausgehenden Abschnitten anhand von Simulationsrechnungen gezeigt wurde, sind die adiabatischen Korrekturmethode für ELSA ab 1.5 GeV ungeeignet. Dies bedeutet im Umkehrschluß aber auch, daß die Imperfektionsresonanz bei 1.32 GeV durchaus mittels dieser Methode korrigiert werden kann. Dies wurde auch in Messungen bei ELSA getestet und bestätigt (siehe Abschnitt 6.2.2). Dabei wurde die Resonanzstärke mittels geschlossener vertikaler Beulen in der Gleichgewichtsbahn verstärkt. Der große Vorteil dieser Methode ist die gute Reproduzierbarkeit und der geringe Zeitaufwand für die Optimierung, die aus dem flachen Verlauf der Froissart-Stora-Formel (Gleichung 2.81) in diesem Parameterbereich resultiert. Deshalb ist es auch bei ELSA vorteilhaft, diese Korrekturmethode zu verwenden, obwohl dies nur bei dieser einen Resonanz sinnvoll erfolgen kann.

Die Verstärkung der Resonanzstärke erfolgt bei ELSA mittels einer Störung der vertikalen Gleichgewichtsbahn. Um diese zu verursachen, kann man entweder einen einzelnen Korrekturmagneten, eine geschlossene Beule (mit drei oder vier Korrekturdipolmagneten) oder alle Korrekturmagnete, wobei ihre Stärken entsprechend Gleichung 4.1 gewählt werden, verwenden. Bei den Messungen, die in Abschnitt 6.2.2 beschrieben sind, wurde eine Beule mit drei Korrektoren benutzt. Die dabei notwendigen Korrektorstärken sind sehr hoch (Korrektorströme nahe am Maximalwert von 1.5 A), so daß die vorhandenen Korrekturmagnete diese Ströme für hohe Rampgeschwindigkeiten der Hauptmagnete nicht schnell genug erreichen können. Gleiches gilt für die Verwendung eines einzelnen Korrektors. Außerdem sind in beiden Fällen auch die resultierenden Störungen der Gleichgewichtsbahn relativ groß (bis zu 10 mm).

Deshalb wurde in Simulationen studiert, wie bei einer Korrektur unter Einbeziehung fast³ aller vertikaler Korrekturmagnete die Stärken der einzelnen Korrektoren reduziert werden können. Ein Beispiel solch einer Simulation für die Imperfektionsresonanz bei 1.32 GeV ($\gamma a = 3$) ist in Abbildung 4.8 gezeigt. Dabei wurden die Korrektorstärken gemäß Gleichung 4.1 berechnet und der Parameter a_3 also die Stärke der Sinuskomponente der harmonischen Störmagnetfeldkomponente für $k = 3$ variiert.

Die Resonanzstärke, die benötigt wird, um eine vollständige, adiabatische Umkehr der Spinorientierung zu erreichen, liegt bei nominellen Rampgeschwindigkeiten von ELSA bei $\epsilon_r > 2.2 \cdot 10^{-3}$. Diese Resonanzstärke wird in den Berechnungen für Ströme der Korrekturdipolmagnete von 0.4 A erreicht. Diese Korrektorstärken könnten allerdings immer noch zu groß sein, um sie während einer schnellen Rampe zu erreichen. Die Korrektoren können nämlich nur mit maximal mit etwa 3 A/s gerammt werden, also benötigt das Erreichen von 0.4 A etwa 130 ms.

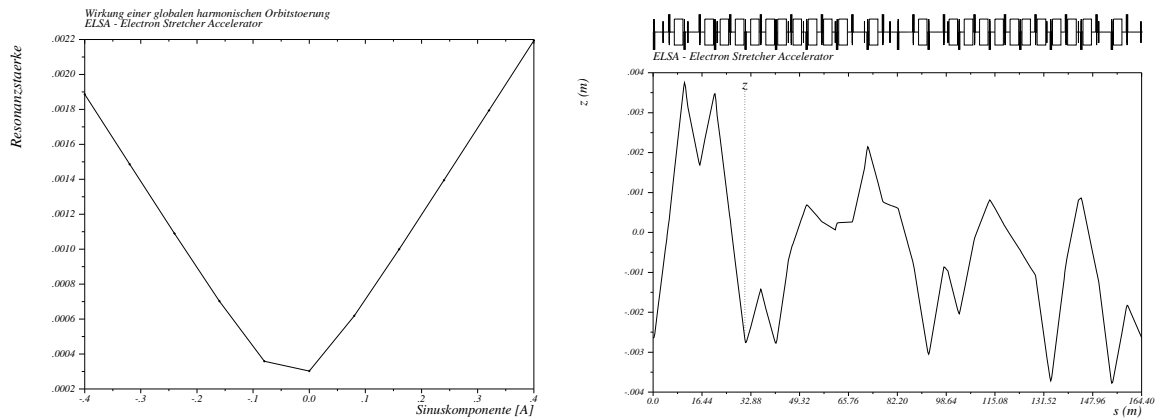
In Abbildung 4.8 (b) ist die Gleichgewichtsbahn gezeigt, wie sie sich durch Überlagerung der unkorrigierten Gleichgewichtsbahn mit den Störungen aufgrund der Korrekturmagnete ergibt. Die Abweichungen dieser Gleichgewichtsbahn von den magnetischen Mitten der Quadrupole sind hinreichend klein, um weder Aperturprobleme, noch Schwierigkeiten mit den Sprungquadrupolen zu verursachen (vergleiche Abschnitt 5.2.2).

4.5.2 Harmonische Korrektur

Um die Korrektur der Imperfektionsresonanzen oberhalb von 1.5 GeV mittels einer Verringerung ihrer Resonanzstärke zu ermöglichen, wurde zunächst zusammen mit J. Keil [75] ein Studium der Ursachen der Störungen der vertikalen Gleichgewichtsbahn durchgeführt. Die Resultate werden im nächsten Abschnitt angeführt. Durch entsprechende Maßnahmen war es möglich, die Anforderungen für die dynamische Korrektur der Gleichgewichtsbahn während der Energierampe erheblich zu verringern.

Im daran anschließenden Abschnitt werden dann die dynamischen Korrekturmethode im Detail untersucht und die daraus resultierenden operationellen Aspekte und Anforderungen an die Korrektur-

³ An Stellen des Beschleunigers, an denen es mehrere Korrektoren bei einem Azimutwinkel θ gibt, wurde jeweils nur ein Korrektor genutzt.



(a) Änderung der Resonanzstärke bei Variation der Sinuskomponente

(b) resultierende vertikale Gleichgewichtsbahn

Abb. 4.8: Verstärkung der Imperfektionsresonanz bei 1.32 GeV durch eine Störung der vertikalen Gleichgewichtsbahn mit allen vertikalen Korrektoren. Die horizontale Achse gibt die Maximalstromstärke der verwendeten Korrektoren an. Mit Strömen von 0.4 A ist es möglich, eine vollständige, adiabatische Umkehr der Spinorientierung an dieser Resonanz zu erreichen. Auf der rechten Seite ist die resultierende vertikale Gleichgewichtsbahn gezeigt. Die Störungen sind hinreichend klein, so daß sie keine Aperturprobleme verursachen.

magnete mit den gegebenen Möglichkeiten verglichen. Abschließend werden dann Spintrackingstudien gezeigt, die voraussagen, daß mit den vorgestellten Korrekturmethode eine Korrektur aller Imperfektionsresonanzen bis 3.5 GeV möglich ist.

Verbesserung der Magnetjustage

Zusätzlich zu einer Korrektur von Fehlern der Gleichgewichtsbahn mit Hilfe von Korrekturmagneten ist es aus zwei Gründen sinnvoll, die Ursachen der Störungen der Gleichgewichtsbahn herauszufinden und zu beheben. Zunächst einmal reduziert sich dadurch die benötigte Stärke für die Korrekturmagnete und damit der technische Aufwand für die Korrektur erheblich. Außerdem sind die Korrekturmagnete üblicherweise nicht exakt an der Stelle des Ringes platziert, an der ein Fehler die Störung der Gleichgewichtsbahn verursacht. Da aber der Spin mit einer höheren Drehgeschwindigkeit in transversalen Magnetfeldern präzediert als der Impuls der Teilchen abgelenkt wird, wird für ihn der Einfluß der horizontalen Störfelder nicht vollständig kompensiert, selbst dann nicht, wenn man die Störungen der Gleichgewichtsbahn vollständig korrigiert.

Bereits seit längerer Zeit ergab sich aus Simulationsrechnungen beispielsweise mit MAD [17], daß die verhältnismäßig großen Amplituden der vertikalen Störungen der Gleichgewichtsbahn in ELSA nicht mit den Hauptfehlerquellen der meisten anderen Beschleuniger erklärt werden konnten. Für die vertikale Gleichgewichtsbahn haben dort vor allem vertikale Fehlpositionierungen von Quadrupolmagneten den größten Einfluß. Setzte man aber für ELSA die Fehler der Magnetjustage in die Simulationen ein, so erhielt man Amplituden, die etwa einen Faktor fünf unterhalb der gemessenen Werte lagen.

Es war bereits früher überlegt worden [12], daß Verkippungen von Dipolmagneten um die Längsachse ebenfalls einen erheblichen Beitrag liefern sollten, allerdings war die Größe der Verkippungen unter-

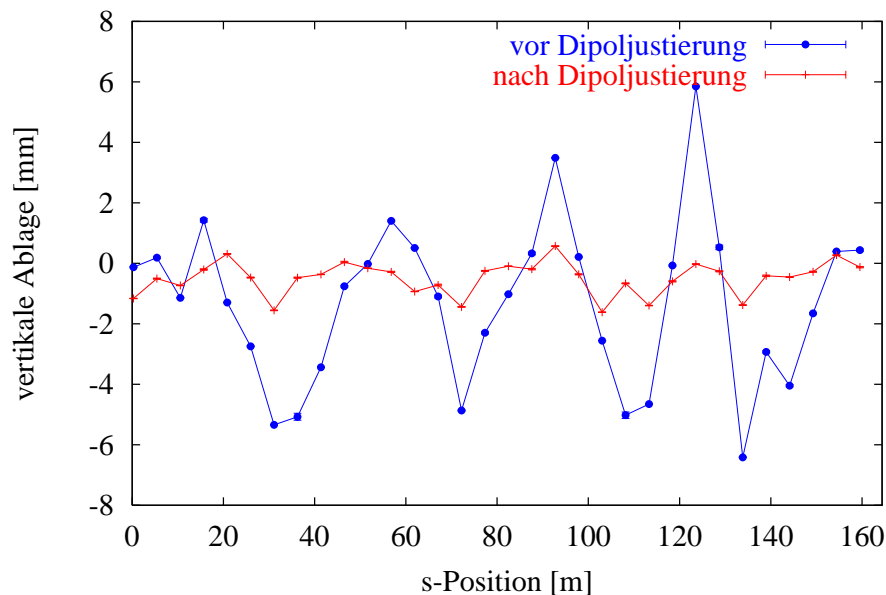


Abb. 4.9: Reduktion der Abweichung der unkorrigierten vertikalen Gleichgewichtsbahn von den Mitten der Quadrupole durch Korrektur der Verdrehungen der Dipolmagnete um die longitudinale Achse. Die mittlere (rms) Orbitabweichung reduzierte sich dadurch von etwa 3 mm auf weniger als 1 mm (ohne Verwendung der Korrekturmagnete) [78].

schätzt worden. Da nach dem Erdbeben von 1992⁴ nur die Quadrupolmagnete rejustiert worden waren, hatten sich inzwischen erhebliche Verkippungen der Dipolmagnete ergeben. Zusätzlich weisen die Dipolmagnete von ELSA aufgrund ihrer Produktionsmethode nicht vernachlässigbare Torsionen um die Längsachse auf.

Deshalb wurden sämtliche Dipolmagnete von ELSA mit geodätischen Methoden auf ihre Verkippung und Torsion hin vermessen. Basierend auf diesen Meßwerten und den Meßwerten für die Stellfehler der Quadrupole konnten die gemessenen Abweichungen der vertikalen Gleichgewichtsbahn von den magnetischen Mitten der Quadrupole in Simulationsrechnungen sehr gut reproduziert werden.

Während die Torsionen leider nur mit unverhältnismäßig großen Aufwand zu beheben wären, lassen sich die Verkippungen leicht korrigieren. Simulationen sagten aufgrund der Rejustage eine Reduzierung der vertikalen rms-Abweichung der Gleichgewichtsbahn von ursprünglich 3 mm auf unter 1 mm voraus [75, 114]. Die Neujustierung wurde 1997 durchgeführt und die Reduktion war sogar etwas stärker als erwartet (siehe Abbildung 4.9). Die noch verbliebenen Abweichungen waren jetzt vor allem durch die Torsion der Dipolmagnete, zu einem kleineren Teil aber auch durch Positionierungsfehler der Quadrupole bestimmt.

Anschließend wurde deshalb auch die vertikale Position aller Quadrupolmagnete nochmals korrigiert. Dies führte schließlich zu einer verbleibenden vertikalen rms-Abweichung der unkorrigierten Gleichgewichtsbahn von 600 μm . Damit reduzierte sich die Stärke aller Imperfektionsresonanzen gegenüber den in Tabelle 4.1 aufgeführten Werten auf etwa ein Viertel. Dadurch reduzieren sich auch die Anforderungen an eine harmonische Korrektur der Imperfektionsresonanzen erheblich und zwar, wie sich im nächsten Abschnitt zeigen wird, so weit, daß mit den vorhandenen Korrekturmagneten gearbeitet

⁴ Das Epizentrum lag in der Nähe von Aachen etwa 80 km von Bonn entfernt und das Beben hatte eine Stärke von knapp sechs auf der Richterskala.

werden kann (unter Verwendung aller Korrektoren gleichzeitig und nach einem Austausch der Netzgeräte).

Zudem ermöglicht es diese Neujustage der Magnete, nun in allen Betriebsmodi von ELSA eine globale Korrektur der Gleichgewichtsbahn in beiden Ebenen auf Restablagen von unter $200\ \mu\text{m}$ bis zu einer Energie von $3.0\ \text{GeV}$ durchzuführen, während vorher die Korrekturmagnete schon oberhalb von $1.2\ \text{GeV}$ zu schwach waren.

Aktive Korrektur

Zur Reduktion der Resonanzstärke der Imperfektionsresonanzen wird während der Energierampe von ELSA eine dreistufige Korrektur verwendet.

Zunächst wird eine globale Korrektur der Abweichungen der vertikalen Gleichgewichtsbahn von den magnetischen Mitten der Quadrupole durchgeführt. Hierzu werden die Meßwerte der Strahllagemonitore verwendet, die mit Hilfe der strahlbasierten Mittenbestimmung eine gute absolute Genauigkeit von etwa $100\ \mu\text{m}$ aufweisen. Dabei können verschiedene Korrekturalgorithmen verwendet werden, die je nach Situation leichte Vor- oder Nachteile besitzen [11–14]. Alle diese Algorithmen sind im Kontrollsystem von ELSA implementiert. Momentan wird meistens die Methode der kleinsten Fehlerquadrate mit einer zusätzlichen Zerlegung in Einzelwerte und Vernachlässigung singulärer Einzelwerte genutzt [11].

Mit Hilfe der globalen Korrektur der Gleichgewichtsbahn läßt sich ihre rms-Amplitude im Speicherringbetrieb (also ohne Energierampe) auf unter $200\ \mu\text{m}$ korrigieren (siehe Abbildung 4.10). Wegen dynamischer Effekte in den Korrektormagneten, der begrenzten Bandbreite ihrer Ansteuerung, einer etwas ungenaueren Messung der Gleichgewichtsbahn während der Energierampe und schließlich der Änderung der Gleichgewichtsbahn mit der Energie läßt sich dieser Wert in der Rampphase nicht ganz erreichen.

Durch eine Verbesserung der Ansteuerung der Korrektormagnete durch eine Umstellung auf VME-Computer und einen Austausch der Netzgeräte gegen solche mit besserer Stabilität und Bandbreite [75, 114] ist es aber seit 1998 möglich, die rms-Amplitude der vertikalen Gleichgewichtsbahn auf etwa 200 bis $300\ \mu\text{m}$ während der Energierampe zu reduzieren. Um eine hinreichende Reserve zu haben, wird für die nachfolgend studierte zweite und dritte Stufe der Korrekturen dennoch von einer unkorrigierten Gleichgewichtsbahn ausgegangen.

Die zweite Stufe der Korrektur basiert ebenfalls auf den Meßwerten der Strahllagemonitore. Im Gegensatz zur globalen Korrektur der Gleichgewichtsbahn wird nun aber nicht mehr versucht, die Abweichungen der Gleichgewichtsbahn von den magnetischen Mitten der Quadrupole zu minimieren, sondern es wird eine harmonische Korrektur aus den Strahllagemeßwerten errechnet, die die Resonanzstärke der aktuellen Resonanz minimiert. Dazu können entweder zwei Korrekturdipole (mit geeignetem Phasenabstand, um Amplitude und Phase der Resonanz zu korrigieren), zwei geschlossene Beulen mit jeweils drei oder vier Korrektoren oder eine Stromverteilung aller Korrekturmagnete entsprechend Gleichung 4.1 benutzt werden. Bei ELSA erfordern die ersten beiden Methoden bei einigen Imperfektionsresonanzen zu große Korrektorstrome. Deshalb wird die Methode mit allen Korrektormagneten benutzt werden. Eine Simulation zu den benötigten Magnetstärken und der Konvergenz des Verfahrens folgt etwas später in diesem Abschnitt.

Diese Korrektur ist nur zu den diskreten Zeitpunkten der Resonanzkreuzung definiert. Zwischen den Querungen der Imperfektionsresonanzen wird der Strom der Korrektormagnete dann geeignet interpoliert. Man erhält im Vergleich zu dem Fall, in dem nur eine globale Korrektur der Gleichgewichtsbahn verwendet wird, nochmals eine deutliche Verringerung der Resonanzstärke bei der jeweiligen Resonanz, obwohl die mittlere Amplitude der vertikalen Gleichgewichtsbahn eher leicht zunimmt. Die Verbesserung liegt daran, daß nun die Korrekturwirkung aller Korrektormagnete auf die relevanten harmonischen Störfeldkomponenten konzentriert wird und nicht zur Korrektur von momentan unwichtigen Komponenten „verschwendet“ wird. Da die Berechnung aufgrund der Monitormeßwerte erfolgt – man spricht von

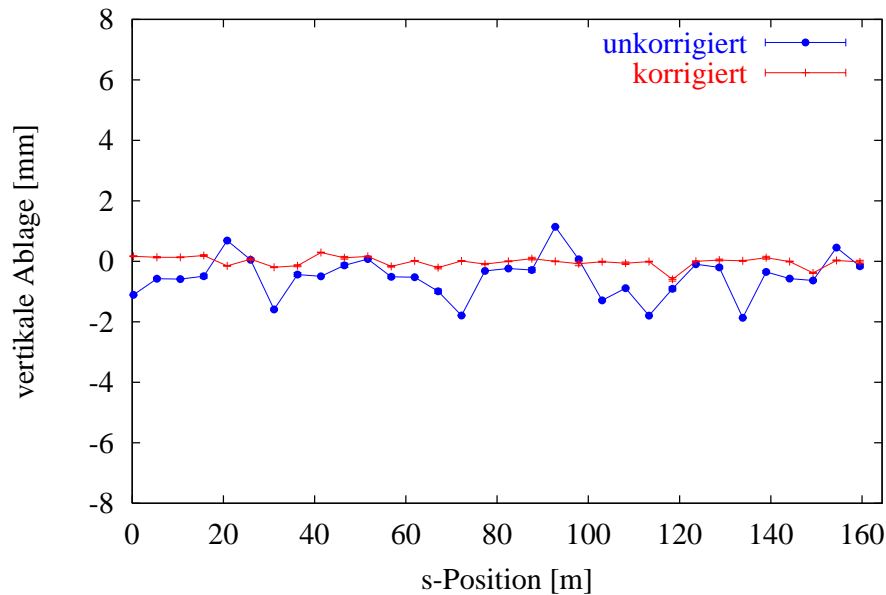


Abb. 4.10: Korrektur des vertikalen Orbits mit Hilfe der Korrekturdipolmagnete nach der Justage der Hauptdipole. Die Korrektur ist nun bis zu einem rms-Wert von weniger als $200 \mu\text{m}$ möglich.

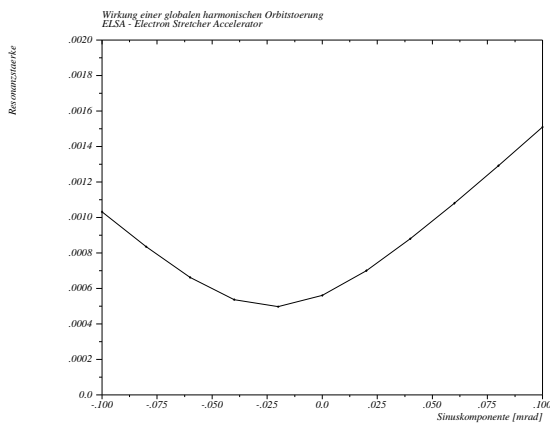
deterministischer Korrektur – ist die Optimierung dieser Korrektur sehr schnell. Für ELSA wurde ein Programm geschrieben, das die Meßwerte der vertikalen Gleichgewichtsbahn aus dem Kontrollsystem ausliest und unter Zuhilfenahme von MAD und DEPOL eine harmonische Korrektur berechnet (die Minimierung der Resonanzstärke geschieht dabei über einen Simplex-Algorithmus [11]). Allerdings reicht sie im Normalfall immer noch nicht aus, um die Depolarisation hinreichend zu unterdrücken.

Setzt man nämlich die typischen absoluten Meßfehler der Strahllagemonitore von $100 \mu\text{m}$, die aus der Genauigkeit der strahlbasierten Mittenbestimmung resultieren (siehe Abschnitt 3.4) in Berechnungen der Resonanzstärke ein, so erhält man Stärken, die bei nominellen Rampgeschwindigkeiten einer relativen Restdepolarisation von etwa 5-10% pro Resonanzquerung entsprechen. Dies ist bei fünf Imperfektionsresonanzen mehr als aufgrund der Anforderungen der Experimente toleriert werden kann.

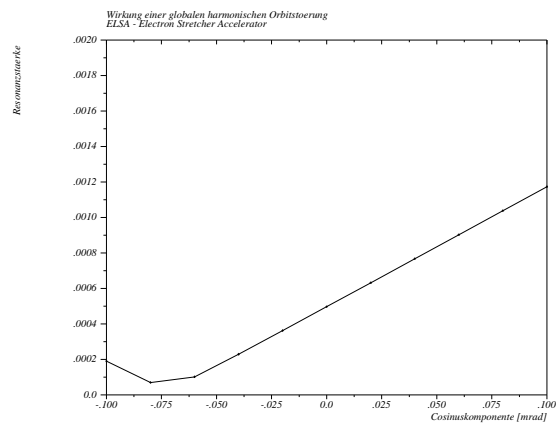
Die dritte Stufe der Korrektur nutzt deshalb die Polarisationsmeßwerte. Man spricht in diesem Zusammenhang dann von einer empirischen Korrektur. Die verwendeten Korrekturalgorithmen sind ähnlich wie bei der zweiten Stufe und es werden dieselben Sätze von Korrektormagnetstärken variiert. Da eine Polarisationsmessung mit dem externen Møller-Polarimeter 5 bis 15 Minuten dauert, ist dieser dritte Korrekturschritt für jede Imperfektionsresonanz relativ langsam. In Abbildung 4.11 ist die Konvergenz der harmonischen Korrektur unter Verwendung aller vertikalen Korrektoren ausgehend von einer unkorrigierten Gleichgewichtsbahn gezeigt. Als Beispiel wurde die Imperfektionsresonanz bei 1.76 GeV ausgewählt, deren Resonanzstärke nach der Neujustage der Dipole für eine unkorrigierte vertikale Gleichgewichtsbahn $\epsilon_r = 5.5 \cdot 10^{-4}$ beträgt.

Als schnellster Weg zur Optimierung der Korrektur (d.h. der Weg, bei dem unter Berücksichtigung der Meßfehler des Polarimeters die wenigsten Polarisationsmessungen notwendig sind) hat sich in den Simulationen die Einschränkung auf die Variation jeweils nur der Sinus- oder nur der Cosinus-Komponente erwiesen.

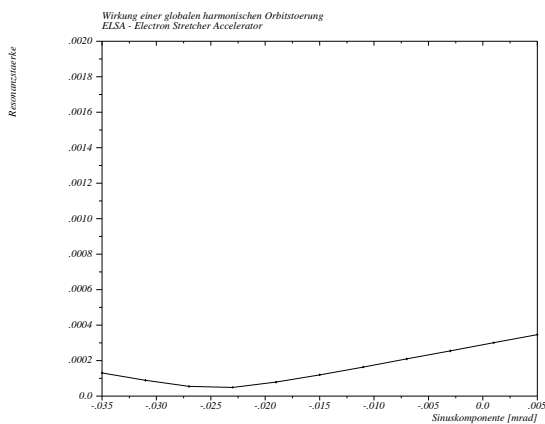
Zunächst wird die Sinuskomponente a_4 aus Gleichung 4.1 variiert (a). Um den Punkt geringster



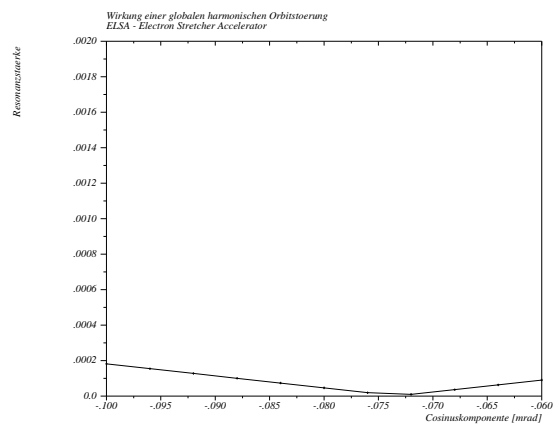
(a) Erste Variation der Sinuskomponente



(b) Erste Variation der Cosinuskomponente



(c) Zweite Variation der Sinuskomponente



(d) Zweite Variation der Cosinuskomponente

Abb. 4.11: Konvergenz der harmonischen Korrektur (für die Imperfektionsresonanz bei 1.76 GeV, $\gamma a = 4$), wenn immer nur eine Komponente a_4 oder b_4 der globalen Störungen der vertikalen Gleichgewichtsbahn verändert wird. Auf der vertikalen Achse ist die Resonanzstärke und auf der horizontalen Achse die jeweiligen Komponente a_4 bzw. b_4 in mrad aufgetragen. Nach zwei Iterationen erreicht man unter Berücksichtigung üblicher Meßfehler für die Polarisationsmessung eine Resonanzstärke deutlich kleiner als 10^{-4} , also unter 2% Depolarisation bei nominellen Rampgeschwindigkeiten.

Depolarisation mittels eines Fits an die Polarisationsmessungen⁵ hinreichend genau zu bestimmen, sind mindestens fünf Meßwerte notwendig. Dies dauert also bereits 25 bis 75 Minuten.

⁵ In dieser Simulation sind stattdessen Resonanzstärken gezeigt, da sich dies leichter simulieren läßt. Unter Vernachlässigung der Effekte von Synchrotronstrahlung und Synchrotronoszillationen ist die Umrechnung aber eindeutig durch die Froissart-Stora-Formel (Gleichung 2.81) gegeben. Sobald man hinreichend nah am Minimum der Depolarisation ist, kann man diese Effekte vernachlässigen. Dies ist ein Grund, weshalb die zwei deterministischen Korrekturstufen bei ELSA vor der empirischen Korrektur durchgeführt werden sollten.

Anschließend wird der Wert von a_4 auf das Fitergebnis der ersten Meßreihe fixiert und der Parameter b_4 variiert (b). Auch hier sind wieder etwa fünf Messungen notwendig um das Minimum hinreichend genau zu bestimmen. Anschließend wird b_4 auf den so gewonnenen optimalen Wert fixiert.

Da im allgemeinen keine der beiden Amplituden a_4 oder b_4 genau in Phase mit den resonanztreibenden Feldern ist, hat sich durch die Änderung von b_4 nun der ideale Wert von a_4 geändert. Deshalb war es in den Simulationen zumeist notwendig, die obigen Prozedur nochmals zu wiederholen: (c) und (d). Nach der vollständigen Korrekturprozedur ist es in den Simulationsrechnungen unter Berücksichtigung der Meßfehler des Polarimeters für alle Resonanzen reproduzierbar möglich, die Resonanzstärke auf Werte unter 10^{-4} zu korrigieren. Dies entspricht bei nominellen Rampgeschwindigkeiten von ELSA einer Restdepolarisation von unter 2% pro Resonanz und liegt damit im Bereich der Ergebnisse, wie sie an anderen Beschleunigern erreicht werden.

Die notwendigen Stärken für die Korrekturmagnete bleiben dabei für die derzeitigen Abweichungen der Gleichgewichtsbahn von ELSA bei allen Resonanzen unterhalb von etwa 0.1 A. Dieser Wert kann bei der Bandbreite der Korrekturmagnete innerhalb von etwa 30 ms angefahren werden. Bei maximaler Rampgeschwindigkeit von ELSA (7 GeV/s) beträgt der zeitliche Abstand der Imperfektionsresonanzen 65 ms. Für diesen zeitlichen Abstand wurde bereits mit einem Korrektormagneten getestet, ihn von -0.1 auf 0.1 A zu verfahren.

Die Testmessungen und die oben angeführten Simulationen liefern also die Aussage, daß das Korrektorsystem von ELSA nach der Umrüstung auf die neuen Netzgeräte [114] in der Lage ist, alle Imperfektionsresonanzen zu korrigieren. Für die gesamte Prozedur benötigt man allerdings zwischen zwei und fünf Stunden pro Imperfektionsresonanz. In Abbildung 4.12 ist gezeigt, wie sich die vertikale Gleichgewichtsbahn durch die harmonische Korrektur ändert. In (a) ist die unkorrigierte Gleichgewichtsbahn gezeigt und in (b) diejenige, die am Ende der Optimierung herauskommt. Man sieht, daß sich die mittlere Amplitude nicht wesentlich ändert, sondern sich hauptsächlich eine Änderung der Form der Störungen ergibt. Durch die Verwendung aller vertikaler Korrekturmagneten wird wirkungsvoll vermieden, daß große lokale Beulen oder große globale Störungen entstehen, wie es bei der Verwendung von nur zwei Korrektormagneten oder von zwei Beulen vorkommen kann.

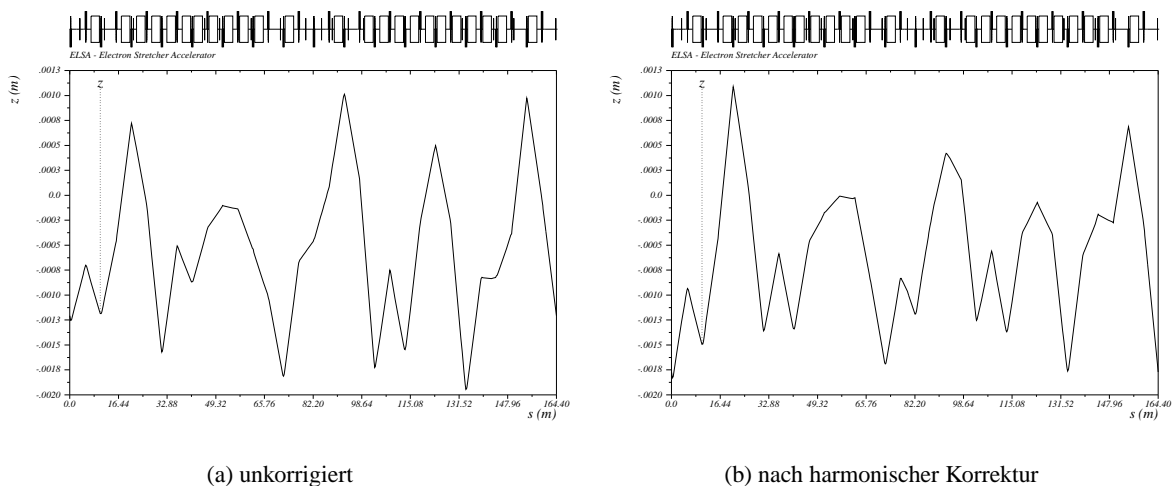


Abb. 4.12: Abweichungen der vertikalen Gleichgewichtsbahn von den magnetischen Mitten der Quadrupole für eine harmonische Korrektur ($\gamma a = 4$) mittels einer Orbitstörung entlang des gesamten Beschleunigers.

Die Stabilität der Netzgeräte bei der harmonischen Korrektur muß den Simulationen zufolge besser als etwa 1% sein. Die Netzgeräte der ELSA Korrekturdipolmagnete erfüllen nach den bisherigen Erfahrungen diese Anforderung. Allerdings existieren bisher noch keine genauen Erfahrungen, wie stark die gegenseitige Beeinflussung der Korrektur aufeinanderfolgender Resonanzen aufgrund von Hystereseeffekten der Korrekturmagnete ist. Die Magnete besitzen nämlich ein Eisenjoch. Da die Beschleunigungszyklen bei ELSA im Betrieb für polarisierte Elektronen innerhalb weniger Sekunden durchlaufen werden, stellt sich im Vergleich zu den oben angeführten Zeitkonstanten für die empirische Korrektur aber sehr schnell ein stationärer Zustand ein. Dadurch sollten die Hystereseeffekte kein großes Problem darstellen.

Zum Abschluß dieses Abschnitts soll nun noch untersucht werden, ob die Resonanzstärken, die sich in den Simulationen mit dem vorgenannten Korrekturschema für alle Imperfektionsresonanzen bei ELSA erreichen ließen, auch unter Berücksichtigung der Synchrotronoszillationen und Synchrotronstrahlung ausreichend sind, um vernachlässigbare Depolarisationen zu garantieren. Dazu wurde eine Spintrackingstudie für den kritischsten Fall durchgeführt. Mit SPTRACK wurde eine Resonanzquerung der Imperfektionsresonanz bei 3.08 GeV ($\gamma a = 7$), wo die Effekte von Synchrotronoszillationen und Synchrotronstrahlung am stärksten zu Tage treten, simuliert. Dabei wurde von einer korrigierten Resonanzstärke von $\epsilon_r = 1 \cdot 10^{-4}$ und einer (pessimistisch abgeschätzten) Energieunschärfe des Strahls von $\frac{\Delta p}{p} = 1 \cdot 10^{-3}$ ausgegangen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.13 gezeigt.

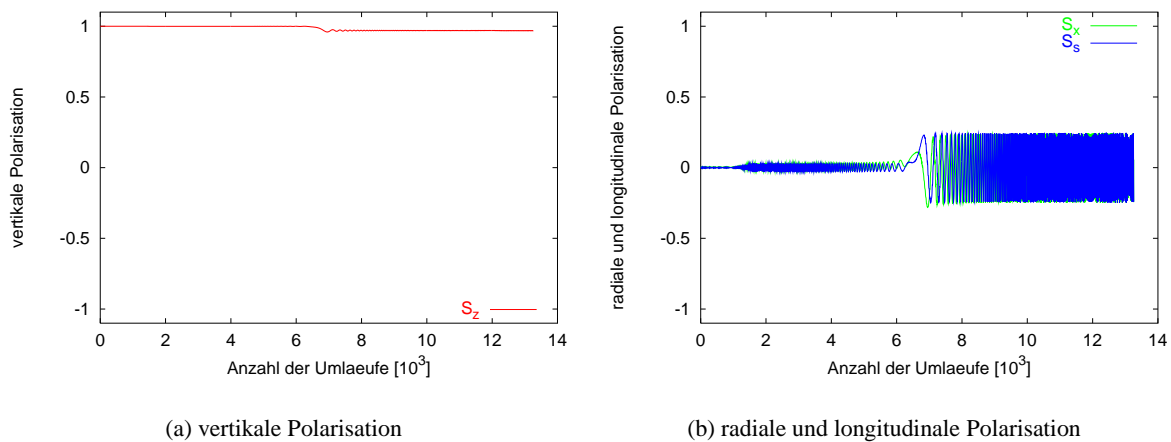


Abb. 4.13: Entwicklung der Polarisation bei einer Querung der Imperfektionsresonanz bei 3.08 GeV unter Berücksichtigung der Synchrotronoszillationen und der Synchrotronstrahlung (berechnet mit SPTRACK). Als Resonanzstärke wurde $1 \cdot 10^{-4}$, als Kreuzungsgeschwindigkeit 6 GeV/s, als Synchrotronarbeitspunkt 0.04 und als Energiebreite $1 \cdot 10^{-3}$ angenommen. Bei dieser Resonanzstärke, tritt eine Depolarisation von etwa 2% auf.

Es ergibt sich bei nomineller Rampgeschwindigkeit von ELSA eine relative Depolarisation von unter 2% an dieser Resonanz, was exakt mit der Voraussage der Froissart-Stora-Formel (Gleichung 2.81) übereinstimmt. Die harmonische Korrektur ist also auch bei starken Einwirkungen von Synchrotronoszillationen und Synchrotronstrahlung in der Lage, die Auswirkung aller Resonanzen auf eine relative Restdepolarisation von jeweils unter 2% zu reduzieren. Nach der Kreuzung aller fünf Imperfektionsresonanzen erwartet man also aufgrund der Simulationen, daß 90% der Anfangspolarisation erhalten bleiben.

4.6 Intrinsische Resonanzen

In diesem Abschnitt soll zunächst besprochen werden, wie weit eine Verminderung der Phasenraumkopplung helfen kann, die Stärke intrinsischer Resonanzen zu schwächen. Anschließend wird das Verfahren des Arbeitspunktsprunges, also der schnellen Änderung des vertikalen Arbeitspunktes mittels gepulster Quadrupolmagnete, näher vorgestellt und die benötigten Stärken und Anstiegszeiten der Quadrupole berechnet.

4.6.1 Reduzierung der Emittanz

Die Stärke intrinsischer Resonanzen ist proportional zur Wurzel der vertikalen Emittanz des Strahls (vergleiche Abschnitt 2.3.5). Die Stärken der intrinsischen Resonanzen in ELSA für Standardstrahlparameter wurden bereits in Tabelle 4.1 aufgelistet. In Abbildung 4.14 ist die Abhängigkeit der Stärke aller intrinsischen und Gradientenfehlerresonanzen von der Emittanz gezeigt. Die Berechnungen wurden mit DEPOL durchgeführt.

Als erstes erkennt man die Proportionalität zur Wurzel der Emittanz. Quantitativ ergibt sich (siehe Teilabbildung (a)), daß drei der intrinsischen Resonanzen selbst für vertikale Emittanzen von 5 nm noch eine Depolarisation von mehr als 5% bei nominellen Rampgeschwindigkeiten verursachen. Emittanzen von unter 10 nm sind bei ELSA außerdem nur während der Speicherzeit zu erzielen. Ohne eine aktive Korrektur unter Zuhilfenahme von verdrehten Quadrupolen läßt sich die Betatronkopplung nämlich (durch geeignete Wahl des Arbeitspunktes) nur auf etwa 2 bis 5% reduzieren.

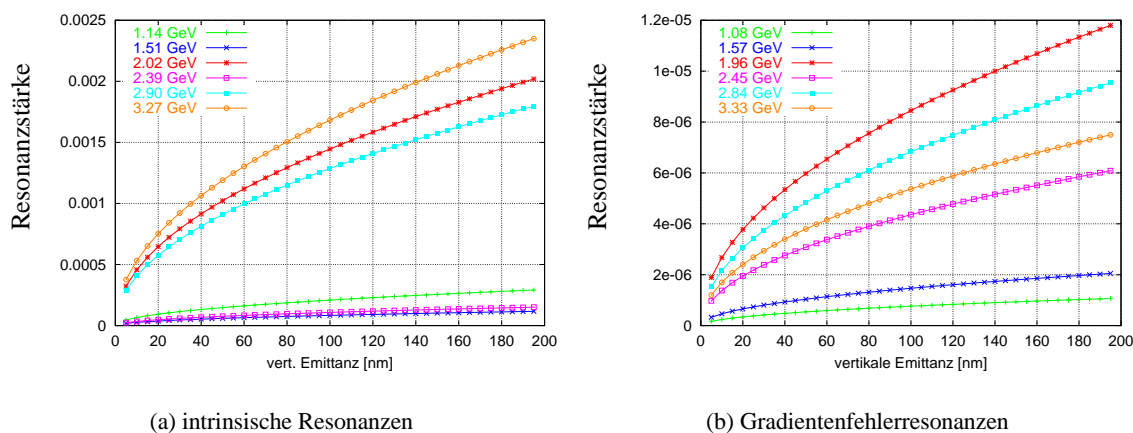


Abb. 4.14: Abhängigkeit der Stärke von intrinsischen und Gradientenfehlerresonanzen von der vertikalen Emittanz des Elektronenstrahls bei ELSA. Aufgetragen sind alle Resonanzen oberhalb von 1.0 GeV.

Eine Benutzung der verdrehten Quadrupole während der Energierampe ist bei den hohen Rampgeschwindigkeiten von ELSA aber nahezu unmöglich. Dies liegt daran, daß die Korrektur der Kopplung äußerst empfindlich von den Arbeitspunkten und von der Stärke der verkippten Quadrupole abhängt. Mit den üblichen Schleppfehlern der Netzgeräte der Hauptmagnete von ELSA während der Energierampe wird eine Korrektur dann unmöglich. Zudem wird für sehr kleine Kopplungen die vertikale Dispersion aufgrund von Magnetfehlern relevant. Diese läßt sich zwar durch eine präzise Korrektur der Gleichgewichtsbahn stark vermindern, auch dies ist aber wiederum nicht mit hinreichender Präzision während den schnellen Energierampen von ELSA möglich.

Realistisch erreichbare Werte für die vertikale Emittanz liegen während der Energierampe zwischen etwa 10 nm bei niedriger Energie und 20 bis 40 nm bei Maximalenergie. Der Einfluß des Arbeitspunktes ist hierbei erheblich. Mit der bis 1996 üblichen Standardoptik von ELSA lag die vertikale Emittanz abhängig von der Energie zwischen 50 und 200 nm. Durch die Verminderung auf die heutigen Werte, die durch Einführung einer neuen Optik im Rahmen dieser Arbeit erreicht wurde, konnten die Anforderungen an das Kompensationssystem für die intrinsischen Resonanzen reduziert werden. Um hinreichende Sicherheitsreserven für den Betrieb zu besitzen wird im nachfolgenden Abschnitt bei der Auslegung der Sprungquadrupole allerdings von einer maximalen vertikalen Emittanz von 100 nm bei 3.3 GeV ausgegangen.

Zur Berechnung der Stärke der Gradientenfehlerresonanzen wurden realistische Gradientenfehler verwendet, wie sie aus der Messung und Analyse von Antwortmatrizen der Gleichgewichtsbahn beim Applizieren einer Ablenkung mit einem Korrekturdipol gewonnen wurden [75]. Die sich dann ergebenden Stärken der Gradientenfehlerresonanzen sind so gering, daß sie selbst für vertikale Emittanzen zwischen 100 und 200 nm und eine um einen Faktor 10 gegenüber der nominellen Rampengeschwindigkeit von ELSA reduzierten Kreuzungsgeschwindigkeit eine Depolarisation von unter 0.5% verursachen. Während der Energierampe sind sie also unerheblich. Für den Injektions- bzw. Extraktionsprozeß können sie hingegen eine Rolle spielen, was in Abschnitt 4.7 erläutert wird.

4.6.2 Erhöhung der Kreuzungsgeschwindigkeit

Das Prinzip des Arbeitspunktsprunges zur Vermeidung von Depolarisation an intrinsischen Resonanzen ist verhältnismäßig einfach (siehe Abbildung 4.15). Während der Beschleunigungsphase des Strahls erhöht sich die Spinpräzessionsfrequenz der Elektronen proportional zur Strahlenergie. Kurz vor Erreichen der Energie, bei der eine intrinsische Resonanz gekreuzt würde (Resonanzbedingung ist $\gamma a = lP \pm Q_z$, siehe Gleichung 2.69) wird der vertikale Arbeitspunkt innerhalb weniger Umläufe (für ELSA ist $\Delta t_1 \approx 10 \mu\text{s}$) um einen Betrag δ geändert ($\delta \gg \epsilon_r$). Da die Resonanzbedingung intrinsischer Resonanzen vom vertikalen Betatronarbeitspunkt abhängt, verschiebt sich durch den Arbeitspunktsprung die Resonanz. Damit vergrößert sich die Kreuzungsgeschwindigkeit (siehe auch Gleichung 2.84). Nach dem Sprung wird der vertikale Arbeitspunkt langsam wieder auf den Anfangswert zurückgeführt, wobei wichtig ist, daß der Abstand des Spinarbeitspunktes zur Resonanz nicht wieder kleiner wird. Δt_2 liegt für ELSA im Bereich von 4 bis 20 ms.

Es muß bei diesem Arbeitspunktsprung natürlich sichergestellt werden, daß man weit genug von Betatronresonanzen (siehe Abschnitt 2.1.1) entfernt bleibt. Bei ELSA kann man den Ring im Speicherringbetrieb für drittelzahlige vertikale Arbeitspunkte verhältnismäßig stabil betreiben, während der Strahl für halbzahlige Arbeitspunkte sehr schnell verlorenght. Wegen der starken durch Wirbelströme in der Vakuumkammer induzierten Sextupolmomente während des schnellen Rampens ist das Kreuzen drittelzahliger Betatronresonanzen in dieser Phase allerdings nicht empfehlenswert. Deshalb sollte die Sprungamplitude ΔQ_z möglichst kleiner als 0.15 sein und der Startarbeitspunkt sorgfältig gewählt werden. Da je nach Resonanzbedingung der Sprung in positiver oder negativer Richtung erfolgen muß, ist eine langsame Veränderung der Arbeitspunkte zwischen dem Überqueren zweier Resonanzen zum Vorbereiten des Sprunges an der nächsten Resonanz notwendig. Dies ist mit den ELSA Hauptquadrupolmagneten und dem Kontrollsystem leicht möglich.

Die Berechnungen im nächsten Abschnitt (siehe Tabelle 4.2) zeigen, daß Arbeitspunktsprünge von $\Delta Q_z \approx 0.1$ hinreichend zur Kompensation der intrinsischen Resonanzen bei ELSA sind. Damit bestehen keine Probleme mit Betatronresonanzen. Da die Sprungquadrupole in beiden Ebenen wirken, ändert sich auch der horizontale Arbeitspunkt. Die Magnete sind bei ELSA aber an Stellen mit deutlich größerer vertikaler Betafunktion aufgestellt, so daß die Strahlstabilität in der horizontalen Ebene kein Problem ist.

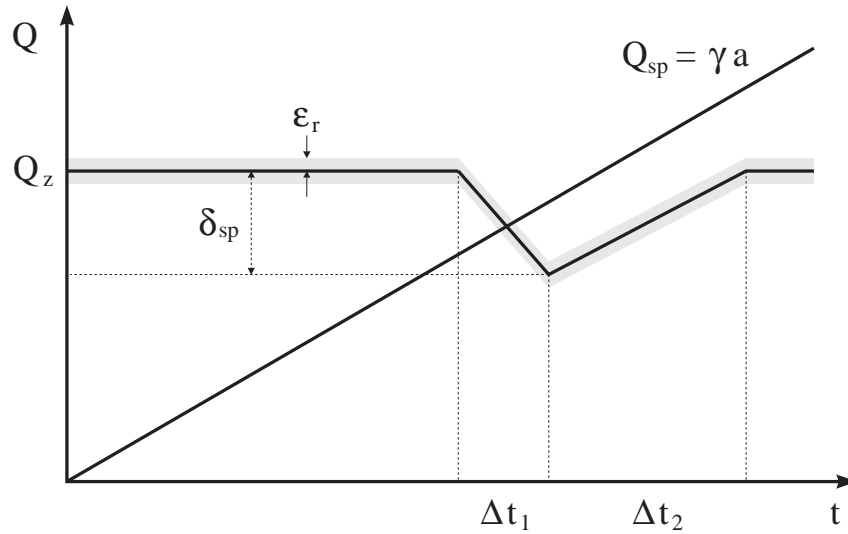


Abb. 4.15: Prinzip des Resonanzsprings mittels gepulster Quadrupole.

Benötigte Amplituden und Anstiegszeiten für den Arbeitspunktsprung

Es existieren gleich mehrere Methoden, um die benötigte Amplitude und Anstiegszeit für den Puls von Sprungquadrupolen zu berechnen. Im folgenden werden die einzelnen Methoden kurz diskutiert und dann angewendet, um die Anforderungen an das Sprungsystem von ELSA herzuleiten. Experimentell überprüft wurden solche Rechnungen bisher nur bei Protonenbeschleunigern, aber zumindest bei drei der vier Rechenmethoden sind alle Voraussetzungen für die Gültigkeit der Rechnungen auch bei ELSA erfüllt. Die Effekte der Synchrotronstrahlung braucht man dabei nur insofern zu berücksichtigen, als man die Gleichungen jeweils über eine gaußförmige Verteilung der Elektronen im vertikalen Phasenraum mittelt.

KEK-Abschätzung: Um bei der Auslegung der Sprungquadrupolmagnete die benötigten Amplitude und Anstiegszeit des Arbeitspunktsprungs abzuschätzen, wurde am KEK [92] die folgende Methode angewandt:

Damit der Sprung den gesamten Einflußbereich der Resonanz vermeidet und die eigentliche Kreuzung der Resonanz dementsprechend vollständig mit der durch die Arbeitspunktänderung vergrößerten Kreuzungsgeschwindigkeit erfolgt, muß die Amplitude folgende Ungleichung erfüllen:

$$\Delta Q_z \geq \Delta Q_r + \Delta Q_p + \Delta Q_\xi, \quad (4.9)$$

wobei ΔQ_z die Änderung des vertikalen Betatronarbeitspunktes durch den Sprung, ΔQ_r die statische Breite der intrinsischen Resonanz für eine Depolarisation von 1%, ΔQ_p die Streuung des Spinarbeitspunktes aufgrund der Energieunschärfe des Strahls und ΔQ_ξ die Streuung der Resonanzfrequenz der intrinsischen Resonanz aufgrund der Chromatizität und der Energieunschärfe ist.

Diese Größen lassen sich nun folgendermaßen abschätzen:

$$\Delta Q_r = 2 \cdot 7 \epsilon_r, \quad (4.10)$$

$$\Delta Q_p = 2 \cdot \frac{\Delta p}{p} \gamma a, \quad (4.11)$$

γa	ΔQ_r	ΔQ_p	ΔQ_ξ	$\Rightarrow \Delta Q_z$	Δt [μs]	$\frac{\partial B_x}{\partial z} \ell \cdot N$ [T]
Q_z	0.036	0.012	0.005	≥ 0.053	13	0.36
$Q_z + 2$	0.040	0.020	0.006	≥ 0.066	13	0.53
$-Q_z + 12$	0.055	0.031	0.008	≥ 0.094	10	1.04

Tab. 4.2: Benötigte Amplituden und Anstiegszeiten des Sprungquadrupols. Der vertikale Arbeitspunkt Q_z beträgt bei ELSA entweder 4.57 oder 4.43. ℓ ist die Feldlänge eines Sprungquadrupols und N die Zahl der Quadrupole.

$$\Delta Q_\xi = 2 \cdot \frac{\Delta p}{p} \xi_z. \quad (4.12)$$

Der Faktor sieben in der ersten Gleichung rührt daher, daß die invariante Spinachse für einen Abstand von $7 \cdot \epsilon_r$ von der Resonanz um 1% von der vertikalen Ausrichtung abweicht. Möchte man also die Depolarisation, die durch die beschränkte Sprungweite erzeugt wird, bei unter einem Prozent halten, muß zumindest der Bereich von $\pm 7 \cdot \epsilon_r$ übersprungen werden. Nun ist zusätzlich noch die Stärke der depolarisierenden Resonanz für jedes Elektron aufgrund seiner Betatronamplitude verschieden. Damit die obige Bedingung aber für mindestens 99% der Strahlverteilung erfüllt ist, muß man die Resonanzstärke ϵ_r für die volle Breite der Phasenraumverteilung der Elektronen berechnen ($99\% \hat{=} \pm 2.6 \sigma$). Also setzt man $\Delta Q_r = 2 \cdot 7 \epsilon_r = 2 \cdot 7 \cdot 2.6 \epsilon_\sigma$. Das gleiche Kriterium muß man auch für die Verteilung im longitudinalen Phasenraum anwenden, also $\frac{\Delta p}{p} = 2.6 \cdot \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_\sigma$.

Nachdem nun die Amplitude des Sprungs auf einen Mindestwert festgelegt ist, kann die benötigte Kreuzungsgeschwindigkeit, um eine vorzugebende Depolarisation zu unterschreiten, mittels der über die gaußförmige Verteilung der Elektronen im vertikalen Phasenraum aufintegrierten Froissart-Stora-Formel (siehe Gleichung 2.83) berechnet werden:

$$\frac{P_f}{P_i} = \frac{2}{\frac{\pi |\epsilon_\sigma|^2}{\alpha} + 1} - 1 \geq 1 - \Delta P. \quad (4.13)$$

In Tabelle 4.2 sind die Resultate dieser Abschätzung für die Parameter von ELSA und eine Restdepolarisation von $\Delta P = 2\%$ aufgelistet. Als Stärke der intrinsischen Resonanzen wurden die Werte aus Tabelle 4.1 verwendet. Es sind nur die Werte für die drei starken intrinsischen Resonanzen aufgeführt, da bei den schwächeren keine besonderen Maßnahmen notwendig sind. Benutzt man statt der angegebenen minimalen Sprungamplituden etwas größere Werte, kann man die Anstiegszeiten entsprechend proportional langsamer wählen.

AGS-Abschätzung: Für das AGS und am Fermilab wurde eine andere Abschätzungsmethode verwendet [101]: Für die Amplitude des Arbeitspunktsprunges werden hier zunächst zwei Randbedingungen gefordert. Einmal sollte die Stärke jedes einzelnen gepulsten Quadrupols hinreichend klein sein, um keine zu großen lokalen Störungen der Optik zu erzeugen, also erheblich kleiner als die Stärke jedes Hauptquadrupolmagneten. Zudem sollte die Amplitude eine Ungleichung entsprechend Gleichung 4.9 erfüllen.

Die Restdepolarisation ΔP ergibt sich unter diesen Randbedingungen und in Abhängigkeit von der Amplitude und Anstiegszeit des Sprungquadrupols gemäß [101]:

$$\frac{P_f}{P_i} = \left[2e^{-\frac{\pi |\epsilon_r|^2}{2\alpha}} - 1 \right] \left[\frac{\delta^2 - |\epsilon_r|^2}{\delta^2 + |\epsilon_r|^2} \right] = 1 - \Delta P, \quad (4.14)$$

wobei hier $\delta = \frac{\Delta Q_z}{2}$ ist. Im Fall dieser Abschätzung ist als Resonanzstärke ϵ_r die Stärke für ein Teilchen mit einer transversalen Schwingungsamplitude entsprechend einer Standardabweichung der Strahlverteilung zu nehmen, also ϵ_σ . Sie berücksichtigt also die Phasenraumverteilung der Teilchen schon auf eine empirische Weise.

Da die Gleichung sowohl von der Sprungamplitude, als auch von der Anstiegszeit abhängt, gibt es keine eindeutige Lösung für ΔQ_z und Δt . Deshalb fixiert man beispielsweise die Anstiegszeit auf einen sinnvollen Wert und berechnet dann die benötigten Sprungamplituden. Wir setzten die Anstiegszeit auf $\Delta t = 10 \mu\text{s}$, was wegen der hierbei noch nicht zu großen Auswirkungen auf die Strahldynamik ein sinnvoller Wert ist. Wertet man dann obige Formel aus, so erhält man sehr ähnliche Amplituden im Vergleich zu denen in Tabelle 4.2.

Turrin-Formel: Eine weitere Möglichkeit zur Berechnung der Parameter des Sprungquadrupols besteht in der sogenannten Turrin-Formel [102]. Sie liefert allerdings das Polarisationsverhältnis nur für ein einzelnes Teilchen bei einem symmetrischen Sprung:

$$\begin{aligned} \frac{P_f}{P_i} &= 2 \left(\frac{\sinh(f\pi)}{\sinh(g\pi)} \right)^2 - 1, \\ f &= \frac{\delta^2}{2Q_z'}, \\ g &= f \left[1 + \left(\frac{\epsilon}{\delta} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \end{aligned} \quad (4.15)$$

wobei $Q_z' = \frac{dQ_z}{dt} / \omega_{rev}$.

Um wieder eine Abschätzung für den gesamten Strahl also ein Ensemble von Teilchen im vertikalen Betatronphasenraum zu erhalten, muß man diese Gleichung im Phasenraum integrieren:

$$\frac{P_f}{P_i} = \int_0^\infty \left(2 \left(\frac{\sinh(f\pi)}{\sinh(g\pi)} \right)^2 - 1 \right) \frac{e^{-\epsilon^2/2\epsilon_\sigma^2}}{\epsilon_\sigma^2} \epsilon \, d\epsilon. \quad (4.16)$$

Dieses Integral kann man nun numerisch ausrechnen. Da es wieder eine Entartung bezüglich Sprungweite und Anstiegszeit gibt, fixiert man wiederum die Anstiegszeit auf $10 \mu\text{s}$. Die Ergebnisse, die man dann erhält, sind ebenfalls vergleichbar mit denen in Tabelle 4.2.

Störungsrechnung: Für die Auslegung der Sprungquadrupole an COSY [7] wurde eine von R. Ruth hergeleitete Näherung [103] verwendet. In ihrer Herleitung wird allerdings Störungsrechnung benutzt, deren Annahmen für den Fall von ELSA nicht gültig sind. Deshalb wird diese Methode hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß für das Erreichen einer Restdepolarisation von 2% bei der stärksten intrinsischen Resonanz bei 3.3 GeV ein Arbeitspunktsprung von $\Delta Q_z \geq 0.1$ notwendig ist, was einem integrierten Quadrupolgradienten von 1 T/m-m entspricht. Die Anstiegszeit muß dabei etwa $10 \mu\text{s}$ betragen.

Die Abfallzeit des Magneten sollte groß genug sein, damit die Spinpräzessionsfrequenz sich der Resonanzfrequenz nach der Kreuzung nicht wieder nähert. Dies ergibt die folgende Bedingung:

$$\Delta t_{\text{fall}} \approx \frac{\Delta Q_z}{\alpha \omega_{\text{rev}}} \approx 20 \text{ ms}, \quad (4.17)$$

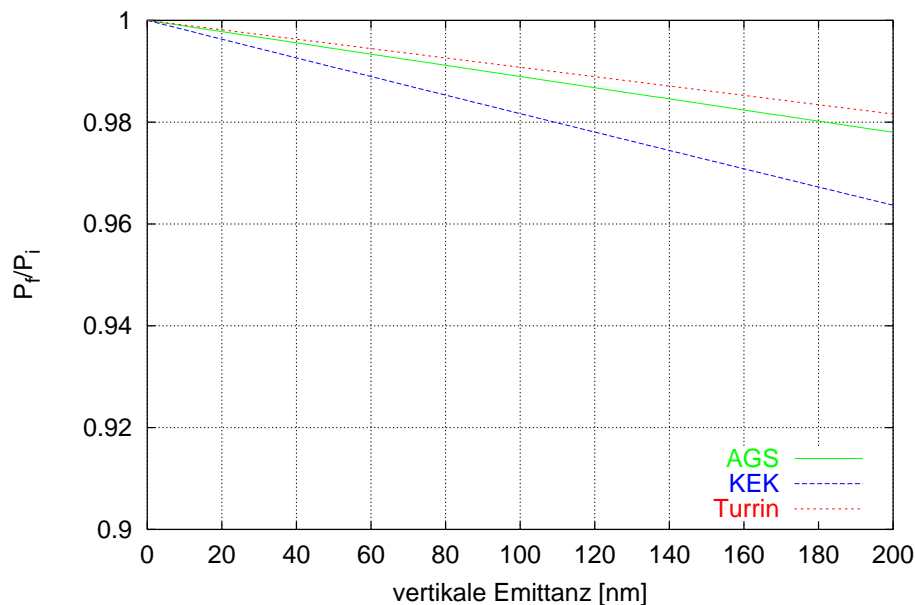


Abb. 4.16: Depolarisation an der intrinsischen Resonanz bei 3.3 GeV ($\gamma a = 12 - Q_z$) in Abhängigkeit von der vertikalen Emittanz des Strahles für eine Anstiegszeit des Quadrupols von $10 \mu\text{s}$ und Arbeitspunkthub von $\Delta Q_z = 0.1$. Zum Vergleich sind die Ergebnisse aller drei Abschätzungsmethoden gezeigt.

wobei diese Abfallzeit für den maximalen Arbeitspunkthub von $\Delta Q_z = 0.1$ und eine moderate Rampgeschwindigkeit von $\alpha = 4.5 \cdot 10^{-7}$, das entspricht 2.2 GeV/s, gilt. Bei nominellen Rampgeschwindigkeiten oder kleineren Arbeitspunkthüben darf die abfallende Flanke sehr viel kürzer sein.

Abschließend soll noch gezeigt werden, wie die Depolarisation an der stärksten intrinsischen Resonanz bei 3.3 GeV von der Emittanz des Strahles und damit der Resonanzstärke, sowie der Anstiegszeit und Stärke des gepulsten Quadrupols abhängt.

In Abbildung 4.16 kann man sehen, wie sich die Depolarisation an der intrinsischen Resonanz bei 3.3 GeV in Abhängigkeit von der vertikalen Emittanz des Elektronstrahls in ELSA ändert. Als Resonanzstärke wurden die Werte aus Abbildung 4.14 verwendet. Zum Vergleich sind die mit allen drei für ELSA verwendbaren Abschätzungsmethoden berechneten Werte gezeigt. Die Anstiegszeit und die Maximalamplitude des Sprungquadrupols waren auf die oben abgeschätzten Werte, also $10 \mu\text{s}$ und $\Delta Q_z = 0.1$ gesetzt. Man beachte, daß die Resonanzstärke zwar von der Wurzel der Emittanz abhängt, die Depolarisation aber in etwa linear mit der Emittanz zunimmt. Für die Auslegung des Sprungquadrupolsystems wurde eine Emittanz von 100 nm (entsprechend 10% Phasenraumkopplung) angenommen. Man sieht aber, daß für die im Betrieb mit ELSA erreichten Emittanzen von unter 40 nm bei 3.3 GeV die Depolarisation kleiner als 1% sein sollte.

Die Abhängigkeit der Depolarisation von der Amplitude des Arbeitspunktsprunges ist in etwa hyperbelförmig (siehe Abbildung 4.17). Für moderate Sprungweiten wird die Depolarisation zunächst rasch kleiner, bevor der Verlauf für geringe Depolarisationen dann immer flacher wird. Ab einer gewissen Amplitude ist es darum nicht mehr sinnvoll, eine geringere Depolarisation mit Hilfe einer Vergrößerung der Sprungamplitude zu erreichen. Andererseits sieht man aber auch, daß für ELSA eine deutliche Sicherheitsreserve vorhanden ist. Selbst mit nur einem Quadrupol (das System bei ELSA besteht aus zwei identischen Magneten) ergibt sich an dieser stärksten intrinsischen Resonanz eine Depolarisation von

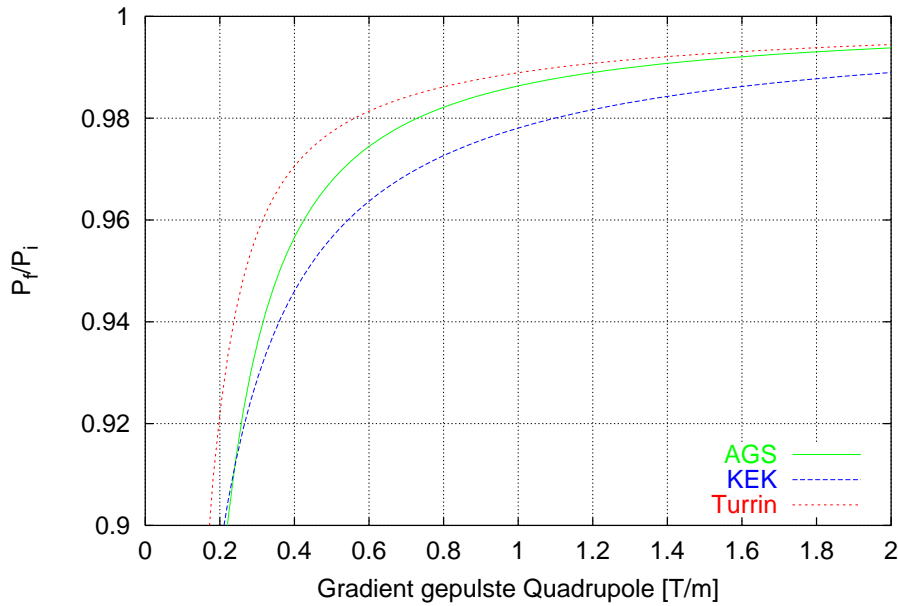


Abb. 4.17: Depolarisation an der intrinsischen Resonanz bei 3.3 GeV ($\gamma a = 12 - Q_z$) in Abhängigkeit vom Gradienten der Sprungquadrupole für eine vertikales Emittanz von 100 nm und eine Anstiegszeit des Quadrupols von 10 μ s.

weniger als 4%. Für die Berechnung wurde die Stärke der intrinsischen Resonanz für eine Emittanz von 100 nm und eine Anstiegszeit des Pulses von 10 μ s verwendet. Der qualitative Verlauf ist für alle drei Abschätzungen in guter Übereinstimmung und auch die quantitativen Aussagen differieren um weniger als die oben genannte Sicherheitsreserve.

In Abbildung 4.18 ist schließlich die Abhängigkeit der Depolarisation von der Anstiegszeit des Arbeitspunktsprunges gezeigt. Hierfür wurde wiederum die Resonanzstärke für eine vertikale Emittanz von 100 nm und eine Amplitude des Sprunges von $\Delta Q_z = 0.1$ angenommen. Die Abhängigkeit ist ähnlich wie bei der Emittanz annähernd linear.

4.7 Auswirkungen von Resonanzen höherer Ordnung

In Abschnitt 2.3.5 wurden die verschiedenen Typen depolarisierender Resonanzen höherer Ordnung klassifiziert. Für einen Resonanztyp dieser Art, die Gradientenfehlerresonanzen, wurden in Abbildung 4.14 die für ELSA berechneten Resonanzstärken dargestellt. Sie sind um mehr als zwei Größenordnungen gegenüber den linearen depolarisierenden Resonanzen unterdrückt. Da es bei ELSA keine absichtliche Kopplung der Phasenräume gibt und Magnetfehler und Anteile von höheren Multipolfeldern nicht zu groß sind, spielen auch alle anderen vorgenannten Typen depolarisierender Resonanzen höherer Ordnung während der Energierampe keinerlei Rolle.

Da der Strahl während der Injektions- oder der Extraktionsphase aber bis zu einigen Sekunden bei einer Energie verweilen kann, werden dann die Resonanzen höherer Ordnung relevant. Bei einer Messung in ELSA wurde beispielsweise versehentlich die Injektionsenergie exakt auf einer Gradientenfehlerresonanz gewählt. Dies reduzierte die gemessene Polarisation auf etwa 80% des Ausgangswertes.

In Tabelle 4.3 ist für Magnetfelder bis zur Multipolordnung drei zusammengestellt, welche Resonanzbedingungen von welchem Multipolfeld angeregt werden können.

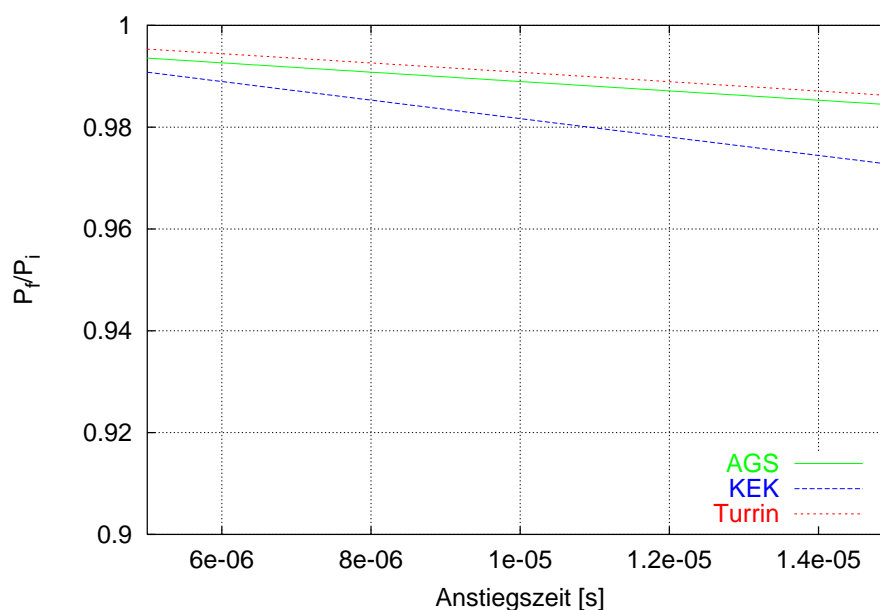


Abb. 4.18: Depolarisation an der intrinsischen Resonanz bei 3.3 GeV ($\gamma a = 12 - Q_z$) in Abhängigkeit von der Anstiegszeit des Pulses für eine vertikale Emittanz von 100 nm und eine Arbeitspunkthub von $\Delta Q_z = 0.1$.

	normale Feldorientierung	gedrehte Feldorientierung
Quadrupolfeld	$\gamma a = k \pm Q_z$	$\gamma a = k \pm Q_x$
Sextupolfeld	$\gamma a = k \pm Q_x \pm Q_z$	$\gamma a = k \pm 2 \cdot Q_x, k \pm 2 \cdot Q_z$
Oktupolfeld	$\gamma a = k \pm 2 \cdot Q_x \pm Q_z,$ $k \pm 3 \cdot Q_z, k \pm Q_z$	$\gamma a = k \pm Q_x \pm 2 \cdot Q_z,$ $k \pm 3 \cdot Q_x, k \pm Q_x$

Tab. 4.3: Mögliche Resonanzbedingungen der durch normal orientierte und gedrehte Multipolfelder bis zur Ordnung eines Oktupols hervorgerufenen depolarisierenden Resonanzen.

In ELSA sind zur Chromatizitätskorrektur ständig und für die Extraktion während der Extraktionszeit starke Sextupolmagnete angeschaltet. Zudem existiert durch Wirbelstromeffekte in der Vakuumkammer und durch die Wechselwirkung der Dipolfelder mit dem Lot der Rippen der Vakuumkammer ein ständiges Sextupolmoment in den Hauptdipolen. Damit können also insbesondere die von Sextupolen verursachten depolarisierenden Resonanzen höherer Ordnung vorkommen.

Um einen Überblick zu geben, wieviele potentielle Resonanzen dies sind, sind in Abbildung 4.19 alle depolarisierenden Resonanzen bis zur Ordnung zwei, der Ordnung, die von Sextupolen getrieben wird, eingezeichnet. Dabei wurde der horizontale Betatronarbeitspunkt auf seinen Wert für die Resonanzextraktion fixiert ($Q_x = 4.65$) und die Achsen des Bildes sind dann der Spinarbeitspunkt γa (ein Spinarbeitspunkt zwischen drei und vier entspricht einer Strahlenergie zwischen 1.32 und 1.76 GeV) bzw. der vertikale Arbeitspunkt Q_z . Für übliche vertikale Arbeitspunkte von 4.4 oder 4.6 liegen in diesem Energiebereich also etwa 10 schwache depolarisierende Resonanzen bis zur Ordnung zwei.

Beläßt man nun den Strahl in der Nähe einer solchen schwachen Resonanz, so ergibt sich einerseits eine langsame Depolarisation (die Zeit, die eine Resonanz braucht, um den Strahl zu depolarisieren, ist

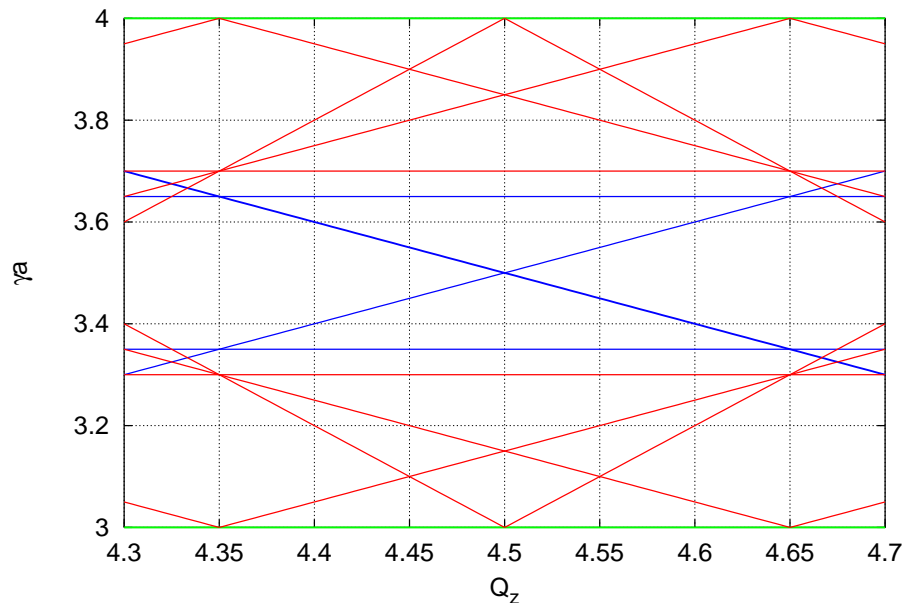


Abb. 4.19: Darstellung aller depolarisierenden Resonanzen bis zur Ordnung zwei für Spinarbeitspunkte γa zwischen drei und vier, einen vertikalen Betatronarbeitspunkt zwischen 4.3 und 4.7 und einen horizontalen von 4.65, wie er bei ELSA während der Extraktion verwendet wird. Resonanzen bis zu dieser Ordnung werden durch Dipole, Quadrupole und Sextupole angeregt.

umgekehrt proportional zu ihrer Stärke). Auf der anderen Seite ergibt sich ein Effekt durch die Auslenkung der invarianten Spinachse aus der vertikalen Orientierung.

In Abbildung 4.20 ist das Verhalten des Spins in der Nähe einer schwachen Resonanz höherer Ordnung gezeigt (für $\gamma a = Q_x = 4.653$). Die Berechnung wurde wiederum mit SPTRACK durchgeführt. Als Resonanzstärke wurde $\epsilon_r = 10^{-5}$ angenommen, was für diese Resonanz eigentlich zu stark ist, aber den Effekt schon nach einer kürzeren Simulationszeit zu Tage treten läßt und den Gehalt der qualitativen Aussage nicht ändert. Die Rechnung wurde für eine statische Energie und somit einen festen Abstand von $\delta = 2 \epsilon_r$ von der Resonanz durchgeführt.

Man sieht, daß die vertikale Polarisation langsam weniger wird, ein Minimum erreicht und dann langsam wieder zunimmt. Dies ist das Zeichen einer langsamen Präzession um eine leicht aus der Vertikalen ausgelenkten Achse, der invarianten Spinachse. Die radiale und longitudinale Polarisation oszilliert schneller, aber die Amplitude der Oszillation ist mit der Präzessionsfrequenz der vertikalen Polarisation moduliert. Dies liegt daran, daß die vertikale Komponente der invarianten Spinachse für diese Resonanzbedingung konstant ist, während die radiale und longitudinale Komponente der invarianten Spinachse mit $Q_r = Q_x = 4.653$ um die Vertikale rotieren.

Zeitgemittelt ergibt sich aufgrund dieser Präzession eine Verminderung der vertikalen Polarisation. Wird in einer solchen Situation Strahl injiziert, so ist seine vertikale Spinausrichtung unter Umständen nicht an die rotierende invariante Spinachse angepaßt, was in einer Depolarisation resultiert. Ebenso kann, wenn in einer solchen Situation Strahl extrahiert wird, ein Teil der Polarisation nicht vertikal ausgerichtet sein, was in einer Verminderung der Polarisation in der gewünschten Richtung am Experiment resultiert.

Führt man die vorgenannte Rechnung nun für ein Ensemble von Teilchen durch, die im longitudinalen Phasenraum verteilt sind, so ergibt sich eine kontinuierliche Depolarisation. Die Depolarisationszeit

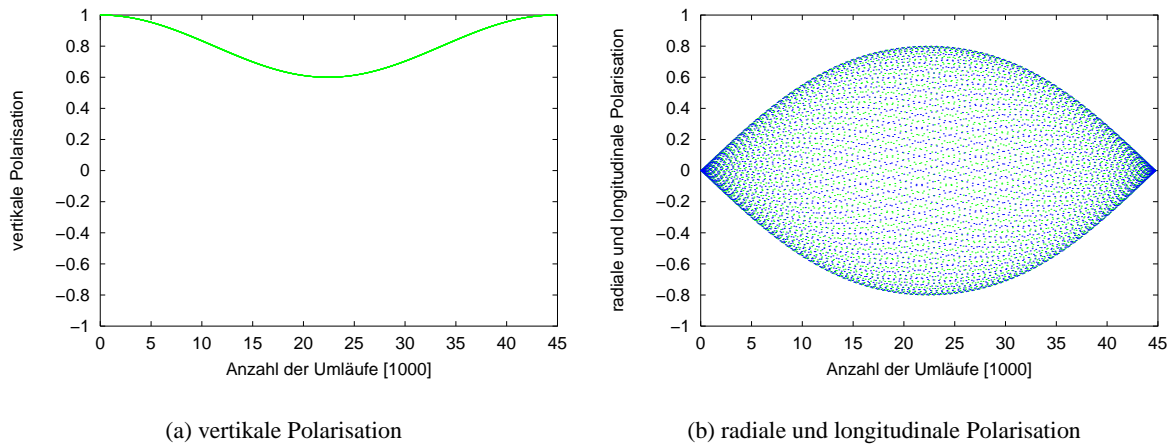


Abb. 4.20: Entwicklung der Komponenten der Polarisation im festen Abstand von $\delta = 2\epsilon_r$ von einer depolarisierenden Resonanz höherer Ordnung (hier eine mit $\gamma a = Q_x = 4.653$) für eine Resonanzstärke von $\epsilon_r = 10^{-5}$ (berechnet mit SPTRACK). In die Graphik eingetragen ist die Polarisation nach jedem zehnten Umlauf des Elektronenstrahls. Man sieht, daß die vertikale Polarisation langsam um die invariante Spinachse präzediert, die aufgrund der Resonanz aus der vertikalen ausgelenkt ist. Dies reduziert die mittlere vertikale Polarisation.

hängt vom Abstand von der Resonanz, von ihrer Stärke und von der Energieunschärfe des Strahls ab. Für Abstände von weniger als einer Resonanzstärke liegt die Depolarisationszeit bei ELSA in der Größenordnung der inversen Resonanzstärke mal der Umlaufzeit.

Glücklicherweise ist der Einflußbereich der Resonanzen höherer Ordnung klein. Geht man beispielsweise davon aus, daß die schwachen Resonanzen etwa für eine Breite von $\pm 7\epsilon_r$ einen Einfluß haben, so haben Resonanzen mit einer Stärke von 10^{-5} eine volle Breite von unter 100 keV. Dennoch ist Vorsicht geboten, da aufgrund der großen Zahl der Resonanzen höherer Ordnung durch Zufall auch eine schmale Resonanz während der Injektion oder Extraktion getroffen werden kann.

5. Quadrupolmagnete zur schnellen Arbeitspunktänderung

Im vorangegangenen Kapitel wurde diskutiert, welche Korrekturmethode für intrinsische Resonanzen bei ELSA einsetzbar sind. Es stellte sich dabei heraus, daß ein System aus gepulsten Quadrupolen am besten geeignet ist. Die Stärke und Anstiegszeit der Arbeitspunktänderung, die benötigt wird, um die Depolarisation an den drei stärksten intrinsischen Resonanzen auf einem niedrigen Niveau zu halten, wurde bereits im vorhergehenden Abschnitt abgeschätzt.

In diesem Kapitel werden nun Details des für ELSA entworfenen Magnetsystems untersucht und die Problemlösungen beschrieben. Zunächst wird die Anzahl und Position der Magnete festgelegt. Anschließend wird studiert, wie stark die ungewollten Nebeneffekte der Quadrupole auf die Strahlbewegung für die gewählte Konfiguration sind. Anschließend wird begründet, warum die Quadrupolmagnete als Panofsky-Quadrupole mit Ferritjoch realisiert wurden. Dazu werden Einzelheiten der technischen Auslegung beschrieben und die Rechnungen kurz vorgestellt, die zur Festlegung dieser Parameter führten. Darüberhinaus werden Simulationsergebnisse präsentiert, wie sich die Feldeigenschaften des Magneten bei den hohen Frequenzen, die während der gepulsten Anregung typisch sind, verschlechtern.

Anschließend werden die Anforderungen diskutiert, die sich aus der benötigten Stärke und Anstiegszeit des Magnetfeldes und dem gewählten Magnetkonzept für die Netzgeräte ergeben. Die Netzgeräte wurden mit Leistungshalbleiterschaltern realisiert und werden kurz beschrieben. Schließlich werden Meßergebnisse zur Feldqualität der Quadrupole und den Eigenschaften der Netzgeräte in Verbindung mit den Magneten beschrieben und die Resultate der experimentellen Kalibration des Gesamtsystems mit Strahl gegeben.

Weitere Einzelheiten zum Entwurf für das Sprungquadrupolsystem und zusätzliche Meßergebnisse zur Feldqualität der fertigen Magnete finden sich in [90, 115, 116].

5.1 Positionierung der Quadrupole

Um die Anregung von Gradientenfehlerresonanzen zu verhindern, die unter bestimmten Umständen (wenn der vertikale Betatronarbeitspunkt nahe bei einer halben Zahl liegt) bereits sehr kurz nach dem Überspringen einer intrinsischen Resonanz durchquert werden können, sollte mit den Sprungquadrupolmagneten die Superperiodizität von ELSA erhalten bleiben. Hierzu sind also mindestens zwei Magnete notwendig. Eine Aufstellung der Magnete gemäß der Superperiodizität hat zudem den Vorteil, daß systematische Betatronresonanzen weniger stark angeregt werden und daß der Emittanzzuwachs durch den Arbeitspunktsprung (siehe Abschnitt 5.2) minimiert wird.

Mehr als zwei Magnete sind nicht notwendig, da bereits für diese Anzahl die Stärke der einzelnen Quadrupole und somit die Störung für die Maschinenoptik in akzeptablen Grenzen liegt. Um von den oben genannten Vorteilen profitieren zu können, werden beide Magnete im Normalfall symmetrisch betrieben, somit wird die Auswirkung des Sprunges auf den horizontalen Arbeitspunkt nicht kompensiert¹.

Als Einbauort werden also zwei Stellen im Ring benötigt, die möglichst nahe an horizontal defokussierenden Quadrupolen liegen, damit die vertikale Betafunktion möglichst groß ist. Diese Orte sollten

¹ Aufgrund der wesentlich kleineren horizontalen Betafunktion am Ort der gepulsten Quadrupole bleibt die Arbeitspunktverschiebung in der horizontalen Ebene aber hinreichend klein.

sich außerdem exakt gegenüberliegen, um die zweifache Superperiodizität von ELSA beizubehalten. Natürlich müssen sie auch hinreichenden Einbauplatz bieten (was jeweils einen Freiraum von etwa einem Meter bedingt).

Es stellt sich schnell heraus, daß es nur sehr wenige geeignete Einbauorte gibt. Die reguläre Magnetstruktur von ELSA ist bereits so eng bestückt, daß nur in den zwei langen geraden Stücken (um die Quadrupole QD1 und QD17, siehe Abbildung 3.1) und in den vier kurzen geraden Stücken (bei QD3, QD15, QD19 und QD31) ausreichend Platz zur Verfügung steht. Eines der kurzen geraden Stücke (bei QD31) ist vollständig mit den Injektionselementen ausgefüllt, so daß dort kein Quadrupol mehr installiert werden kann. Somit ist es dann auch unwesentlich, daß die gegenüberliegende Strecke vollkommen frei wäre.

In den beiden anderen kurzen geraden Stücken sind die Einbauorte direkt neben den defokussierenden Quadrupolen bereits durch Sextupole belegt. Eine Anbringung weiter von den Quadrupolen entfernt hätte aber zu große Nachteile für die benötigten Magnetstärken und auch operationelle Nachteile, weil dann die Änderung des horizontalen Arbeitspunktes durch den Sprung erheblich würde. Schließlich existiert in der Nähe dieser beiden Orte auch keine Möglichkeit, die Netzgeräte zu installieren. Um die Induktivität der Zuleitungen klein zu halten und um Probleme bei der Anpassung der Magnete zu vermeiden, sollten die Leitungslängen unter 20 m gehalten werden.

Damit verblieb schließlich nur noch ein Einbauort, jeweils in den langen geraden Strecken an den Quadrupolen QD1 und QD17. Am QD1 ist genügend Einbauplatz vorhanden und es existiert sehr nahe am Einbauort ein Raum, in dem das Netzgerät untergebracht werden kann, so daß die Gesamtzuleitungslänge nur etwa 10 m beträgt. Ein Nachteil dieses Ortes ist allerdings, daß er sich kurz hinter dem Injektionspunkt und noch innerhalb der Injektionsbeule befindet. Dadurch muß seine Apertur den Injektionsanforderungen genügen und es treten in diesem Abschnitt erhöhte Strahlverluste und damit Strahlungs Dosen auf. Die Anforderungen an die Apertur aufgrund des Injektionsprozesses stellten sich aber als nahezu identisch mit denen für einen gespeicherten Strahl bei 3.5 GeV heraus (siehe Abschnitt 5.3.2). Der Strahlungsuntergrund ist ebenfalls kein Problem, da der Aufbau des Magneten und der keramischen Vakuumkammer hinreichend strahlenresistent ist. Das Netzgerät ist in seinem Einbauraum hinreichend vor dem Strahlungsuntergrund geschützt.

Am Quadrupol QD17 besteht weder erhöhter Strahlungsuntergrund, noch liegt er in der Injektionsbeule. Zudem ist dort ebenfalls ein Einbauraum für das Netzgerät vorhanden, für den eine Gesamtlänge der Zuleitung von etwa 17 m ausreicht. Der geplante Einbauplatz war aber von einem der beiden Hohlraumresonatoren vom PETRA-Typ, die in ELSA eingebaut sind, belegt. Im Gegensatz zu den oben angeführten Injektionsmagneten und Sextupolmagneten, die man nicht hätte verschieben können, ohne daß erhebliche negative Auswirkungen für ihre Wirksamkeit zustandegekommen wären, spricht aber kein prinzipieller Grund gegen die Verschiebung eines Hohlraumresonators. Deshalb wurden diese Einbauorte ausgewählt. Ein Plan der Elemente, die an den beiden Einbauorten vor dem Einbau der gepulsten Quadrupole vorhanden waren, ist in Abbildung 5.1 gezeigt.

Im Rahmen des Umbaus wurde zudem ein kompletter Umbau des Hohlleitersystems vorgenommen. Als Nebeneffekt verbesserte sich dadurch das Phasenverhalten des Resonatorsystems bei Belastung mit Strahl oder bei Änderung der Hochfrequenzleistung. Außerdem wurden zwei verdrehte Quadrupolmagnete in der Nähe des Sprungquadrupols beim Quadrupol QD1 eingebaut, mit denen eine gezielte Beeinflussung der Kopplung der transversalen Betatronphasenräume möglich ist. Auch die Anordnung der Elemente nach dem Umbau ist in Abbildung 5.1 wiedergegeben.

Die optischen Funktionen an der gewählten Einbaustelle der gepulsten Quadrupolmagnete für die Standardoptik von ELSA sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

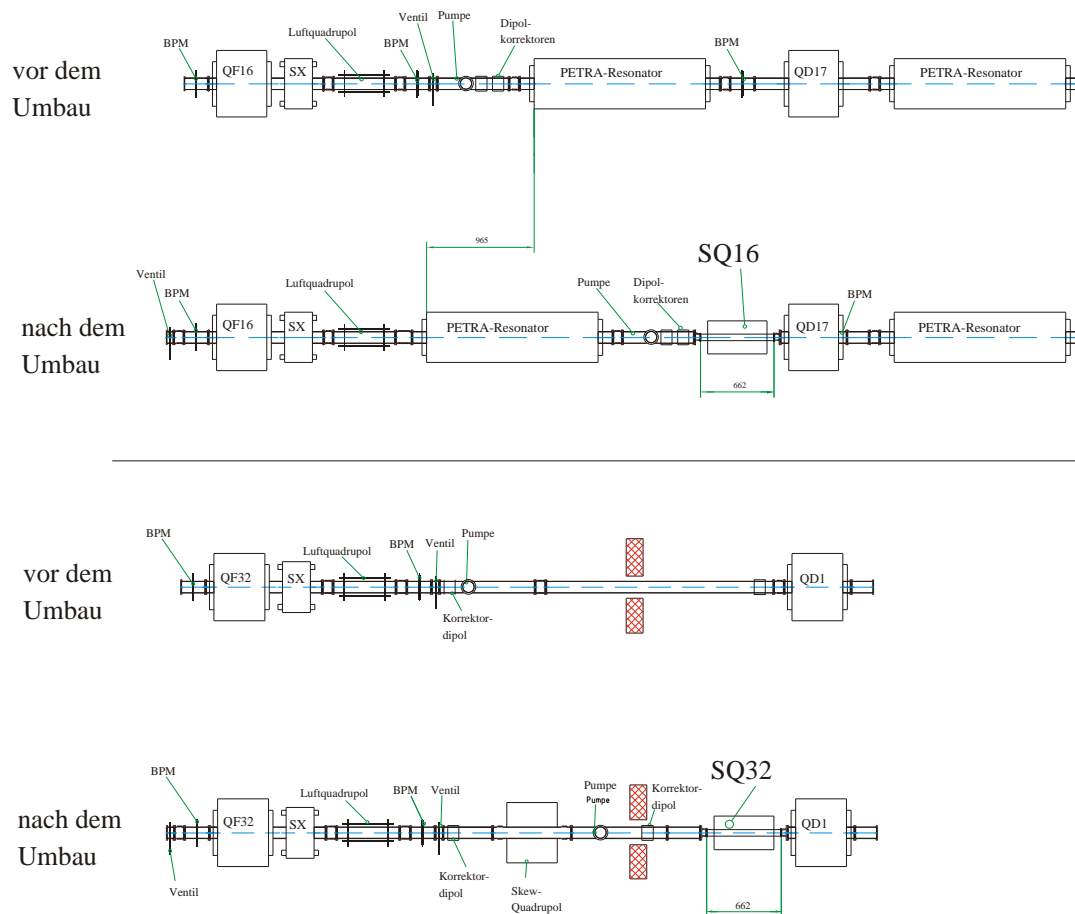


Abb. 5.1: Platzierung der beiden Sprungquadrupole (in der Abbildung mit SQ16 und SQ32 bezeichnet) in der Nähe der defokussierenden Quadrupole QD1 und QD17. An der einen Einbaustelle mußte zunächst ein Umbau der Hohlraumresonatoren vorgenommen werden [117].

	Sprungquadrupol	
	aus	an
Q_x	4.590	4.565
Q_z	4.542	4.648
$\beta_{x,\max}$	17.4 m	18.7 m
$\beta_{z,\max}$	19.1 m	22.6 m
β_x am Sprungquadrupol	2.8 m	2.8 m
β_z am Sprungquadrupol	13.9 m	15.3 m

Tab. 5.1: Betafunktionen und Arbeitspunkte für die Standardoptik von ELSA bzw. mit maximaler Sol-lamplitude der Sprungquadrupole $k_{\text{sq}} = -0.1 \text{ m}^{-2}$, $L_{\text{sq}} = 0.5 \text{ m}$.

5.2 Ungewollte Nebenwirkungen auf die Strahldynamik

5.2.1 Störung der Betafunktion

Während des Pulses der Sprungquadrupolmagnete werden durch deren zusätzlichen fokussierenden oder defokussierenden Effekt die optischen Funktionen entlang des gesamten Ringes geändert. Für den statischen Fall einer konstanten Amplitude wurden die Auswirkungen dieser Störung auf die Betafunktionen mit MAD [17] berechnet. In Abbildung 5.2 sind sowohl die ungestörten Betafunktionen für die Standardoptik von ELSA, als auch die gestörten Betafunktionen bei einer Amplitude der Sprungquadrupole von $k_{\text{sq}} = \frac{\partial B_x}{\partial z} / (B\rho) = -0.1 \text{ m}^{-2}$ gezeigt.

Die maximale Änderung der vertikalen Betafunktion durch die Sprungquadrupole bei dieser Amplitude beträgt etwa 20% (erreicht an den beiden defokussierenden Quadrupolen QD9 und QD25). Die maximale Änderung der horizontalen Betafunktion, die an mehreren horizontal fokussierenden Quadrupolen auftritt, beträgt etwa 4%. Dies bedeutet eine maximale Änderung der vertikalen bzw. horizontalen Strahlgröße um etwa 10% bzw. 2%. Damit bleibt die statische Störung durch die Maximalamplitude der Sprungquadrupolmagnete hinreichend klein. Zudem wird in keiner Ebene die Superperiodizität des Beschleunigers verändert. Somit werden keine zusätzlichen Resonanzen angeregt. Zahlenwerte für die Veränderung der Betatronarbeitspunkte und einiger ausgewählter Werte der Betafunktion sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Berücksichtigt man allerdings auch die Zeitstruktur des Pulses der Sprungquadrupole, so ergeben sich zusätzliche Beeinträchtigungen der Strahlbewegung. Diese werden im nachfolgenden Abschnitt quantitativ studiert.

5.2.2 Emittanzwachstum durch gepulste Anregung der Quadrupole

Eine Vergrößerung der Emittanz des Strahles bei einem Arbeitspunktsprung kommt durch mehrere Mechanismen zustande. Einer der beiden Haupteffekte, die zu diesem Emittanzwachstum beitragen, ist die vorübergehende Fehlanpassung der optischen Funktionen durch die sehr rasche Änderung der Fokussierung in den an zwei diskreten Punkten platzierten Sprungquadrupolen. Der Änderung der optischen Funktionen kann die Strahlbewegung nicht schnell genug folgen. Die andere Hauptursache ist die schnelle Veränderung der Gleichgewichtsbahn durch eine Ablenkung im Sprungquadrupol, sofern der Strahl diesen außerhalb seiner magnetischen Mitte passiert. Die typische Anstiegszeit der Arbeitspunktsprünge liegt bei ELSA bei etwa $10 \mu\text{s}$, was gerade einmal 18 Umläufen entspricht, so daß die beiden oben genannten Effekte deutlich zutage treten können, weil die Strahlbewegung so schnellen Änderungen nicht adiabatisch folgen kann.

Für die Berechnung des Emittanzwachstums [115] wurde die zeitliche Entwicklung der optischen Funktionen und der Gleichgewichtsbahn während des Arbeitspunktsprunges in linearer Näherung berechnet. Die Quadrupole wurden dabei durch die Matrix einer dünnen Linse angenähert. Am Ende wird dann der Emittanzzuwachs aus dem Unterschied zwischen den optischen Parametern im Gleichgewicht (also denen, die sich als periodische Lösung mit den Sprungquadrupolen auf ihrer dann zeitlich konstanten Maximalamplitude ergäben) und denen, die sich durch das vorgenannte lineare Tracking ergeben, berechnet. Für das Emittanzwachstum durch die Optikfehlanpassung gilt nach [118]:

$$\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} = \left(\Delta + \sqrt{\Delta^2 - 1} \right), \quad (5.1)$$

$$\Delta = \frac{1}{2} (\beta_0 \gamma_f + \beta_f \gamma_0 - 2\alpha_0 \alpha_f), \quad (5.2)$$

wobei ε_i bzw. ε_f die Emittanzen vor bzw. nach dem Arbeitspunktsprung sind und (α, β, γ) die optischen Funktionen im Gleichgewicht (0) mit statischen Sprungquadrupolen, also für eine angepaßte Phasenraumellipse, bzw. nach dem Sprung (f), also für eine nicht angepaßte Ellipse sind.

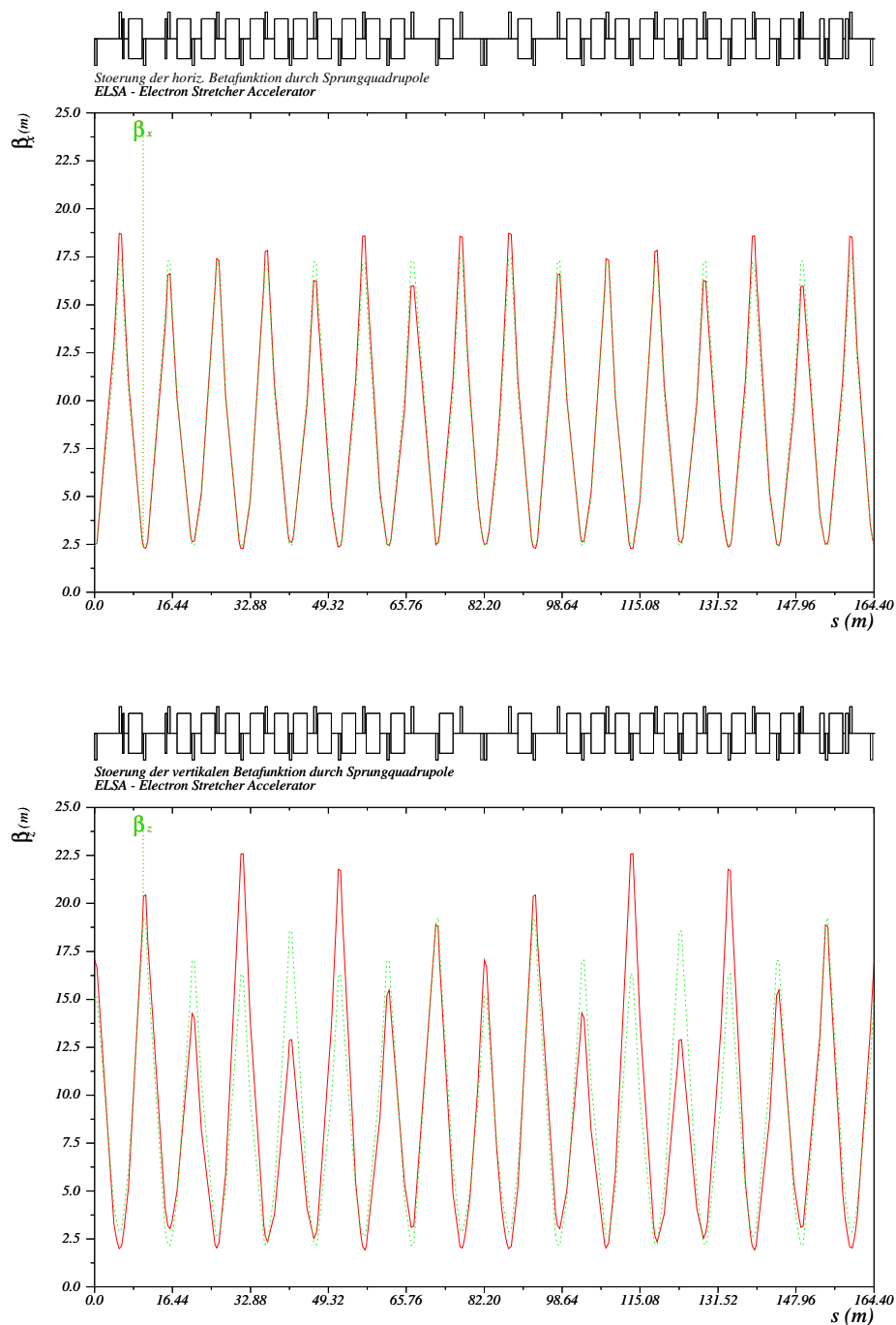


Abb. 5.2: Ungestörte (gestrichelte Linie) und durch den Einfluß der Sprungquadrupole veränderte (durchgezogene Linie) horizontale (oberes Bild) und vertikale (unteres Bild) Betafunktion. $k_{sq} = -0.1 \text{ m}^{-2}$, $L = 0.5 \text{ m}$. Die Änderung der horizontalen Betafunktion ist vernachlässigbar klein. Die Änderung der vertikalen Betafunktion ist zwar deutlich zu erkennen, sie folgt aber exakt der Superperiodizität und bleibt in Hinsicht auf die Stabilität des Strahles in vertretbaren Grenzen.

Auf ähnliche Weise kann man aus dem Unterschied der Teilchenbahn im Gleichgewicht (also der periodischen Lösung, wenn die Sprungquadrupole konstant auf Maximalamplitude wären) und der Teilchenbahn, die sich durch das Tracking ergibt, einen Emittanzzuwachs errechnen [119]:

$$\varepsilon_f = \varepsilon_i + \frac{\pi}{2} \left(\frac{1 + \alpha^2}{\beta} (\Delta y)^2 + \beta (\Delta y')^2 \right), \quad (5.3)$$

wobei Δy der Unterschied der Ablagen der Teilchenbahn im Gleichgewicht und derjenigen nach dem schnellen Sprung ist und $\Delta y'$ der Unterschied der entsprechenden Winkel der Teilchenbahnen.

Für die Berechnung des Emittanzwachstums wurden noch drei zusätzliche Annahmen gemacht. Da die Dämpfungszeit für die Strahlungsdämpfung bei ELSA bei den relevanten Strahlenergien zwischen etwa 10 ms und etwa 100 ms liegt, ist dieser Prozeß sehr viel langsamer als das Emittanzwachstum während des Arbeitspunktsprunges (das ja innerhalb von etwa 10 μ s auftritt). Die Strahlungsdämpfung kann also für die Berechnung des maximalen Emittanzwachstums vernachlässigt werden.

Im allgemeinen Fall hängt das Emittanzwachstum von der Kombination der Effekte aufgrund der Fehlanpassung der Optik und der Effekte aufgrund der schnellen Änderung der Gleichgewichtsbahn ab. Sie einzeln zu betrachten, ist also streng genommen nur eine Abschätzung. Allerdings bewirkt die Wechselwirkung der beiden Effekte im Normalfall einen kleineren Emittanzzuwachs, als bei der Addition der maximalen Auswirkungen beider Effekte erwartet. Dies ist also eine Abschätzung zur sicheren Seite hin. Zudem ist die Wechselwirkung auch nicht sehr groß, da der Betrag der Fehlanpassung im Bereich einiger Prozent bleibt.

Schließlich wurde für den Anstieg des Quadrupolfeldes mit einem linearen Verlauf gerechnet, was aufgrund der Feldverminderung für hohe Anregungsfrequenzen nur eine Näherung darstellt (siehe Abschnitt 5.3.4). Da dies zu einem langsameren Anstieg des Feldes für den realen Magneten führt, schätzt man aber auch hier wieder den möglichen Emittanzzuwachs nach oben hin ab.

Zusätzlich zu den beiden bereits genannten Effekten kann auch die Veränderung der Dispersionsfunktion durch die gepulsten Quadrupole zu einer Fehlanpassung und damit einem Emittanzwachstum führen. Dieser Effekt ist aber allgemein kleiner als die anderen Effekte. Bei ELSA ist er sogar vernachlässigbar, da die Sprungquadrupole an Stellen mit verschwindender Dispersion (und ebenfalls verschwindender Ableitung der Dispersion) installiert sind.

Optikfehlanpassung

Für die Berechnung des Emittanzwachstums aufgrund der Optikfehlanpassung durch den Arbeitspunktsprung wurden die Parameter der Standardoptik von ELSA benutzt (vergleiche auch Tabelle 5.1). In Abbildung 5.3 (a) ist das Verhältnis der horizontalen Emittanzen vor und nach dem Sprung als Funktion der Stärke der Sprungquadrupole gezeigt. Als Anstiegszeit der Quadrupole wurde dabei der Standardwert von 10 μ s (entsprechend 18 Umläufen des Elektronenstrahls in ELSA) benutzt. Das Emittanzwachstum ist in allen Fällen² kleiner als 1%, also vollkommen vernachlässigbar.

In Abbildung 5.3 (b) ist das Emittanzverhältnis für die vertikale Ebene dargestellt. Man beachte die andere Skalierung der vertikalen Achse. Hier liegt das maximale Emittanzwachstum bei etwa 20%. Dies ist zwar bereits ein erheblicher Betrag, stellt aber für ELSA kein Problem dar. Die vertikale Apertur von ELSA ist bei weitem ausreichend, um Strahlverluste durch dieses Wachstum zu vermeiden. Zudem sollte betont werden, daß es sich um eine Abschätzung für den schlechtesten Fall handelt. Da unmittelbar nach dem Sprung die Strahlungsdämpfung zu wirken beginnt, dauert es auch bei diesem Emittanzwachstum bei den wichtigsten Resonanzen bei 2.0, 2.9 und 3.3 GeV weniger als 20 ms, bis die Ursprungsemittanz wieder nahezu erreicht wird. Dies ist immer noch deutlich weniger als der Zeitabstand bis zur Kreuzung

² Die maximale Quadrupolstärke, die zur Korrektur intrinsischer Resonanzen verwendet werden soll, liegt bei 0.1 m⁻².

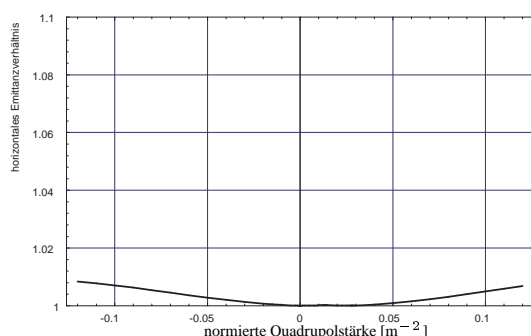
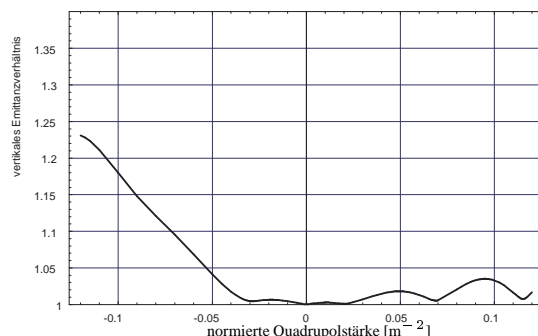
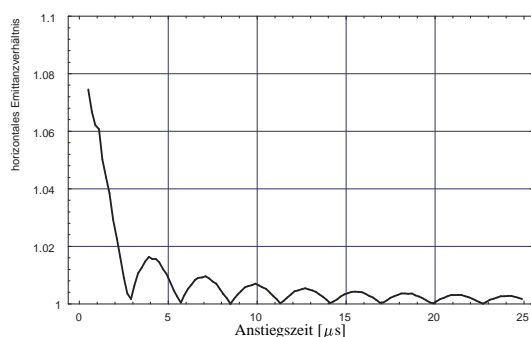
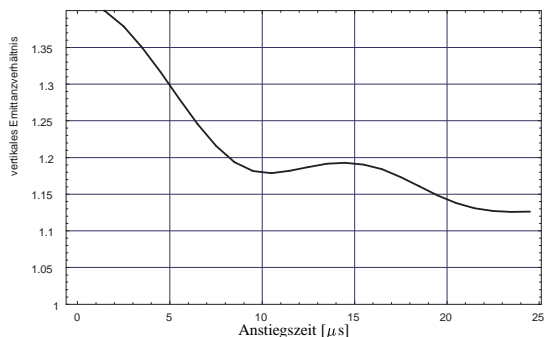
(a) horizontale Ebene, Stärke des Quadrupols variiert (Anstiegszeit $10 \mu\text{s}$)(b) vertikale Ebene, Stärke des Quadrupols variiert (Anstiegszeit $10 \mu\text{s}$)(c) horizontale Ebene, Anstiegszeit variiert (Quadrupolstärke 0.1 m^{-2})(d) vertikale Ebene, Anstiegszeit variiert (Quadrupolstärke 0.1 m^{-2})

Abb. 5.3: Emittanzwachstum durch die Optikfehlانpassung während des Pulses. Auf der vertikalen Achse ist das Emittanzverhältnis $\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i}$ aufgetragen, wobei ε_i die Emittanz vor dem Sprung und entsprechend ε_f diejenige nach dem Sprung ist.

der nächsten intrinsischen Resonanz, der mindestens 40 ms beträgt. Bis der Strahl extrahiert wird, sind bereits so viele Dämpfungszeiten vergangen, daß keinerlei Emittanzvergrößerung mehr vorhanden ist.

In den Abbildungen 5.3 (c) und (d) ist für eine nun festgehaltene Stärke der Sprungquadrupole von $k_{\text{sq}} = -0.1 \text{ m}^{-2}$ gezeigt, wie sich das horizontale bzw. vertikale Emittanzverhältnis für verschiedene Anstiegszeiten des Arbeitspunktsprunges verhält. Wie aufgrund des Mechanismus, der zum Emittanzwachstum führt, zu erwarten ist, steigt das Emittanzverhältnis für kurze Anstiegszeiten steil an. Das horizontale Emittanzwachstum ist ab einer Anstiegszeit von etwa $4 \mu\text{s}$ vernachlässigbar während das vertikale erst ab etwa $10 \mu\text{s}$ relativ flach verläuft. Dennoch ist auch das vertikale Wachstum bis hinunter zu einer Anstiegszeit von etwa $2 \mu\text{s}$ noch tolerabel. Die oszillierende Struktur kommt dadurch zustande, daß sich in Abhängigkeit vom Verhältnis aus Anstiegszeit des Pulses und der Betatronschwingungsfrequenz die Effekte bei aufeinanderfolgenden Umläufen entweder verstärken oder auslöschen können.

Emittanzwachstum durch Störungen der Gleichgewichtsbahn

In Analogie zu den Berechnungen im vorausgegangenen Abschnitt wurde das Emittanzwachstum aufgrund der Abweichungen der Gleichgewichtsbahn von den magnetischen Mitten der Sprungquadrupole mit Hilfe von Gleichung 5.3 für die Standardoptik von ELSA berechnet.

Das Emittanzwachstum hängt von den Abweichungen der Gleichgewichtsbahn an beiden Quadrupolen ab. Um aber die Abbildungen leichter interpretierbar zu machen, wurde eine Vereinfachung vorgenommen. Die Ablage an einem Sprungquadrupol wurde fest auf 1 mm gesetzt, und nur die zweite Ablage variiert. Dies ist auch der Grund, weshalb die Kurven bei einer Ablage von 0 mm auf der horizontalen Achse nicht durch ein Emittanzverhältnis von eins gehen. Dieser Spezialfall ist aber sofort auf alle relevanten Fälle zu verallgemeinern.

In Abbildung 5.4 (a) ist das Verhältnis der horizontalen Emittanzen vor und nach dem Sprung als Funktion der Abweichung der Gleichgewichtsbahn von der Mitte eines Quadrupols gezeigt (die Abweichung am anderen Quadrupol war fest auf 1 mm gesetzt). Als Anstiegszeit der Quadrupole wurde wiederum der Standardwert von $10 \mu\text{s}$ benutzt.

Das horizontale Emittanzwachstum ist für Abweichungen der Gleichgewichtsbahn von weniger als 1 mm kleiner als 1% also wiederum vollkommen vernachlässigbar. Wenn die Gleichgewichtsbahn auf der Rampe aktiv korrigiert wird, sind bei ELSA Abweichungen der Gleichgewichtsbahn von deutlich weniger als 1 mm erreichbar. Dies muß zur Korrektur der Imperfektionsresonanzen ohnehin erfolgen. Selbst für eine unkorrigierte Gleichgewichtsbahn bliebe das horizontale Emittanzwachstum immer noch kleiner als 10%, da das Emittanzwachstum in etwa linear mit der Abweichung der Gleichgewichtsbahn skaliert und für eine unkorrigierte Gleichgewichtsbahn bei ELSA horizontale Abweichungen bis etwa 8 mm auftreten.

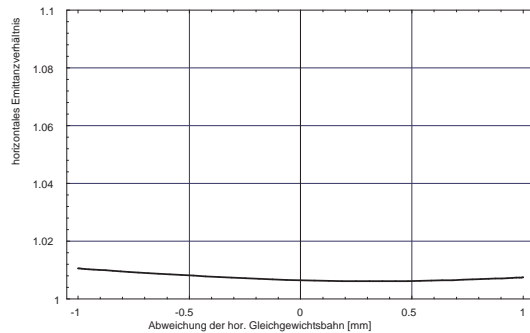
Wenn man die gleiche Berechnung für die vertikale Ebene durchführt (siehe Abbildung 5.4 (b)), ergibt sich für Abweichungen der Gleichgewichtsbahn bis 1 mm ein Emittanzwachstum von unter 10% (man beachte auch hier wieder die vom horizontalen Fall verschiedene Skalierung der vertikalen Achse). Dies ist kleiner als die maximale Auswirkung der Optikfehlpassung und klein genug, um keine Probleme zu verursachen. Auch vertikal ist die im Betrieb von ELSA übliche Abweichung der Gleichgewichtsbahn mit einer Orbitkorrektur nämlich kleiner als 1 mm. Zudem bliebe das Emittanzwachstum selbst für eine vollkommen unkorrigierte Gleichgewichtsbahn immer noch tolerierbar. Unkorrigiert ergeben sich Abweichungen der Gleichgewichtsbahn bis etwa 2 mm, was einem Emittanzwachstum von weniger als 20% entspricht.

Da die Arbeitspunkte von ELSA relativ nah an 4.5 liegen, ist der für das Emittanzwachstum ungünstigste Fall derjenige, bei dem die Abweichungen der Gleichgewichtsbahn an den beiden Quadrupolen entgegengesetztes Vorzeichen aber gleiche Amplitude haben. Für die Berechnung der Abhängigkeit des Emittanzwachstums von der Anstiegszeit des Arbeitspunktsprunges wurde deshalb von diesem Fall ausgegangen. Die Ablage der Gleichgewichtsbahn wurde für den einen Quadrupol auf 1 mm und für den anderen auf -1 mm gesetzt.

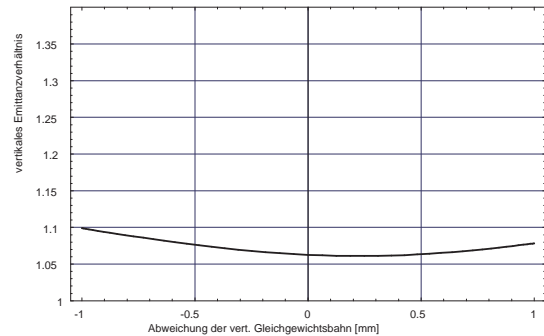
In Abbildung 5.4 (c) und (d) ist gezeigt, wie das horizontale bzw. vertikale Emittanzwachstum durch die schnelle Änderung der Gleichgewichtsbahn von der Anstiegszeit des Arbeitspunktsprunges abhängt. Man sieht, daß das Emittanzwachstum oberhalb von etwa 4 bis 5 μs nur noch schwach von der Anstiegszeit abhängt. Unterhalb dieser Anstiegszeit nimmt das Emittanzwachstum schnell zu. Es ist aber horizontal oberhalb von etwa 2 μs und vertikal oberhalb von etwa 3 μs noch tolerierbar.

Aus diesen Berechnungen läßt sich darüber hinaus ableiten, daß es ausreichen würde, die Quadrupole auf etwa 1 mm genau zu positionieren. Beim Einbau in den Beschleuniger wurde aber dennoch auf eine bessere Justage geachtet. Die Quadrupole wurden transversal auf etwa $\frac{2}{10}$ mm genau relativ zum jeweils benachbarten Hauptquadrupol ausgerichtet. Aufgrund der Fehlpositionierung ergibt sich also ein vernachlässigbares Emittanzwachstum.

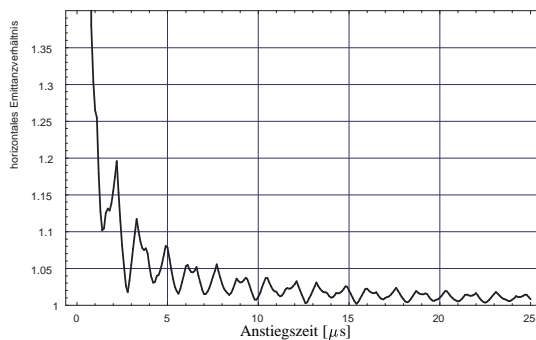
Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß das Emittanzwachstum für die benötigten Amplituden und Anstiegszeiten des Arbeitspunktsprunges selbst für eine nicht korrigierte Gleichgewichtsbahn hinreichend klein ist. Es verursacht dementsprechend keinen Strahlverlust und verschwindet aufgrund der Strahlungsdämpfung bis zum Kreuzen einer nachfolgenden Resonanz bzw. bis zum Start der Extraktion wieder vollständig.



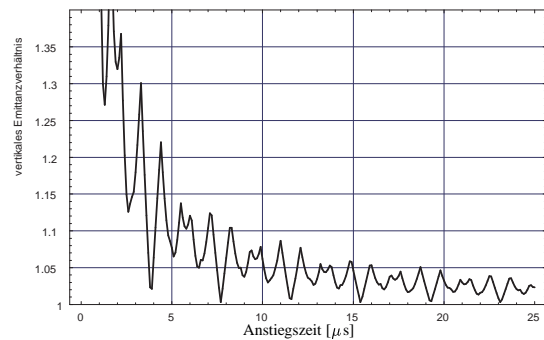
(a) horizontale Ebene, für verschiedene horizontale Ablagen der Gleichgewichtsbahn von der Mitte der gepulsten Quadrupole (Anstiegszeit $10 \mu\text{s}$)



(b) vertikale Ebene, für verschiedene vertikale Ablagen der Gleichgewichtsbahn von der Mitte der gepulsten Quadrupole (Anstiegszeit $10 \mu\text{s}$)



(c) horizontale Ebene, für verschiedene Anstiegszeiten der gepulsten Quadrupole und eine Abweichung der horizontalen Gleichgewichtsbahn von 1 mm in einem Sprungquadrupol und -1 mm im anderen



(d) vertikale Ebene, für verschiedene Anstiegszeiten der gepulsten Quadrupole und eine Abweichung der vertikalen Gleichgewichtsbahn von 1 mm in einem Sprungquadrupol und -1 mm im anderen

Abb. 5.4: Emittanzwachstum durch die Störung der Gleichgewichtsbahn aufgrund eines Pulses der Sprungquadrupole.

5.3 Auslegung der Magnete

In diesem Abschnitt wird die technische Realisierung der Sprungquadrupolmagnete beschrieben und die verschiedenen Alternativen des Entwurfes diskutiert. Zudem werden einige Rechnungen zur Feldstärke und Feldqualität der Magnete vorgestellt, die zeigen, daß die Anforderungen an die Sprungweite mit dem gewählten Konzept gut erreicht werden können.

5.3.1 Magnettyp

Die intrinsische Resonanz bei 3.3 GeV stellt die größten Anforderungen an das Sprungquadrupolssystem und wird deshalb für die Auslegung des Magnetsystems zum Maßstab genommen. In Abschnitt 4.6.2 wurden die zu ihrer Korrektur benötigten Amplituden des Arbeitspunktsprungs hergeleitet. Sie bedeuten für das Magnetfeld der beiden Quadrupole, daß bei einer Magnetlänge von 0.5 m und zwei Magneten ein Gradient von 1.2 T/m innerhalb von 10 μs erreicht werden muß, wobei die ansteigende Flanke linear verlaufen soll. Nach dem Durchqueren der Resonanz muß sichergestellt sein, daß der Abstand zur Reso-

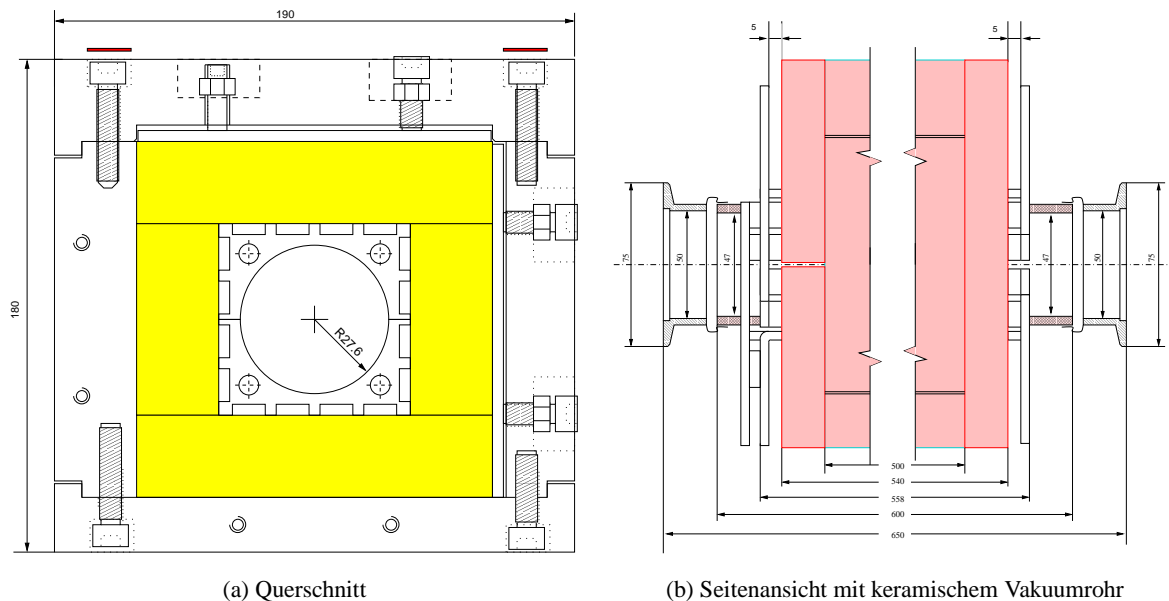


Abb. 5.5: Mechanischer Aufbau eines Sprungquadrupols mit Ferritjoch, Aluminiumgehäuse, Fixierplatten, Stromleitern und keramischer Vakuumkammer [116].

nanz nicht wieder kleiner wird. Dafür muß das Sprungsystem eine Variation der Länge der abfallenden Flanke von 4 bis 20 ns erlauben.

Um solche Gradienten zu erreichen, können prinzipiell Quadrupole sowohl mit Eisenjoch, oder mit einem Joch aus Ferriten, als auch solche ohne ein Joch verwendet werden. Hinreichende Gradienten lassen sich mit allen drei Bautypen erreichen. Ein Eisenjoch hätte allerdings selbst in geblechter Bauweise bei den geforderten Anstiegszeiten von $10 \mu\text{s}$ große Nachteile durch Wirbelstromeffekte. Diese würden zu einer erheblichen Schwächung der Feldstärke, einer Tiefpaßwirkung für das Magnetfeld und damit zu einer Verformung des Arbeitspunktsprunges und zu starken Wirbelstromverlusten und damit einer Erwärmung der Magnete führen. Deshalb scheidet eine Lösung mit geblechtem Eisenjoch aus.

Ferrite sind preisgünstig nur in einfachen Standardformen erhältlich. Deshalb läßt sich aus ihnen mit vertretbarem finanziellem Aufwand ein hyperbolisches Polschuhprofil nicht realisieren, wie es für klassische Quadrupolmagnete notwendig wäre. Stattdessen läßt sich aber gut ein sogenannter Panofsky-Quadrupol aus Ferritblöcken aufbauen. Hierbei handelt es sich um ein quadratisches (oder allgemeiner auch rechteckiges) Joch auf dessen Innenseite entlang jeder der vier Seiten ein (im Uhrzeigersinn zwischen den Seiten in der Richtung alternierender) Flächenstromleiter angebracht ist (siehe Abbildung 5.5 (a)). Da Ferrite eine sehr kleine Leitfähigkeit besitzen, sind die Wirbelstromverluste vernachlässigbar. Sofern man einen geeigneten Ferrittypen auswählt, spielen auch Hystereseverluste und die dadurch bedingte Erwärmung bei den benötigten Betriebsparametern keine Rolle. Darüber hinaus liegen die Sättigungsfeldstärken geeigneter Ferrittypen deutlich oberhalb der maximalen Feldstärken, die zur Erzeugung des geforderten Gradienten von 1.2 T/m benötigt werden.

Für einen Magneten ohne Joch benötigt man eine Stromverteilung, die einer $\cos(2\phi)$ -Verteilung entspricht (wobei ϕ der Winkel um die Strahlachse ist). Dies läßt sich auf verschiedene Weise realisieren (siehe z.B. [7]). Allerdings erreicht man dabei mit vertretbarem Aufwand nur eine Näherung der benötigten Stromverteilung und somit zusätzliche, ungewollte höhere Multipolanteile des Magnetfeldes. Zudem sind die Streufelder in offener Bauweise insbesondere bei den kurzen Anstiegszeiten erheblich. Schließ-

maximaler Gradient	± 1.2 T/m (bei ± 500 A, zwei Windungen)
Induktivität	$9 \mu\text{H}$
Anstiegszeit	$4\text{--}14 \mu\text{s}$
Abfallzeit	$4\text{--}20$ ms
Pulsfolgezeit	≥ 40 ms

Tab. 5.2: Wichtige Parameter der Sprungquadrupole für ELSA.

lich ergab sich in genauen Studien, daß eine um etwa einen Faktor zwei höhere Leistung im Strompuls benötigt würde, um mit einem Quadrupol ohne Joch die gleiche Feldstärke zu erreichen, wie mit einem Ferritquadrupol. Dies würde die Kosten des Netzgerätes erheblich stärker erhöhen, als der Verzicht auf das Ferritjoch die Baukosten der Magnete reduzieren würde.

Deshalb wurde für ELSA ein Aufbau der Sprungquadrupole als Panofsky-Magnete mit Ferritjoch gewählt. Dies war die insgesamt preisgünstigste Lösung, die zudem im Vergleich zu einer Realisierung als eisenloser Magnet erhebliche Vorteile in Hinblick auf Feldqualität und geringere Störfeldabstrahlung nach außen besitzt. Die Entwurfszeichnungen sind in Abbildung 5.5 (a) (Ansicht aus Richtung des Strahls) und (b) (Seitenansicht) wiedergegeben. Als Länge des Eisenjochs wurden 0.5 m festgelegt, was durch den vorhandenen Einbauplatz vorgegeben war. Die innere Apertur des Magnetjochs wurde auf 70 mm festgelegt, um eine möglichst kleine Induktivität und einen möglichst großen Gradienten des Magneten zu erreichen und gleichzeitig eine hinreichende Apertur für den Strahl sicherzustellen. Die Rechnungen zur benötigten physikalischen Apertur für den Strahl finden sich in Abschnitt 5.3.2.

Nach der Festlegung des Magnettyps und der Geometrie mußte die Anordnung der Stromleiter fixiert werden. Diese wurde bezüglich Induktivität und Multipolreinheit des Feldes optimiert (siehe Abschnitt 5.3.3). Die Flächenstromleiter eines idealen Panofsky-Quadrupolmagneten wurden dabei durch jeweils vier Stromleiter angenähert. Durch diese Anzahl ergaben sich gut herstellbare und im Magneten fixierbare Leitergrößen und die Multipolreinheit war nur unwesentlich schlechter als bei den idealen Flächenstromleitern.

Die Hauptursache von höheren Multipolkomponenten ist wegen der schnellen Anstiegszeit der Magnete (siehe Tabelle 5.2) der Skin-Effekt. Dieser wurde simuliert (siehe Abschnitt 5.3.4) und eine Spulenordnung gewählt, die sowohl die Induktivität, als auch die ungewollten Multipole minimiert. Dabei sind alle Stromleiter in Reihe geschaltet, so daß der Magnet zwei Windungen pro „Magnetpol“ besitzt.

Besonders wichtig für eine Verminderung der Stärke der ungewollten Störfelder, die auf den Strahl wirken, und ebenfalls für die Induktivität des Magneten ist die Konzeption der Endkappen des Magneten. Die gewählte Verschaltung der Stromleiter ist in Abschnitt 5.3.3 beschrieben. Bei ihr kompensieren sich die durch die Verbindungsschleifen erzeugten Solenoidfelder auf der Strahlachse und die Schleifen werden so klein wie möglich gehalten, um die Energiedichte des Streufeldes in diesen Schleifen und damit den Beitrag der Endfelder zur Induktivität des Magneten zu minimieren.

Eine Feldkarte des Magneten und die Induktivität (sowie andere frequenzabhängige Größen) wurden detailliert vermessen (siehe Abschnitt 5.5) [116]. Höhere Multipole stellten sich bei allen Frequenzen als vernachlässigbar klein heraus.

Für die Funktionsweise des Gesamtmagnetsystems besonders wichtig ist die Vakuumkammer in den gepulsten Quadrupolen (siehe Abbildung 5.5 (b)). Aufgrund der kurzen Anstiegszeiten des Magnetfeldes kann sie nicht aus massivem Metall gefertigt werden (selbst für die bereits sehr dünne Edelstahlvakuumkammer von ELSA, die eine Dicke von etwa $100 \mu\text{m}$ besitzt, wären die Wirbelstromeffekte zu groß). Deshalb wurde eine keramische Vakuumkammer gewählt. Die keramische Kammer ist rund, da dies eine erheblich vereinfachte und preiswerte Bauweise ermöglichte und zudem bezüglich der Aperturanforderungen an den Magneten eine ideale Lösung war. An beiden Enden wurden Metallflansche angebracht,

mit denen der Übergang auf die metallische Vakuumkammer möglich ist. Um die Keramik vor mechanischen Belastungen zu schützen, schließen sich Bälge zur Zugentlastung unmittelbar an.

Um zu verhindern, daß elektromagnetische Felder, die jeden Bunch des Elektronenstrahls in ELSA (wie in jedem anderen Beschleuniger) begleiten, mit der Umgebung in Wechselwirkung treten, mußte die Keramik zusätzlich behandelt werden. Ohne elektrisch leitende Beschichtung der Keramik würde sich nämlich für den Strahl eine sehr hohe Impedanz an dieser Stelle ergeben, die zu Strahlinstabilitäten führen könnte. Zusätzlich würden die elektromagnetischen Felder des Strahls über Hystereseverluste zu einer erheblichen Erwärmung der Ferrite führen. Deshalb wurde die Keramik in einem sogenannten „Sputter“-Prozeß auf der Innenseite mit Titan beschichtet. Die Verwendung von Titan hat sich an anderen Beschleunigern als beste Lösung herausgestellt, da es eine gute Leitfähigkeit mit exzellenten Eigenschaften im Ultrahochvakuum verbindet.

Als Dicke der Beschichtung wurden $10\ \mu\text{m}$ gewählt. Bei dieser Dicke sind die Wirbelstromverluste noch vernachlässigbar, es ergibt sich aber in Verbindung mit der Keramik, die als Dielektrikum wirkt und damit die Abschirmwirkung der Metallschicht erhöht, eine hinreichende Abschirmung der elektromagnetischen Felder für alle relevanten Frequenzen (das sind solche ab etwa 1 MHz). Ohne die Wirkung der Keramik als Dielektrikum wäre die Abschirmung einer Titanschicht dieser Dicke erst ab etwa 50 MHz hinreichend wirkungsvoll, wie man schnell sehen kann, wenn man die Eindringtiefe aufgrund des Skin-Effektes berechnet:

$$d = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho}{\mu\nu}}, \quad (5.4)$$

wobei d die Eindringtiefe ist, ρ der spezifische Widerstand des Materials, ν die Frequenz des elektromagnetischen Feldes und μ die relative Permeabilität. Die Wirksamkeit der Titanbeschichtung ergibt sich also durch eine Kombination aus der Leitfähigkeit des Titans und der erhöhten Permeabilität durch die Wirkung der Keramik als Dielektrikum.

5.3.2 Benötigte Apertur

Da eine größere physikalische Apertur der Vakuumkammer unmittelbar eine größere Öffnung des Jochs der gepulsten Quadrupolmagnete und damit eine größere Induktivität und einen kleineren Gradienten nach sich ziehen würde, ist es aus Kostengründen sinnvoll, die Apertur so klein wie möglich zu halten. Deshalb wurden sorgfältige Rechnungen durchgeführt, welche physikalische Apertur an der Stelle der beiden gepulsten Quadrupolmagnete in den verschiedenen Betriebszuständen von ELSA benötigt wird. Zunächst muß die Apertur des einen Quadrupols, der innerhalb der Injektionsbeule liegt, ausreichen, um die Injektionseffizienz nicht zu beeinflussen. Zudem muß die Apertur beider Quadrupole hinreichend groß sein, um die Quantenlebensdauer des gespeicherten Strahls nicht herabzusetzen. Und schließlich dürfen beide Quadrupole den Extraktionsprozeß nicht beeinträchtigen.

Da sich bei der Extraktion das Extraktionsseptum bei einer wesentlich geringeren transversalen Amplitude befindet als das transversale Aperturlimit von ELSA, das die Quantenlebensdauer bestimmt, ist die dritte Bedingung automatisch erfüllt, sobald die Apertur innerhalb der gepulsten Quadrupole die Quantenlebensdauer nicht reduziert.

Eine Minimalanforderung für eine ausreichend große Quantenlebensdauer ist, daß zumindest ± 6 Standardabweichungen der transversalen Strahlverteilung als physikalische Apertur zur Verfügung stehen müssen. Für noch kleinere Aperturen fällt die Quantenlebensdauer sehr schnell in den Minutenbereich. Um zusätzlich noch hinreichend Spielraum beispielsweise für Abweichungen der Gleichgewichtsbahn von der Mitte der Vakuumkammer oder Ausläufer des Strahles zu großen Schwingungsamplituden hin, die nicht der gaußförmigen Verteilung folgen, zu besitzen, fordert man üblicherweise aber ein strengeres Kriterium. Man verlangt, daß mindestens ± 10 Standardabweichungen der transversalen Strahlverteilung innerhalb der physikalischen Apertur Platz haben müssen.

Da die Gleichgewichtsemittanz bei Elektronenspeicherringen quadratisch mit der Energie anwächst, ist diese Anforderung also bezüglich der Emittanz des Strahles bei Maximalenergie zu berechnen. Die natürliche Emittanz von ELSA bei 3.5 GeV beträgt für die Standardoptik etwa 900 nm, was gleichzeitig eine vernünftige obere Abschätzung für die horizontale Emittanz ist. Da die Dispersion an der Stelle der Sprungquadrupole vernachlässigbar ist, kann die Strahlbreite nun mit Gleichung 2.7 berechnet werden. Für eine horizontale Betafunktion von etwa $\beta_x = 2.8$ m ergibt sich somit $\sigma_x \leq 1.6$ mm für alle Strahlenergien von ELSA. Dementsprechend müßte die volle horizontale Apertur dann also 32 mm betragen. Wie sich gleich zeigen wird, bedingt allerdings die Injektion eine größere Apertur.

Um in Hinsicht auf die Quantenlebensdauer auch in der vertikalen Ebene vollständig auf der sicheren Seite zu sein, müßte man mit der größtmöglichen vertikalen Emittanz rechnen. Dies wäre bei einer Strahlenergie von 3.5 GeV und vollständiger Kopplung der transversalen Phasenräume $\varepsilon_z = 450$ nm. Mit einer vertikalen Betafunktion von $\beta_z = 13.8$ m an der Stelle der Sprungquadrupole ergibt sich dann $\sigma_z \leq 2.5$ mm. Mit dem gleichen Kriterium von oben würde dies also eine volle vertikale Apertur von 50 mm bedingen. Allerdings wurde hier aus zweierlei Gründen für die Auslegung der Sprungquadrupole ein etwas kleinerer Wert von 45 mm festgelegt, was aber immer noch $\geq \pm 9 \sigma_z$ bei vollständiger Kopplung entspricht.

Der erste Grund liegt darin, daß die Kopplung in ELSA bei allen normalen Betriebsmodi unterhalb von 10% liegt und selbst unter ungünstigsten Umständen maximal 20% erreicht. Für diese geringere vertikale Emittanz ergibt sich nur eine Aperturanforderung von 28 mm. Insbesondere im Speicherringbetrieb, wo es auf sehr große Quantenlebensdauern ankommt, liegt die Kopplung im Bereich von nur wenigen Prozent. Der zweite Grund liegt darin, daß bei der Auslegung des restlichen Vakuumsystems von ELSA ebenfalls nicht von der maximal möglichen vertikalen Emittanz ausgegangen wurde. Skaliert man nämlich das vertikale Aperturlimit in den Hauptquadrupolen von ELSA (volle Apertur 41.2 mm), so daß die Limitierung an den Sprungquadrupolen bei der gleichen Betatronamplitude auftritt, so entspricht dies einer benötigten Apertur an den Quadrupolen von 34 mm. Der gewählte Wert von 45 mm stellt also keine weitere Einschränkung der Quantenlebensdauer dar.

Das untere Limit für die horizontale Apertur wird durch die Injektionsbeule in einem der beiden Sprungquadrupole vorgegeben. Aus Kostengründen ist es nämlich sinnvoll, die beiden Magnete und Vakuumkammern baugleich auszuführen. Die Injektion in ELSA erfolgt mit einer geschlossenen Beule der Gleichgewichtsbahn, die durch drei Kicker in der Umgebung des Injektionspunktes erzeugt wird [120]. Der Einbauort des Sprungquadrupols liegt in etwa im Nulldurchgang dieser Beule, also an einer Stelle, wo sowohl der durch die Injektionsbeule ausgelenkte, umlaufende Strahl, als auch der neu hinzukommende Strahl eine sehr geringe Auslenkung von der Sollbahn besitzt (siehe Abbildung 5.6).

Es muß nun sowohl hinreichend Raum für den durch die Beule ausgelenkten, umlaufenden Strahl, als auch für den neu hinzukommenden Strahl zur Verfügung stehen. Da die Kickerbeule allerdings nur während etwa 2 Umläufen wirksam ist, genügt es, etwa $\pm 3 \sigma_x$ an Raum zu lassen. Nimmt man nun noch eine hinreichende Sicherheitsreserve für Störungen der Gleichgewichtsbahn hinzu, genügt eine volle horizontale Apertur von 45 mm, um den Injektionsprozeß nicht zu stören. Diese Apertur ist bereits in Abbildung 5.6 eingetragen und man kann erkennen, daß sie keine über die bereits vorhandenen Aperturlimits im Injektionsbereich hinausgehende Einschränkung darstellt.

Es stellt sich also heraus, daß in beiden Ebenen 45 mm Apertur ausreichend sind, um keinen der möglichen Betriebszustände von ELSA zu behindern. Die gewählten Aperturen sind, sofern man sie in invariante Betatronamplituden umrechnet, bezüglich der Quantenlebensdauer sogar weniger eng, als die bereits in ELSA bestehenden Aperturbegrenzungen. Kleinere Aperturen, die bei beiden Quadrupolen in der vertikalen Ebene und bei dem nicht in der Injektionsbeule stehenden Quadrupol auch in der horizontalen Ebene noch tolerabel wären, wurden nicht gewählt, weil die Baugleichheit der beiden Magnete erhebliche Kostenvorteile mit sich bringt und eine runde keramische Vakuumkammer deutlich preiswerter zu fertigen ist als andere Formen. Zudem hat ein Panofsky-Quadrupol die beste Feldqualität, wenn er

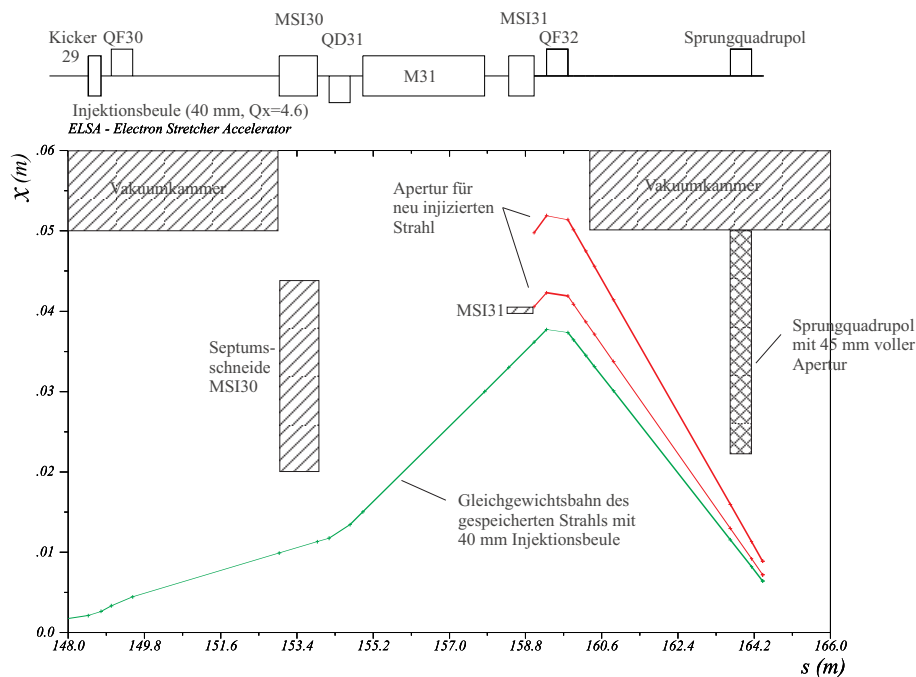


Abb. 5.6: Trajektorien des neu injizierten Strahles am Rande der gegebenen Apertur und maximal mögliche Amplitude der geschlossenen Beule in der Gleichgewichtsbahn während der Injektion. Zusätzlich sind die Aperturlimitierungen durch die Vakuorkammern, die Septumsschneiden und den Sprungquadrupol eingezeichnet.

eine quadratische Geometrie besitzt. Die gewählte runde Innenapertur der Vakuorkammer von 45 mm bedingt dann zusammen mit der Wanddicke des keramischen Rohres von 5 mm, der Dicke der Stromleiter 4 mm, um auf eine Kühlung verzichten zu können) und der Dicke der Halteinrichtungen für die Stromleiter, daß die Öffnung des Quadrupoljochs 70 mm betragen muß.

5.3.3 Feldeigenschaften und Induktivität des Quadrupols

Nachdem die geometrischen Abmessungen des Magnetjochs festgelegt worden waren, mußte die Anordnung und Form der Stromleiter optimiert werden. Um bei den gegebenen Maximalströmen von 500 A und dem Tastverhältnis des Standardbetriebs (bis zu 5 Pulse von bis zu 20 ms Dauer während eines Beschleunigungszyklus von mindestens 1.5 s Länge) auf eine aktive Kühlung der Stromleiter verzichten zu können, muß die Querschnittsfläche der Leiter mindestens 40 mm^2 betragen.

Das Studium der Feldeigenschaften in Abhängigkeit von der Zahl und Geometrie der Leiterbahnen wurde mit dem Programmpaket MAFIA [121] durchgeführt. Um diese Parameter zu fixieren, genügen dabei statische, zweidimensionale Rechnungen, die nur den Innenbereich des Magneten berücksichtigen. Es stellte sich heraus, daß die Feldqualität für nahezu alle möglichen Geometrien eine sehr hohe Multipolreinheit erreicht. Als guter Kompromiß in Bezug auf die mechanische Realisierbarkeit der Leiteranordnung und die Feldqualität ergab sich eine Leiterzahl von vier pro Seite des Magneten. Als Dicke der Leiter wurden 4 mm und als Breite 12 mm gewählt (siehe Abbildung 5.5 (a)). Damit ist die Querschnittsfläche ausreichend dimensioniert und es ergeben sich höhere Multipolkomponenten, die bei einem Entwicklungsradius von 20 mm nur etwa 0.1% der Quadrupolkomponente betragen.

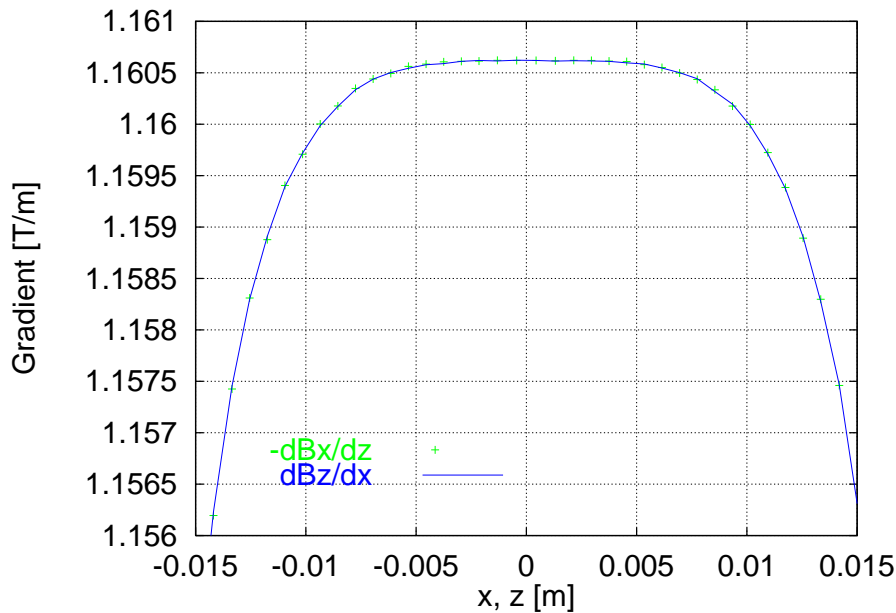


Abb. 5.7: Berechneter Gradient im Innenbereich eines Sprungquadrupols in Panofsky-Bauweise. Die leichte Verschiebung gegenüber der Magnetmitte entsteht bei der Berechnung der Gradienten aus den Ergebnissen von MAFIA und ist kein realer Effekt.

Als maximaler Gradient ergab sich für diese Leiteranordnung und eine Verschaltung der Leiter in Serie für einen Strom von 500 A knapp 1.2 T/m (siehe Abbildung 5.7). Dies entspricht dem Gradienten, der benötigt wird, um bei der intrinsischen Resonanz bei 3.3 GeV noch einen Arbeitspunktsprung von $\Delta Q_z = 0.1$ zu erreichen. Wie man in der Abbildung sehen kann, bleibt der Gradient im Innenbereich von ± 7 mm auf etwa 10^{-4} konstant, was für die typischen Strahlbreiten bei 3.3 GeV horizontal $\pm 4.5 \sigma_x$ und vertikal (für eine Kopplung von 10%) $\pm 6.6 \sigma_z$ entspricht.

Besonderes Gewicht muß bei der Konzeption der Stromleiter auf die Endkappen des Magneten gelegt werden, wo die Anschlüsse für die Zuleitungen vom Netzgerät und vor allem die Verbindungsschleifen zwischen den einzelnen Leiterbahnen liegen. Die Endkappen können erhebliche Störfelder erzeugen, und zwar sowohl transversale Multipolfelder höherer Ordnung, als auch longitudinale Störfelder (was für die Spinbewegung besonders nachteilig sein kann). Zusätzlich tragen die Endfelder auch in einem erheblichem Maß zur gesamten Induktivität des Magneten und somit direkt zu den Kosten für die Netzgeräte bei.

Das Konzept der Verschaltung der Endkappen für die Sprungquadrupole ist eine Verallgemeinerung der Form der Stromleiter der eisenlosen Quadrupolmagnete, die für die Kontrolle der Resonanzextraktion bei ELSA eingesetzt werden [122]. Allerdings waren einige Änderungen notwendig, da bei diesen Luftquadrupolen nur eine Windung pro „Magnetpol“ vorhanden ist und zudem die Anordnung und Form der Stromleiter im Inneren des Magneten etwas anders ist als bei einem Panofsky-Quadrupol mit Ferritjoch.

Die gewählte Form der Endkappen der Sprungquadrupole ist in Abbildung 5.8 gezeigt. Die Rückseite, an der nur die einzelnen Leiterbahnen miteinander verbunden werden mußten, ist relativ einfach aufgebaut (Teilabbildung (a)). Die Frontseite hingegen, an der sich die Anschlüsse für die Zuleitungen vom Netzgerät befinden, mußte in einer aufwendigeren zweilagigen Anordnung realisiert werden (Teilabbildungen (b) und (c)). Die Realisierung ist so gestaltet, daß beide Endkappen nahezu vollständig übereinstimmende aber gespiegelte Feldkonfigurationen aufweisen, so daß sich ihre Störfeldwirkung in et-

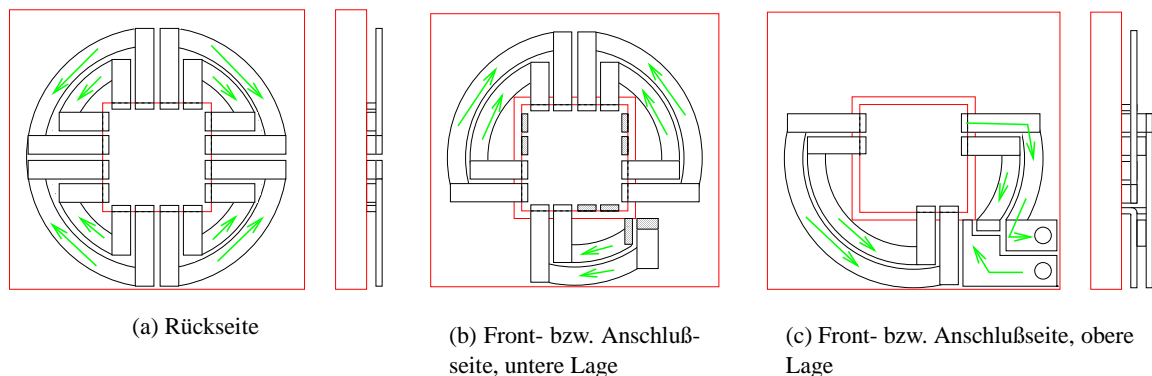


Abb. 5.8: Anordnung der Leiterbahnen an den beiden Enden der Sprungquadrupole. Die Leiter wurden so miteinander verschaltet, daß sich die Ströme möglichst gegenseitig kompensieren.

wa kompensiert. Zusätzlich verlaufen die Schleifen über die Ecken jeweils in alternierender Richtung, so daß sich minimale Solenoidfelder und minimale höhere Multipolkomponenten ergeben. Schließlich wurde die Größe der Schleifen so gestaltet, daß sich ein optimaler Kompromiß aus der Größe der Störfelder und der Induktivität aufgrund der Schleife ergab.

Um die Induktivität des Magneten zu berechnen, wurden sowohl zweidimensionale (mit Hilfe von POISSON [123] und MAFIA) als auch dreidimensionale Feldberechnungen (mit MAFIA) durchgeführt. Die zweidimensionalen Berechnungen ergaben für eine Verschaltung aller Leiter in Reihe eine Induktivität von etwa $6 \mu\text{H}$, was auch gut mit analytischen Berechnungen übereinstimmt. Dieser Wert hängt nahezu nicht von der Geometrie der Stromleiter ab. Allerdings ist dieser Wert nur eine untere Abschätzung, weil die Beiträge der Streufelder und der Felder aufgrund der Leiterschleifen in den Endkappen nicht berücksichtigt werden. Aus diesem Grunde waren bei früheren Entwürfen ähnlicher Magnete (z.B. an ELSA, IUCF in Bloomington, COSY und KEK), wo nur solche zweidimensionalen Rechnungen durchgeführt werden konnten, die Berechnungen der Induktivität in der Entwurfsphase nur durch empirische Korrekturfaktoren mit den dann später gemessenen Werten in Übereinstimmung zu bringen.

Der zusätzliche Beitrag der Endfelder zur Energiedichte des magnetischen Feldes (siehe Abbildung 5.9) konnte mit MAFIA in einer dreidimensionalen Simulation berechnet werden. Wie man in der Abbildung sehen kann, ist der Beitrag der Endfelder durchaus erheblich, denn die Energiedichte des Feldes in den Leiterschleifen ist wesentlich höher als beispielsweise die Energiedichte des Streufeldes, das aus dem Innenbereich des Quadrupols herausreicht. Ein Problem bei der Simulation ist die Tatsache, daß MAFIA in der dreidimensionalen Simulation nur Filamente als stromführende Elemente erlaubt, die linienförmig sind. Dies gibt die ausgedehnten Stromleiter leider nur in grober Näherung wieder.

Als Ergebnis für die Induktivität mit der in Abbildung 5.8 wiedergegebenen Geometrie der Leiterschleifen in den Endkappen ergab sich wiederum bei einer Verschaltung aller Leiter in Serie und ohne die Zuleitungen vom Netzgerät eine Induktivität von $14 \mu\text{H}$. Allerdings ist dieses Ergebnis wegen der oben genannten Näherung der dünnen Filamente nicht ohne Korrektur zu übernehmen. Bei Berechnung der Induktivität ebenfalls mit der dreidimensionalen Simulation aber nur für den Innenbereich des Quadrupols, wo die zweidimensionale Rechnung das erheblich zuverlässigere Ergebnis liefert, ergaben sich nämlich bereits $10 \mu\text{H}$, also $4 \mu\text{H}$ mehr, als bei der zweidimensionalen Berechnung. Zumindest diese Differenz muß man also vom Ergebnis der dreidimensionalen Berechnung für den gesamten Quadrupol abziehen. Damit ergibt sich als berechnete Induktivität für den gesamten Magneten inklusive der Streufelder und Effekte der Endkappen eine Induktivität von $10 \mu\text{H}$. Dieses Ergebnis wurde später bei den Messungen

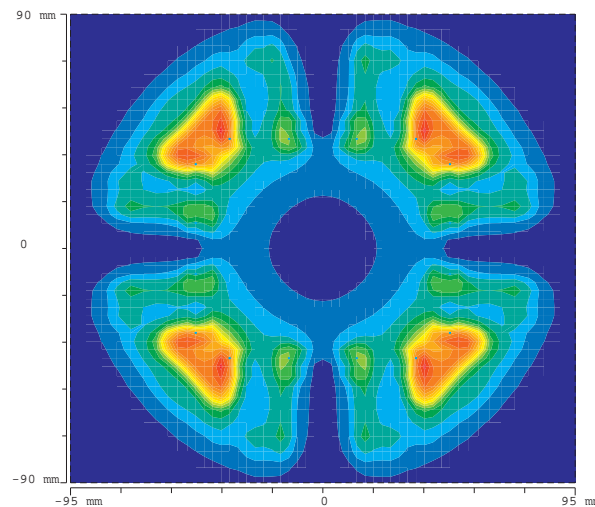


Abb. 5.9: Energiedichte des Magnetfeldes im Endfeldbereich der Leiterschleifen des Sprungquadrupolmagneten. Die dunklen Farben am Rand und im Innenbereich bedeuten niedrige Energiedichten während die maximalen Energiedichten jeweils in der Mitte der vier Stromschleifen auftreten.

am Magneten gut reproduziert, wo sich eine Induktivität von $9 \mu\text{H}$ ergab (siehe Abschnitt 5.5).

Für die gewählte Geometrie der Stromleiter konnte nun auch der Ohmsche Widerstand berechnet werden. Er beträgt im statischen Fall (also auf der abfallenden Flanke des Strompulses) etwa $6 \text{ m}\Omega$. Während der ansteigenden Flanke ist er aufgrund des Skin-Effektes um etwa einen Faktor von fünfzehn größer (vergleiche Gleichung 5.4), beträgt also etwa $90 \text{ m}\Omega$.

5.3.4 Verminderung von Feldstärke und -qualität durch gepulste Anregung

Alle bisher vorgestellten Berechnungen wurden für einen statischen Fall also eine konstante Stromstärke durch die Quadrupole durchgeführt. Auch die Induktivität wurde über den Gesamtenergiegehalt des Magnetfeldes, also über statische Berechnungen abgeleitet. Vor dem endgültigen Bau der Magnete und vor allem der Netzgeräte sollte aber auch noch abgeschätzt werden, ob sich die Eigenschaften der Magnete bei einer Erregung mit kurzen Pulsen (mit einer Anstiegszeit von etwa $10 \mu\text{s}$, also in der Fourierzerlegung mit einer typischen Frequenzkomponente von etwa 50 kHz) erheblich ändern. Für diese Berechnungen eigneten sich aber weder MAFIA noch andere zur Verfügung stehende elektromagnetische Simulationsprogramme, da sie keine vernünftige Simulation des Skineffektes erlaubten. Der Skineffekt drängt nicht nur in jedem einzelnen der Stromleiter den Strom an die Ränder des jeweiligen Leiters, sondern sorgt auch für eine gegenseitige Beeinflussung der Stromleiter.

Da kein vorhandenes Programmpaket genutzt werden konnte, wurde dieser Effekt zunächst mit Hilfe eines MATHEMATICA [124] Programmes analytisch berechnet [115]. Später wurde hierzu ein aus einer Diplomarbeit, die im Rahmen dieser Arbeit betreut wurde, hervorgegangenes Programm genutzt (MULTISKIN [116]). Das Ergebnis einer Berechnung der Stromverteilung auf den Stromleitern für eine Anregungsfrequenz von 10 kHz ist in Abbildung 5.10 gezeigt. Jeder Stromleiter war durch 48 Filamente angenähert, deren gegenseitige Wechselwirkung berechnet wurde. Hieraus ergab sich die Stromverteilung. Im Falle der Abbildung wurde mit der korrekten Geometrie der ELSA-Sprungquadrupole gerechnet, allerdings ohne das Magnetjoch zu berücksichtigen. Dieses ließ sich in den Berechnungen durch Berücksichtigung von Spiegelströmen (d.h. unter der Annahme unendlicher Permeabilität der Ferrite)

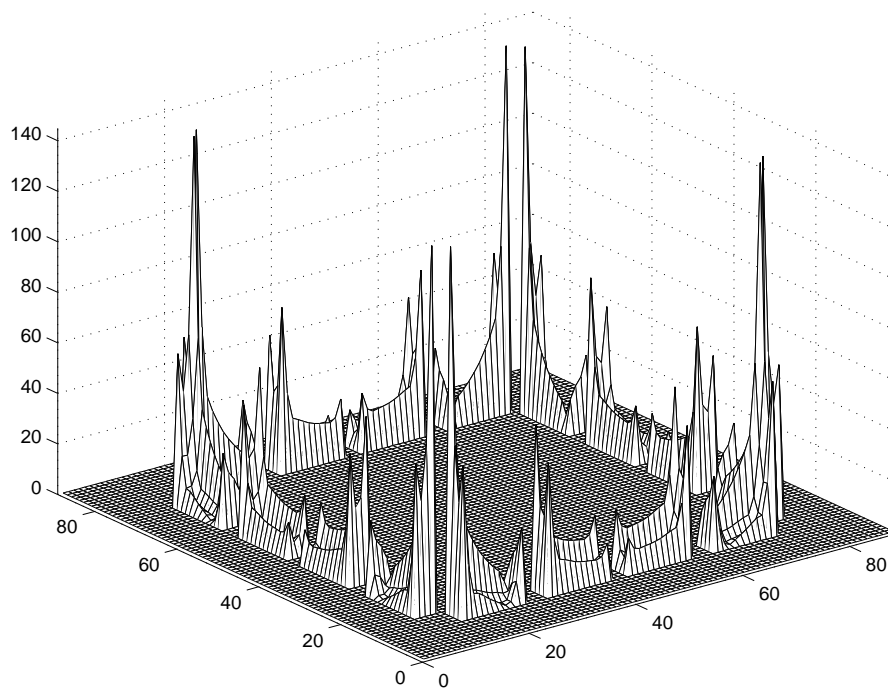


Abb. 5.10: Stromverteilung auf den Leitern eines Panofsky-Quadrupols ohne Joch für eine Anregungsfrequenz von $\nu = 10$ kHz [116].

einbeziehen. Allerdings war die Berechnung aus Speicherplatzgründen auf den zur Verfügung stehenden Computern nur bis zur ersten Ordnung der Spiegelströme möglich. Die Stromverteilung auf den Leitern ist unter Berücksichtigung der Spiegelströme sehr ähnlich wie im Fall der Luftspulen und damit auch der qualitative Verlauf der Frequenzabhängigkeit. Nur der Gradient und die Induktivität des Magneten nähern sich mit Spiegelströmen stärker den unter Berücksichtigung der Ferrite im statischen Fall berechneten Werten. Um die relative Veränderung des Gradienten und der Induktivität in Abhängigkeit von der Frequenz zu errechnen, eignet sich das Programm aber schon mit der Berücksichtigung der Spiegelströme in erster Ordnung sehr gut.

Wie man in der Abbildung sieht, ergibt sich in der Tat nicht nur der übliche Skineffekt eines einzelnen Leiters, der bei hohen Frequenzen den Strom auf die Oberfläche des Leiters drückt. Zusätzlich beeinflussen sich auch die einzelnen Stromleiter gegenseitig, so daß der Strom tendenziell in Richtung auf die Ecken des Quadrupols verschoben wird. Dies ist auch der Hauptgrund, weshalb die Leiter des Magneten komplett in Reihe geschaltet wurden, um eventuelle Asymmetrien des Stromflusses, die bei parallel geschalteten Leitern auftreten könnten, zu vermeiden.

Darüber hinaus verringert sich durch diesen Effekt der Gradient des Magneten, weil der Stromfluß im Mittel einen größeren Abstand von der Strahlachse besitzt. Gleichzeitig verringert sich aber auch die Gesamtenergie im Magnetfeld und somit die Induktivität mit zunehmenden Frequenzen. Die Simulationen reproduzieren auch den Anstieg des Ohmschen Widerstandes aufgrund des Skineffektes. Glücklicherweise ist der Anstieg höherer Multipolkomponenten vernachlässigbar. Das Feld bleibt also auch für hohe Frequenzen der Anregung ein zwar schwächeres Quadrupolfeld aber mit weiterhin sehr guter Multipolreinheit.

Quantitativ ergibt sich eine Reduktion sowohl der Induktivität, als auch des Gradienten um etwa 25% bei hohen Frequenzen der Stromanregung. Dies konnte in Messungen am Magneten später auch gut re-

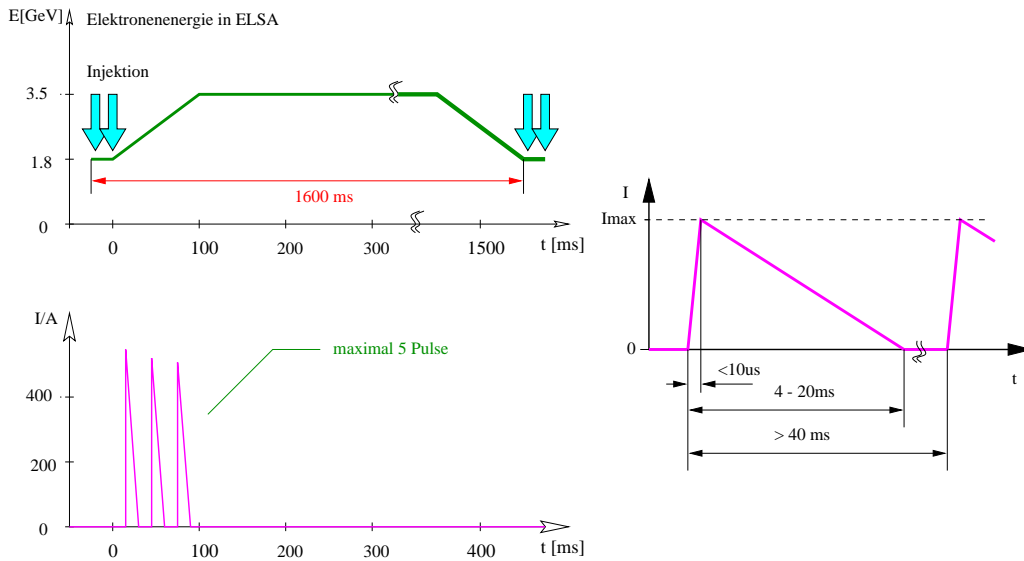


Abb. 5.11: Zeitverhalten der Strompulse.

produziert werden (siehe Abbildung 5.13 im Abschnitt 5.5). Die Änderung der Induktivität verringert etwas die benötigte Spannung am Netzgerät, was ein positiver Effekt ist. Da das Netzgerät aber stromregelt arbeitet, beeinflusst sie den Feldverlauf während des Pulses ansonsten nicht. Die Verringerung des Gradienten für hohe Frequenzen verursacht eine Tiefpaßwirkung in der Übertragung des Strompulses auf das Magnetfeld, was aber für die Anwendung tolerierbar ist. Mögliche Verbesserungen des Frequenzverhaltens des Gradienten wären mit einer höheren Induktivität verbunden und scheiden wegen der daraus resultierenden zu hohen Spannungen über dem Magneten aus.

5.4 Netzgeräte für die Sprungquadrupole

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten berechnet wurde, welche Amplituden, Anstiegs- und Abfallzeiten des Magnetfeldes notwendig sind und anschließend das detaillierte Konzept der Sprungquadrupole erläutert wurde, soll in diesem Abschnitt das prinzipielle Konzept der Netzgeräte beschrieben werden. Sie wurden von der Firma PPT (Puls-Plasmatechnik, Dortmund) geliefert.

Für die Auslegung der Netzgeräte sind die Lastdaten der Quadrupole wesentlich, diese sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt. Dort finden sich auch nochmals die benötigten Anstiegs- und Abfallzeiten und die Daten über minimale Ladezeiten. Die Pulsform soll einem Sägezahn entsprechen, wobei die ansteigende Flanke den Sprung über die Resonanz bewerkstelligt und die abfallende Flanke dafür sorgt, daß der Abstand zur Resonanz nicht wieder kleiner wird (siehe Abbildung 5.11, in der auch typische Zyklen von ELSA dargestellt sind, die die minimalen Ladezeiten und das maximale Tastverhältnis für den Netzgerätebetrieb definieren).

Während für Kickermagnete oder auch für Sprungquadrupole bei den früheren Experimenten an Protonenbeschleunigern (z.B. am AGS und am KEK) meist Röhren als Schaltelemente eingesetzt wurden, wurden die Netzgeräte für COSY bereits mit Halbleiterschaltern aufgebaut. Diese haben mehrere Vorteile. Sie sind beispielsweise regelbar, wodurch die flexibel einstellbaren Anstiegs- und Abfallzeiten möglich werden. Darüber hinaus sind sie gegenüber Röhren erheblich preiswerter, besitzen üblicherweise größere Lebensdauern und sind während ihrer Betriebszeit absolut wartungsfrei. Ein Nachteil ist die erheblich geringere Spannungsfestigkeit. Da das Magnetkonzept bei ELSA aber gezielt auf eine kleine

Anzahl der Netzgeräte	2 (identisch)
Induktivität eines Magneten	$\leq 10 \mu\text{H}$ (ohne Zuleitung)
Widerstand eines Magneten	90 m Ω (ansteigende Flanke) 6 m Ω (abfallende Flanke)
maximaler Pulsstrom	500 A (bipolar) (Umschaltung von Polarität und Amplitude von Puls zu Puls)
minimaler Pulsstrom	50 A (bipolar)
Anstiegszeit	zwischen 4 μs und 14 μs einstellbar, sofern Grenzen für Stromänderung eingehalten werden
Stromänderung (ansteigende Flanke)	$5 \text{ MA/s} \leq \dot{I} \leq 50 \text{ MA/s}$
Abfallzeit	4 – 20 ms (von Puls zu Puls einstellbar)
Pulsfolge	bis zu 5 Pulse während einer Beschleunigungsphase
Tastverhältnis (nur Beschleunigungsphase)	$\leq 20 \%$
minimale Ladezeit	32 ms
Pause zwischen den Beschleunigungsphasen	$\geq 1.4 \text{ s}$
Timinggenauigkeit	$\leq 100 \text{ ns}$ (ansteigende Flanke) $\leq 40 \mu\text{s}$ (abfallende Flanke)
Amplitudengenauigkeit	Genauigkeit des Pulswertes $\pm 1 \%$ Abweichung vom linearen Verlauf $\leq 2\%$ zwischen 10% und 90% des eingestellten Pulswertes (ansteigende Flanke) bzw. von Beginn bis 10% des Pulswertes (abfallende Flanke)

Tab. 5.3: Spezifizierte Anforderungen an die Netzgeräte für die Sprungquadrupole zur Kompensation intrinsischer Resonanzen bei ELSA.

Induktivität und zusätzlich noch relativ moderate Ströme ausgelegt wurde, sind die auftretenden Spannungen von maximal etwa 500 V ohne Probleme mit Halbleiterschaltern erreichbar. Bei ELSA werden deshalb Netzgeräte eingesetzt, bei denen alle Schalter als Halbleiterelemente realisiert sind.

Der Leistungsteil beider Netzgeräte besteht jeweils aus drei Hauptkomponenten (vergleiche Abbildung 5.12). Zunächst gibt es einen Hochspannungsteil, der die schnell ansteigende Stromflanke erzeugt, während derer der Magnet im wesentlichen als induktive Last wirkt. Zur Speisung der Kondensatorbänke wird ein getaktetes Netzgerät mit einer Spannung von 1 kV und einer maximalen Leistung von 1.5 kW eingesetzt. Die Aufladung der Kondensatorbank wird durch eine in das Netzgerät integrierte Speicher-Programmierbare-Steuerung (SPS) kontrolliert. Der Spannungswert ist dabei an die für den jeweils nächsten Puls vorgewählte Stromamplitude und Anstiegszeit angepaßt. Um bei einer Notabschaltung und für den Fall eines sehr kleinen Strompulses nach einem vorausgegangenem sehr großen Puls die Spannung in der Kondensatorbank auch reduzieren zu können, existiert ein ebenfalls von der SPS angesteuerter

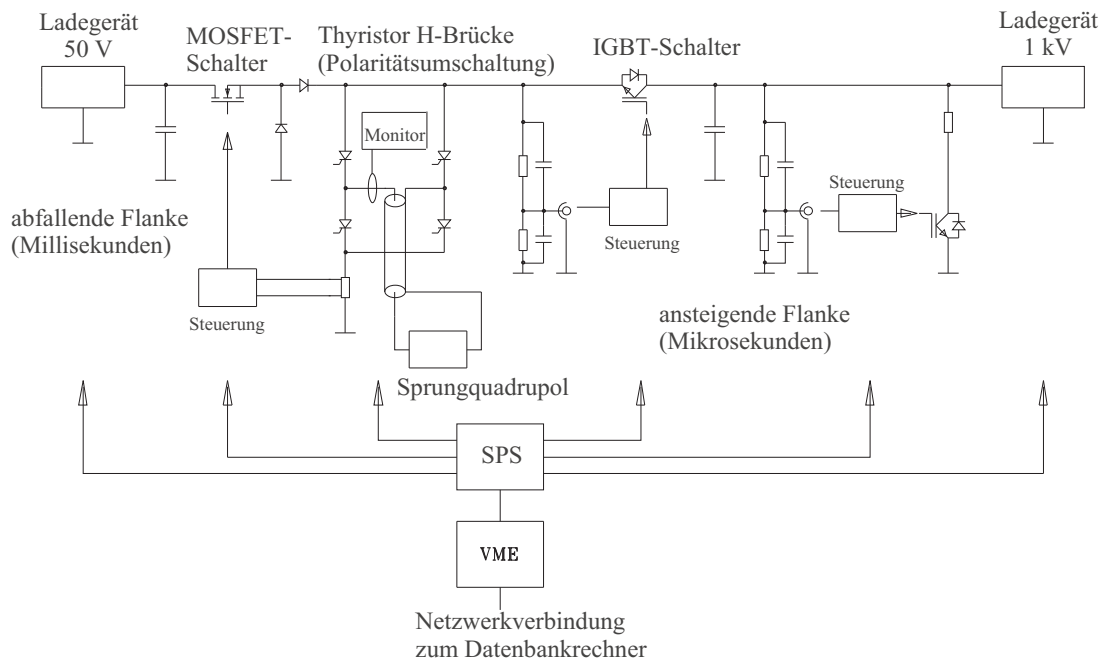


Abb. 5.12: Schaltplan der Hauptkreise der Netzgeräte für die gepulsten Quadrupole mit Prinzipskizze der Kontrolleinrichtungen.

Halbleiterschalter (in diesem Fall ein sogenannter IGBT³), der eine Entladung zum Erdpotential hin vornehmen kann. Während der ansteigenden Flanke wird dann die vorgeladene Kondensatorbank über zwei parallel arbeitende IGBTs mit der Last verbunden. Diese IGBTs werden während der gesamten Dauer der ansteigenden Flanke geregelt, so daß sich ein linearer Anstieg des Stromes ergibt.

Der zweite Hauptteil des Netzgerätes ist ein Niederspannungsteil, der die Regelung des Stromes während der abfallenden Flanke (also für 4 bis 20 ms) übernimmt. Hier lädt ein getaktetes Netzgerät mit 50 V und einer maximalen Leistung von 1 kW die Kondensatoren auf (eine andere Kondensatorbank). Auch diese Aufladung wird von der SPS gesteuert und die Nachladung erfolgt kontinuierlich auch noch während der abfallenden Flanke. Die Spannung, bis zu der die Kondensatorbank aufgeladen wird, ist wiederum an den Strom und die Dauer der abfallenden Flanke angepaßt. Zudem wird die Spannung während der abfallenden Flanke langsam reduziert. Die Aufsaltung der Niederspannungskondensatorbank an den Magneten erfolgt über zwei parallel geschaltete MOS-FETs⁴. Diese werden getaktet geschaltet. Hiermit ergibt sich also eine ständige sägezahnförmige Variation um den Sollstromwert. Um diese Schwankungen während der abfallenden Flanke auf einem in etwa konstanten relativen Wert zu halten, wird die Taktfrequenz kontinuierlich erhöht.

Der dritte Teil des Netzgerätes dient der Polaritätsumschaltung. Er besteht aus einer H-Brücke mit vier Thyristoren. Auch diese sind wiederum durch die SPS angesteuert.

Die Verbindung von den Netzgeräten zu den Quadrupolen erfolgt jeweils über 24 parallel geschaltete RG-213 Koaxialkabel, die an kritischen Stellen zusätzlich geschirmt sind, um elektromagnetische Einstrahlung auf andere Kabel zu vermeiden. Mit dieser Anordnung konnten keine Störeinflüsse auf andere Elemente festgestellt werden. Die Verbindung zwischen der SPS der Netzgeräte und dem Kontrollsystem der Beschleunigeranlage erfolgt über VME-Rechner, die in beide Netzgeräte eingebaut wurden.

³ IGBT ist die Abkürzung für „insulated gate bipolar transistor“.

⁴ MOS-FET ist die Abkürzung für „metal oxide semiconductor – field effect transistor“.

Die Software für diese Rechner wurde im Rahmen dieser Arbeit erstellt. Die Kommunikation mit den Datenbankrechnern erfolgt dabei über sogenannte „twisted-pair“ Kabel, da Glasfaserkabel aufgrund befürchteter Strahlenschäden nicht durch den Beschleunigertunnel verlegt werden konnten und einfache Koaxialkabel von den benachbarten Injektionselementen zu stark gestört würden.

Beide Netzgeräte erfüllen alle in Tabelle 5.3 aufgeführten Anforderungen und besitzen aufgrund der Wasserkühlung aller Leistungshalbleiter sogar hinreichende thermische Reserven, so daß ein Dauerbetrieb mit einer Pulsfolgefrequenz von bis zu 32 Hz möglich ist.

5.5 Messungen an den Quadrupolmagneten

Nachdem das erste Exemplar der Sprungquadrupole fertiggestellt war, konnte sein Magnetfeld detailliert vermessen werden [116]. Die Messungen fanden allerdings nicht mit den im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Netzgeräten statt, da diese zum Zeitpunkt der Messungen noch nicht fertiggestellt waren. Stattdessen wurde ein vorhandenes Netzgerät verwendet, das einen maximalen Strom von 150 A erlaubt und für eine induktive Last von $10 \mu\text{H}$ eine Bandbreite von etwa 1 kHz besitzt.

Vor den Magnetfeldmessungen wurde aber zunächst frequenzabhängig der Widerstand und die Induktivität des Magneten vermessen (siehe Abbildung 5.13). Die Ergebnisse stimmen gut mit den vorher berechneten Werten überein. Im Gleichstromfall ergibt sich ein Ohmscher Widerstand von etwa $6 \text{ m}\Omega$ und von etwa $100 \text{ m}\Omega$ für 50 kHz (das ist die typische Frequenz für eine ansteigende Flanke von $10 \mu\text{s}$). Die Induktivität ist für niedrige Frequenzen etwa $9 \mu\text{H}$ und fällt wie vorausberechnet für hohe Frequenzen auf etwa $6 \mu\text{H}$ ab, verbleibt aber dann bei diesem Wert. Dies stimmt also sehr gut mit den in den vorausgegangenen Abschnitten berechneten Werten überein, die in den Entwurf des Netzgerätes eingeflossen waren.

Der dritte Teil der Abbildung gibt das Verhalten des Gradienten des Quadrupols in Abhängigkeit von der Frequenz wieder. Das Netzgerät erlaubte eine Messung nur bis etwa 1 kHz, bis dahin folgt der Verlauf aber sehr gut den berechneten Werten. Die Gradienten sind dabei, um sie leichter mit dem Entwurfswert von 1.2 T/m vergleichen zu können, auf einen Strom von 500 A hochgerechnet. Bei niedrigen Frequenzen wurden in den hochgerechneten Messungen die berechneten 1.2 T/m erreicht. Die leichte Überhöhung im Frequenzverlauf des Gradienten kommt dadurch zustande, daß der beginnende Skineffekt den Strom zu den Rändern der Leiter verdrängt, aber noch nicht in die Ecken des Magneten. Weil dadurch die Auswirkung der Zwischenräume zwischen den jeweils vier Stromleitern teilweise kompensiert wird, entspricht die Stromverteilung dann sogar besser derjenigen eines idealen Panofsky-Quadrupols mit gleichmäßiger Stromverteilung entlang der Seiten als im Gleichstromfall.

Da die Frequenzabhängigkeit bis 1 kHz exakt den Berechnungen folgt, kann man davon ausgehen, daß dies auch bei den Frequenzen, die mit den endgültigen Netzgeräten erreicht werden, so bleibt. Dies bestätigte sich dann später bei den ersten Einsätzen des Gesamtsystems mit Strahl (siehe Abschnitt 5.6). Damit ergibt sich also eine Unterdrückung der hohen Frequenzkomponenten um etwa 25%, was tolerierbar ist.

Zusätzlich zur Bestimmung der den ganzen Magneten betreffenden integralen Meßgrößen wurden auch Messungen der Feldverteilung vorgenommen. In Abbildung 5.14 (a) ist beispielsweise gezeigt, wie sich die vertikale Magnetfeldkomponente für verschiedene horizontale Ablagen von der Mittelachse des Magneten verhält. Die Ablagen wurden dabei von $x = -16$ bis 16 mm variiert. Die Stromstärke durch den Magneten betrug dabei 150 A. Aus den Messungen kann man wiederum den Gradienten errechnen, der 0.35 T/m beträgt, was knapp 1.2 T/m bei 500 A entspricht. Zusätzlich kann man aus dem qualitativen Verlauf der Kurven in Abhängigkeit von der longitudinalen Position, die genau dem für ein Streufeld erwarteten Verlauf entspricht, auch die effektive Feldlänge des Sprungquadrupols errechnen. Sie beträgt $l_{\text{eff}} = (551 \pm 3) \text{ mm}$ und stimmt im Rahmen des Meßfehlers mit Berechnungen von MAFIA überein.

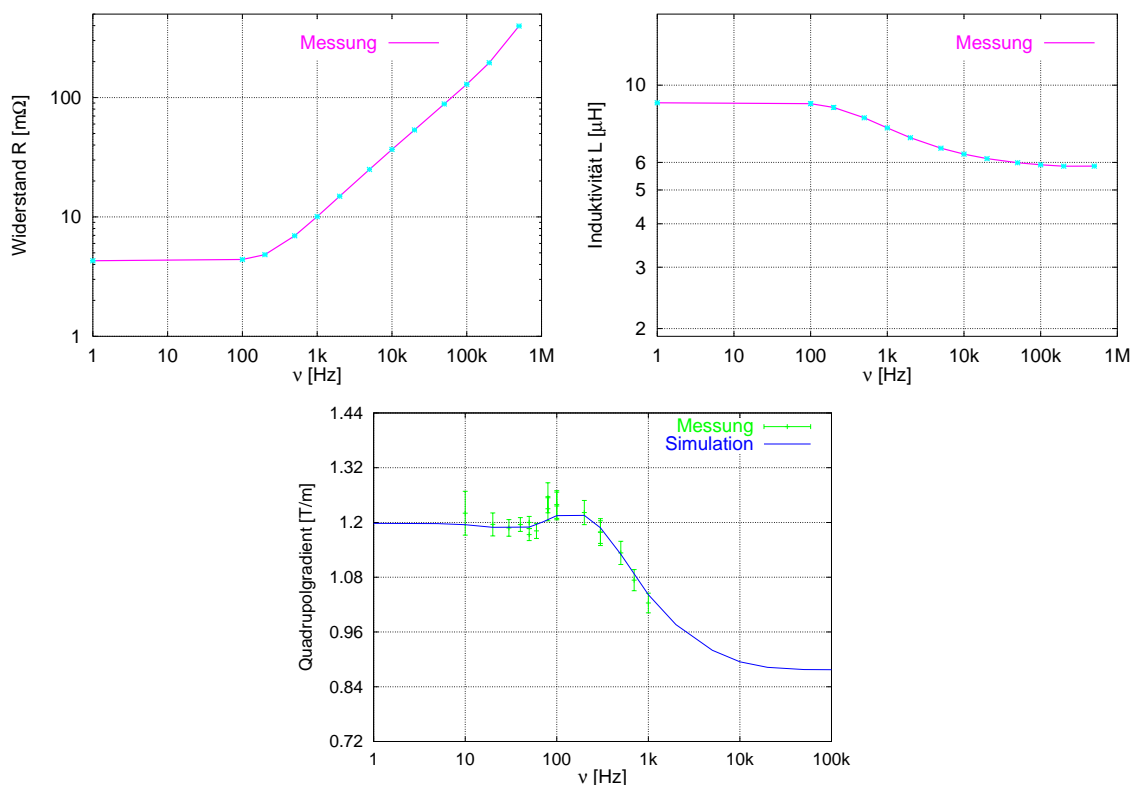


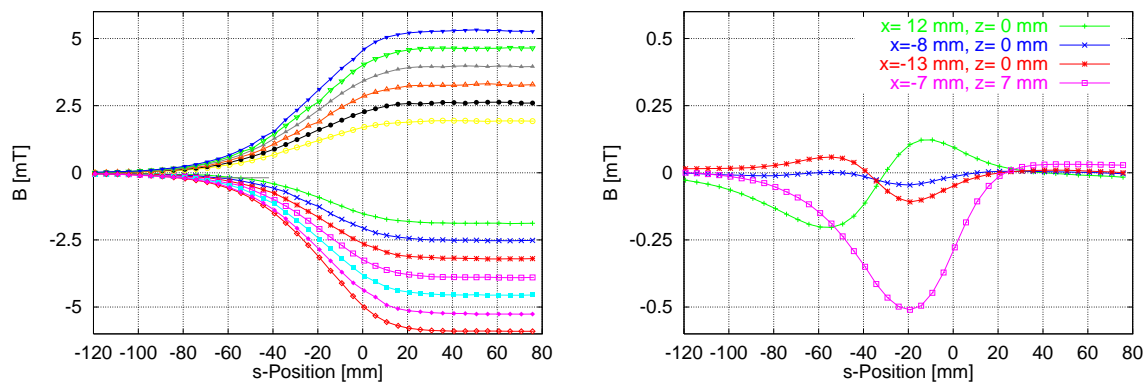
Abb. 5.13: Frequenzabhängigkeit des Widerstandes, der Induktivität und des Feldgradienten und damit der Quadrupolstärke [116].

In der Abbildung 5.14 (b) sind Messungen der longitudinalen Störfelder in einer der beiden Endkappen für verhältnismäßig große Ablagen von der Mittelachse des Quadrupols gezeigt. Sie sind um etwa eine Größenordnung schwächer, als die gewollten transversalen Felder im Inneren des Magneten bei vergleichbaren Ablagen. Zudem ist ihre Wirkung auf eine Länge von etwa 5 cm um die Endkappe herum konzentriert, was gegenüber der effektiven Feldlänge des Magneten nochmals eine Untersetzung um eine Größenordnung bedeutet. Schließlich sind die Störfelder in der Endkappe am anderen Ende des Magneten nahezu exakte Spiegelbilder mit umgekehrtem Vorzeichen. Da sich die transversale Ablage der Teilchen innerhalb des Magneten nur wenig ändert, gleicht sich also die Wirkung der Störfelder nahezu aus. Auch die Störfelder stimmen also gut mit den Feldberechnungen von MAFIA überein und stellen weder ein Problem für die Strahlbewegung (Solenoidfelder erhöhen die Phasenraumkopplung und höhere Multipole können die dynamische Apertur reduzieren) noch für die Spinbewegung dar.

5.6 Inbetriebnahme des Gesamtsystems

5.6.1 Vermessung der Strompulse

Die in den nachfolgenden Abbildungen dargestellten Messungen wurden mit den bereits in den Beschleuniger eingebauten Magneten und Netzgeräten aufgenommen. In die Netzgeräte ist jeweils eine Stromsonde integriert, die es erlaubt, den Strompuls zeitaufgelöst zu vermessen. Die Ansteuerung der Netzgeräte wurde in das ELSA-Kontrollsystem integriert genauso wie die Generierung der Triggerpulse zur Zeitsynchronisation.



(a) Stärke der vertikalen Feldkomponente B_z aufgrund des regulären Quadrupolanteils für verschiedene horizontale Ablagen x von der Mittelachse. x lag dabei zwischen -16 mm und 16 mm.

(b) Stärke der ungewollten longitudinalen Feldkomponente B_s für verschiedene horizontale (x) bzw. vertikale (z) Ablagen von der Mittelachse. Das Maximum dieser Störkomponenten ergibt sich in etwa an der Stelle der Stromleiter in der Endkappe.

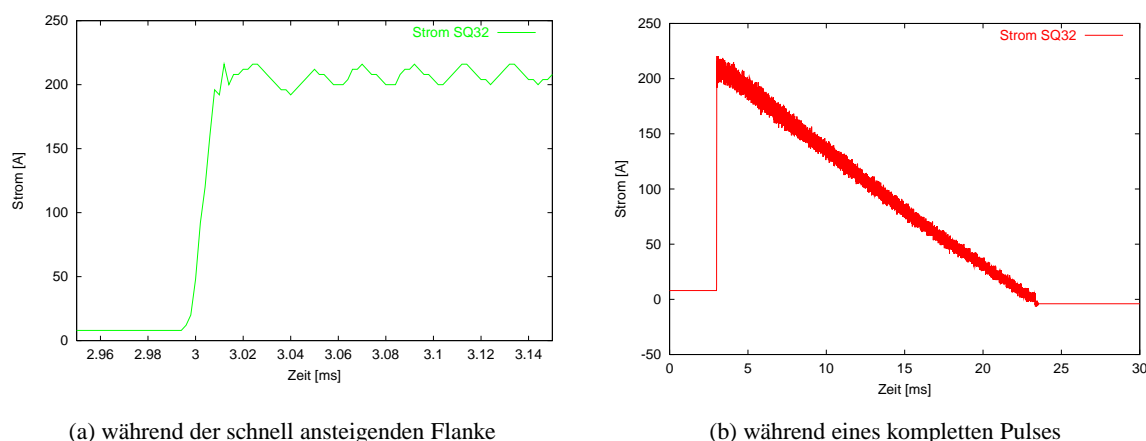
Abb. 5.14: Messung der Feldverteilung in einer Endkappe der Sprungquadrupole bei 150 A [116]. Auf der horizontalen Achse ist der longitudinale Abstand zur Kante des Ferritjochs aufgetragen. Der Innenbereich des Magneten erstreckt sich nach rechts über den jeweiligen Bildrand hinaus.

In Abbildung 5.15 ist die Form eines typischen Strompulses wiedergegeben. Der Sprung erfolgte mit einem Maximalstrom von 200 A, einer Anstiegszeit von $10 \mu\text{s}$ und einer Abfallzeit von 20 ms. In Teilabbildung (a) ist die ansteigende Flanke gezeigt. Man erkennt gut, daß der Verlauf zwischen 10% und 90% der Amplitude linear ist. Davor ist ein hinreichend kurzer Anschwingvorgang zu sehen und danach die Übergabe vom Hochspannungs- auf den Niederspannungsteil des Netzgerätes. Die Anstiegszeit stimmt gut mit den über die Computeransteuerung vorgegebenen $10 \mu\text{s}$ überein und die Übergabe auf den Niederspannungsteil erfolgt bei der vorgegebenen Amplitude von 200 A. Die Amplitudenschwankungen von etwa 5% im Übergabebereich sind für den Zweck der Sprungquadrupole unkritisch und sorgen zudem für keine spürbar negativen Auswirkungen auf die Strahldynamik. Ohne eine Übernahme der Stromregelung durch den Niederspannungsteil liegt die Zeitkonstante des Schwingkreises übrigens im Bereich von etwa $100 \mu\text{s}$, es ergäbe sich also ein sehr schneller Abfall des Stromes.

Die während der gesamten abfallenden Flanke auftretenden Schwankungen des Stromes sind durch den Aufbau des Niederspannungsteils mit getakteten MOS-FET-Schaltern bedingt. Die Amplitudenschwankungen liegen ebenfalls im Bereich von $\pm 5\%$ und sind damit tolerabel. Mit abnehmendem Strom während der abfallenden Flanke wird die relative Größe der Schwankungen in etwa konstant gehalten, indem die Ladespannung der Kondensatorenbank immer weiter abgesenkt wird und gleichzeitig die Taktrate erhöht wird.

In Teilabbildung (b) ist der komplette Strompuls wiedergegeben. Es handelt sich um denselben Puls, dessen Vorderflanke in (a) gezeigt ist. Man erkennt sehr schön die Sägezahnform und den auf der Millisekenskala sehr linearen Verlauf der abfallenden Flanke. Die Länge des Pulses stimmt wiederum gut mit den vorgegebenen 20 ms überein. Die Stufenstruktur, die sich im Rauschen der abfallenden Flanke zeigt, ist dabei kein echter Effekt, sondern ein Artefakt, das durch die digitale Auflösung des Oszilloskops (sowohl in der Amplitude, als auch in der Zeitbasis) zustandekommt.

Bei einem Beschleunigungszyklus von ELSA werden bis zu fünf intrinsische Resonanzen gekreuzt.



(a) während der schnell ansteigenden Flanke

(b) während eines kompletten Pulses

Abb. 5.15: Verlauf des Stromes durch den Sprungquadrupol in Halbzelle 32. Eingestellt war eine Anstiegszeit von $10 \mu\text{s}$, eine Abfallzeit von 20 ms und eine Amplitude von +200 A. Nach der ansteigenden Flanke ist deutlich der Übergabebereich zwischen dem Hochspannungs- und dem Niederspannungsteil des Netzgerätes zu erkennen. Die sich daran anschließenden Schwankungen sind durch das Prinzip des Niederspannungsteils bedingt (getaktete MOS-FETs).

Deshalb erlaubt das Netzgerät die Einstellung von bis zu fünf komplett verschiedenen Pulsen. Ein entsprechender Pulszug ist in Abbildung 5.16 gezeigt. Die Pulse hatten dabei alternierende Polarität (wie es bei den intrinsischen Resonanzen im Normalfall notwendig ist, möglich ist aber eine beliebige Abfolge von Polaritäten). Außerdem waren sehr verschiedene Amplituden (zwischen etwa 100 A und dem maximal möglichen Wert von 500 A), verschiedene Anstiegszeiten (was man bei der Zeitauflösung des Bildes allerdings nicht sehen kann) und verschiedene Abfallzeiten zwischen 5 und 20 ms eingestellt.

Alle Amplituden und Zeiten stimmen wiederum gut mit den über die Computersteuerung vorgegebenen Werten überein. Das Gesamtsystem aus Magnet und Netzgerät ist also in der Lage, die benötigten Strompulse zu generieren und erfüllt seine Spezifikationen. In einem Test wurde es mit einer Dauerfrequenz von etwa 32 Hz betrieben. Auch hierbei traten keine thermischen Probleme, weder an den Leistungshalbleitern des Netzgerätes (die wassergekühlt sind), noch an den Quadrupolen, auf.

5.6.2 Strahlstabilität

Nach diesen Vortests ohne Strahl wurde das Sprungquadrupolsystem auch mit Strahl in Betrieb genommen. Zunächst ging es dabei um eine Untersuchung der Auswirkungen des Arbeitspunktsprungs auf die Strahlqualität, das Studium eventueller Strahlverluste und eine Kalibration des Systems. Die Versuche wurden sowohl während der Rampphase (bei 1.5 GeV, wo die erste intrinsische Resonanz im relevanten Energiebereich von ELSA liegt), als auch mit einem gespeicherten Strahl (bei 2.3 GeV) durchgeführt. Das erste Resultat der Messungen war, daß ein Strahlverlust nur durch Sprünge auf die bekannten strahlvernichtenden Betatronresonanzen in der Umgebung des Startarbeitspunktes verursacht werden konnte. Die Arbeitspunkte betragen bei den Tests $Q_x = 4.613$ und $Q_z = 4.431$ und die strahlvernichtenden Resonanzen in der Umgebung waren $Q_z = 4.5$, $Q_x + Q_z = 9$ und in schwächerem Maße $Q_x = \frac{14}{3}$.

Blieb man mit der Sprungamplitude innerhalb des durch diese Resonanzen aufgespannten stabilen Bereichs, so konnten Arbeitspunktsprünge von bis zu $\Delta Q_z = 0.12$ durchgeführt werden. Für diese Sprungamplituden mußten die Startarbeitspunkte natürlich leicht modifiziert werden. Dabei war keine Emittanzvergrößerung mit dem Synchrotronlichtmonitor meßbar. Dazu muß man allerdings sagen, daß

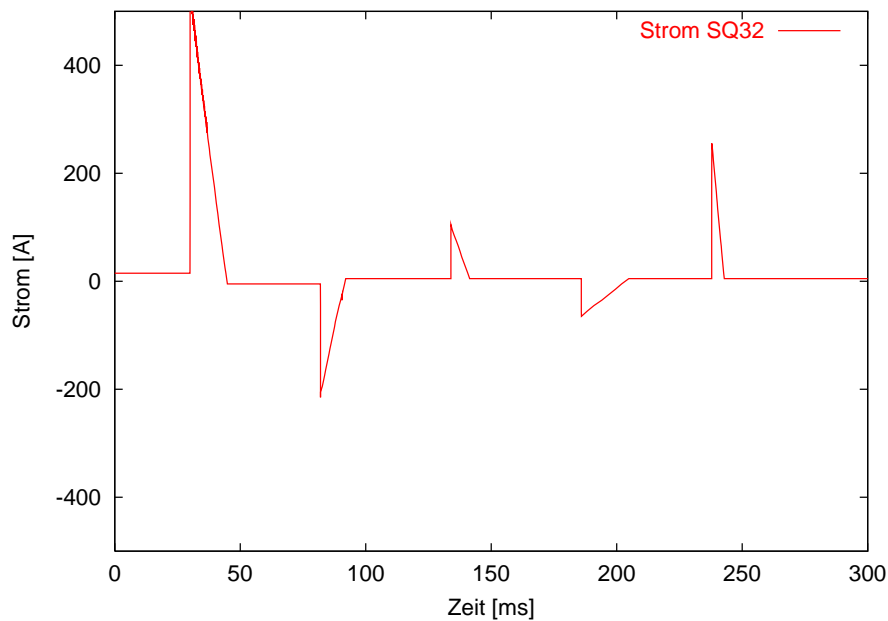


Abb. 5.16: Verlauf des Stromes durch den Quadrupol in Halbzelle 32 während eines Pulszuges mit fünf Pulsen.

der Synchrotronlichtmonitor von ELSA eine Zeitauflösung von nur 25 ms besitzt, was bei 2.3 GeV deutlich länger als die Dämpfungszeit und auf der Rampe bei 1.5 GeV nur etwas kürzer als eine Dämpfungszeit ist. Zudem lag die vertikale Emittanz vor dem Sprung bereits in der Größenordnung des Auflösungsvermögens des Synchrotronlichtmonitors, so daß er auf Änderungen nicht sehr sensitiv war.

Bei diesen Tests war die Gleichgewichtsbahn des Elektronenstrahls nicht korrigiert. Es ist also sogar bei größeren Arbeitspunkthüben, als denjenigen, die für das System maximal vorgesehen sind, keine Korrektur der Gleichgewichtsbahn notwendig, um Strahlverluste zu vermeiden.

5.6.3 Kalibration der Amplitude

Die Kalibration des Sprungquadrupolsystems wurde über einen Sprung auf die halbzahlige Betatronresonanz ($Q_z = 4.5$) mit gespeichertem Strahl bei 2.3 GeV durchgeführt. Es wurde jeweils ein neuer Betatronarbeitspunkt eingestellt, präzise mit Hilfe des Spektrums der vertikalen Strahlschwingungen gemessen und anschließend die Amplitude des Sprungquadrupols so lange erhöht (bei konstanter Pulsrate des Sprungquadrupols von einem Hz), bis die Lebensdauer des Strahls auf 10 Minuten sank. Die Strahllebensdauer ohne den Puls des Sprungquadrupols betrug zu diesem Zeitpunkt etwa vier Stunden. Trägt man nun den Arbeitspunkt vor dem Sprung gegen die Amplitude auf, die notwendig ist, damit die Lebensdauer durch die Wirkung der halbzahligen Resonanz auf diesen fest gewählten, sonst aber willkürlichen Wert absinkt, so erhält man eine Gerade (siehe Abbildung 5.17). Die Steigung der Geraden liefert den Arbeitspunkthub des Sprungquadrupolsystems normiert auf den Quadrupolstrom, während der Achsenabschnitt eine Information über die Breite der Betatronresonanz enthält, aber natürlich davon abhängt, welchen Wert man für die Lebensdauer festsetzt.

Aus der Anpassung an die Meßergebnisse ergab sich ein Kalibrationsfaktor bei 2.3 GeV von $\Delta Q_z = (1.77 \pm 0.08) \times 10^{-4}/\text{A}$ für einen Quadrupol. Bei der Kalibrationsmessung des zweiten Magneten ergab sich innerhalb der Meßfehler der gleiche Wert. Dies entspricht für die gemeinsame Benutzung bei-

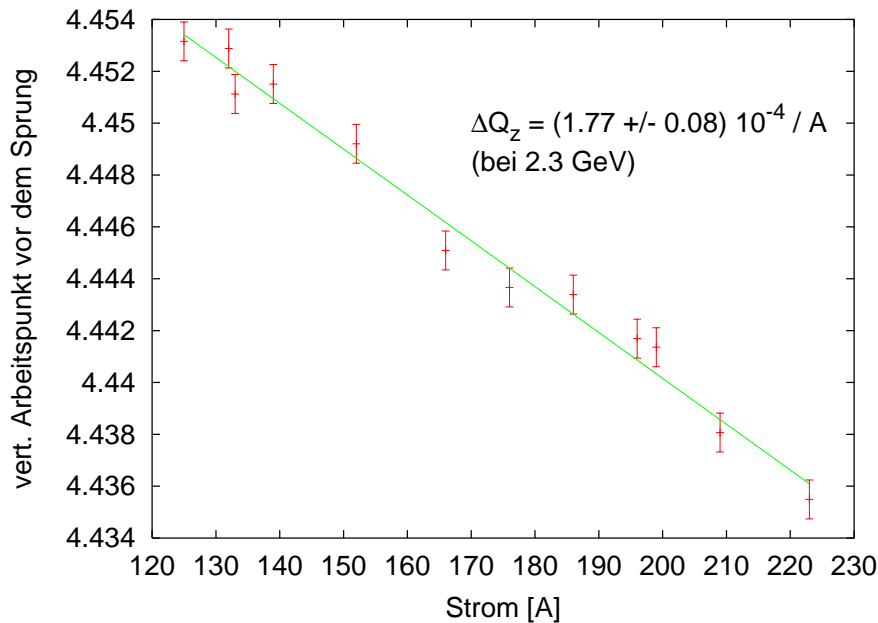


Abb. 5.17: Kalibration der gepulsten Quadrupole über einen Sprung auf die halbzahlige Resonanz (Quadrupol in Halbzelle 32).

der Quadrupole bei einem Strom von 500 A einem möglichen Arbeitspunkthub von $\Delta Q_z = 0.12$ bei der stärksten intrinsischen Resonanz bei 3.3 GeV. Berücksichtigt man, daß die effektive Feldlänge der Sprungquadrupole 551 mm beträgt, während bei der Abschätzung in Abschnitt 4.6.2 von der Eisenlänge von 500 mm als Wirklänge der Quadrupole ausgegangen wurde, stimmt dieser gemessene Arbeitspunkthub sehr gut mit den Berechnungen überein. Er ist sogar größer als der Wert, den man zur Korrektur der intrinsischen Resonanzen bei ELSA aufgrund der Abschätzungen mindestens benötigt.

5.6.4 Auswirkungen auf die Gleichgewichtsbahn

Abschließend sollen in diesem Abschnitt noch Messungen zur Auswirkung der Sprungquadrupole auf die Gleichgewichtsbahn des Elektronenstrahls vorgestellt werden. Sie wurden während der Energierampe von ELSA bei einer Energie von 1.5 GeV durchgeführt. Der Arbeitspunktsprung wurde mit beiden Quadrupolen synchron durchgeführt, die Amplitude betrug $\Delta Q_z = 0.1$. Die Gleichgewichtsbahn war für den Zweck dieses Tests nicht korrigiert, so daß die nachfolgend aufgeführten Änderungen der Gleichgewichtsbahn bereits den schlimmstmöglichen Fall wiedergeben.

In Abbildung 5.18 sind die Abweichungen der horizontalen Gleichgewichtsbahn entlang des gesamten Ringes relativ zur Gleichgewichtsbahn unmittelbar vor Beginn des Arbeitspunktsprunges gezeigt. Die verschiedenen Spuren entsprechen dabei verschiedenen Zeitpunkten während des Sprunges. Die Maximalamplitude tritt unmittelbar zu Beginn des Sprunges auf. Die zusätzlichen Störungen der Gleichgewichtsbahn durch den Sprung sind an allen Monitoren kleiner als 1 mm und somit vollkommen unkritisch.

In Abbildung 5.19 ist dieselbe Messung für die vertikale Gleichgewichtsbahn wiedergegeben. Genau wie bei der vorgenannten Messung in der horizontalen Ebene ist die zusätzliche Störung der vertikalen Gleichgewichtsbahn überall kleiner als etwa 1 mm und damit vernachlässigbar. Damit gilt also auch quantitativ weiterhin die Aussage, daß eine Korrektur der Gleichgewichtsbahn für die Sprungquadrupole

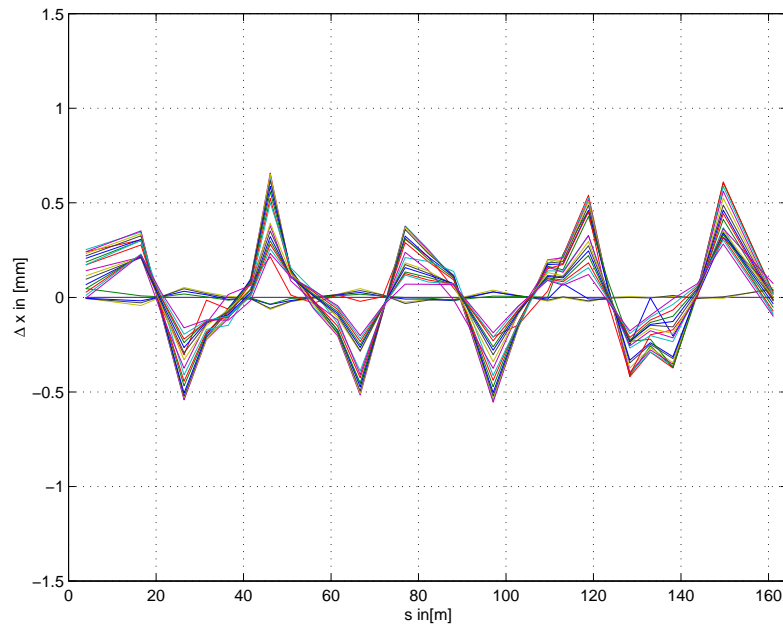


Abb. 5.18: Messung der Änderung der horizontalen Gleichgewichtsbahn durch einen Arbeitspunktsprung bei unkorrigiertem Orbit. Der Sprung wurde mit beiden Quadrupolen synchron für einen Strom von 200 A, eine Anstiegszeit von $10 \mu\text{s}$ und eine Abfallzeit von 20 ms bei einer Strahlenergie von etwa 1.5 GeV während einer Energierampe von ELSA durchgeführt.

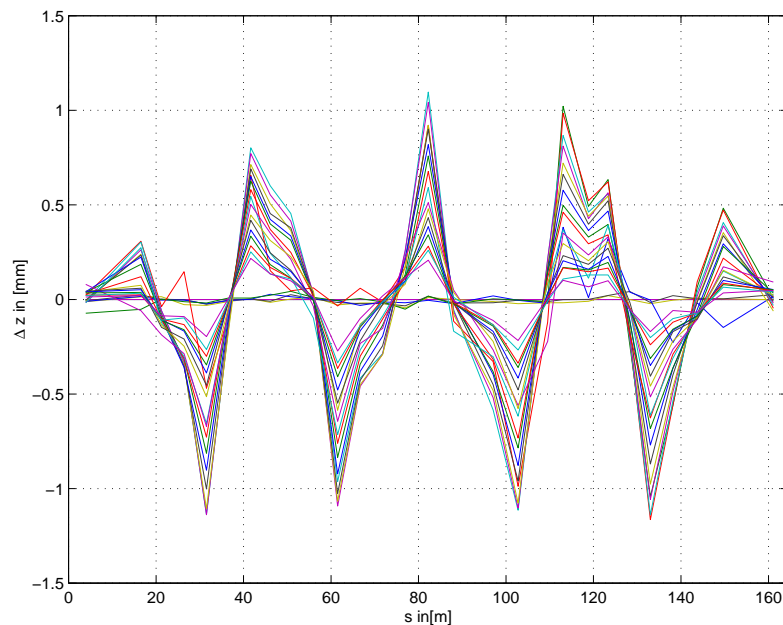


Abb. 5.19: Messung der Änderung der vertikalen Gleichgewichtsbahn durch einen Arbeitspunktsprung für einen unkorrigierten Orbit. Die Messung fand gleichzeitig mit der in Abb. 5.18 gezeigten statt.

nicht notwendig ist. Die Tatsache, daß die Störung in beiden Ebenen in etwa gleich groß ist, obwohl die Betafunktion an der Stelle der Quadrupole in der vertikalen Ebene um mehr als einen Faktor vier größer ist, rührt übrigens daher, daß die mittlere Abweichung der unkorrigierten horizontalen Gleichgewichtsbahn von den magnetischen Mitten der Quadrupole um etwa denselben Faktor vier größer ist, als die der vertikalen Gleichgewichtsbahn.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß das System der beiden Sprungquadrupolmagnete bei den Testmessungen alle Anforderungen erfüllte. Erste Messungen zu seiner Wirksamkeit bei der Kompensation von intrinsischen Depolarisationsresonanzen verliefen ebenfalls sehr erfolgreich. Sie sind in Abschnitt 6.3.5 wiedergegeben.

6. Beschleunigung polarisierter Elektronen in ELSA

In diesem Kapitel werden die Messungen vorgestellt, die mit polarisierten Elektronen an ELSA durchgeführt wurden. Die Meßergebnisse stammen dabei aus zwei zeitlich auseinanderliegenden Perioden. Im ersten Teil wurden 1997 vor allem die Voraussagen über Resonanzstärken überprüft und das Verhalten der Polarisation beim Kreuzen von depolarisierenden Resonanzen unter dem Einfluß von Synchrotron-schwingungen und Synchrotronstrahlung untersucht. Außerdem wurde das Prinzip einiger Korrekturmetho-den getestet.

Ausgehend von den Ergebnissen wurde dann die Konzeption und der Aufbau der Sprungquadrupole durchgeführt, das System aus Korrekturdipolen verbessert, eine Neujustage der Hauptmagnete von ELSA vorgenommen und ausgiebige Simulationen zur Optimierung der Korrekturmetho-den angestellt. Aus technischen Gründen stand in der Zwischenzeit aber kein Polarimeter zur Verfügung, um die Verbesserungen mit polarisiertem Strahl testen zu können. Anfang 1999 wurden dann die verbesserten Korrek-turmetho-den zum ersten Mal erfolgreich angewendet.

6.1 Optimierung der Spinorientierung bei der Injektion

In den nachfolgenden Abschnitten werden also zunächst die Meßergebnisse aus 1997 präsentiert, die mit dem in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen alten Møller-Polarimeter gewonnen wurden.

Bevor mit dem Studium der Spinbewegung im Booster-Synchrotron und in ELSA begonnen werden konnte, mußte zunächst die Orientierung des Spins beim Einschub in den Linearbeschleuniger mit Hilfe von asymmetrisch betriebenen Solenoidpaaren (siehe Abschnitt 3.2.1) zwischen der Quelle und dem Linearbeschleuniger optimiert werden.

Für diese Messung war die Extraktionsenergie des Synchrotrons auf 1.2 GeV eingestellt (wie auch bei den meisten anderen Messungen). ELSA wurde anschließend noch auf 1.27 GeV gerammt, dabei wurden aber keine nennenswerten depolarisierenden Resonanzen gekreuzt. Der Zweck dieser kleinen Energierampe liegt darin, daß man so ein geringeres Niveau von Untergrundereignissen für das externe Experiment erreichen kann (in diesem Falle war das Møller-Polarimeter das Experiment). Die extrahier-ten Strahlströme lagen wie für alle weiteren Messungen bei 0.1 bis 0.5 nA (zeitgemittelt) und die Zeit, die man benötigte, um einen Polarisationswert mit dem Møller-Polarimeter mit einem relativen statistischen Fehler von 5% zu messen, betrug 10 Minuten.

Am extrahierten Strahl beobachtete man mit dem Møller-Polarimeter eine sinusförmige Variation des Polarisationsgrades in Abhängigkeit vom Vordrehwinkel (siehe Abbildung 6.1)¹. Der maximale Polari-sationsgrad betrug bei 1.27 GeV für die optimale Solenoideinstellung $(63.2 \pm 1.5 \text{ (stat.)} \pm 3.0 \text{ (sys.)})\%$. Der systematische Fehler wird dabei durch den Fehler in der Messung der Polarisation der Targetfolien des Polarimeters dominiert [65]. Die Polarisation ist im Rahmen der Fehler verträglich mit der Polari-sation, die mittels Mott-Streuung an der Quelle gemessen wurde (64%, vergleiche Abschnitt 3.2.1) [29].

Aus dieser Übereinstimmung der Polarisationswerte an der Quelle und am Extraktionspunkt von ELSA kann man folgern, daß bis zu einer Energie von 1.2 GeV (also unterhalb der dritten Imperfek-

¹ Alle Polarisationswerte in diesem Kapitel sind unter Verwendung des bekannten Spindrehwinkels in der externen Strahl-führung auf den Extraktionspunkt aus ELSA zurückgerechnet, um die Werte bei verschiedenen Energien miteinander verglei-chen zu können.

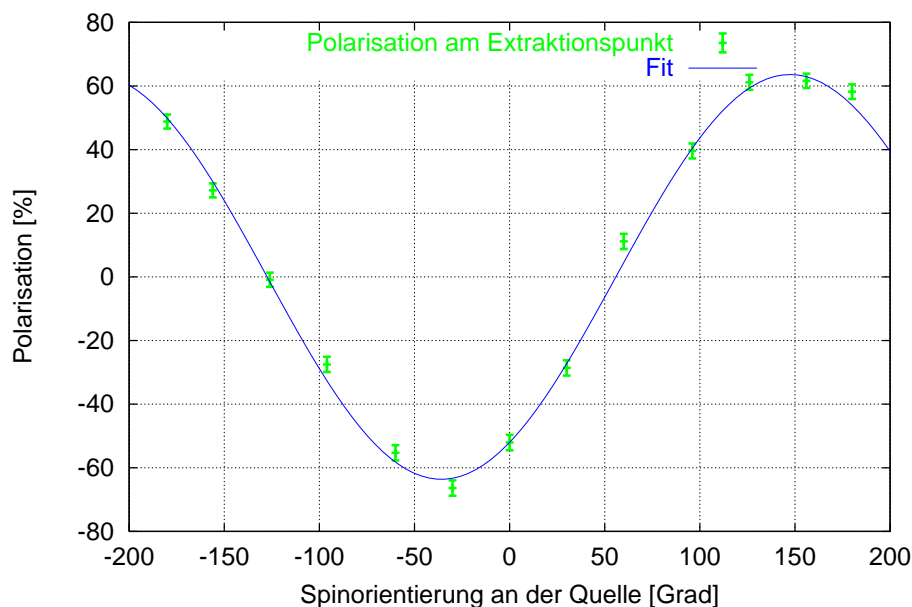


Abb. 6.1: Abhängigkeit der gemessenen Endpolarisation am Møller-Polarimeter von der Spinorientierung an der Quelle.

tionsresonanz bei 1.32 GeV) im Synchrotron wie erwartet keine nennenswerte Depolarisation auftritt. Deshalb sind dort keine Korrekturmaßnahmen notwendig. Weiterhin werden zumindest bei dieser Extraktionsenergie keine Depolarisationseffekte im Stretcherring durch sextupolgetriebene Depolarisationsresonanzen höherer Ordnung bei der langsamen Resonanzextraktion beobachtet. Die Verschiebung des Nulldurchganges zwischen den Meßreihen in Abbildung 6.1 und Abbildung 3.6 wird durch die Solenoidlinsen im Linac verursacht.

6.2 Resonanzquerung

Für alle nachfolgenden Messungen wurden die Solenoidmagnete in der Strahlführung zwischen der polarisierten Quelle und dem Linac auf ihre optimale Einstellung gesetzt, wodurch man als Startwert für die Studien des Polarisationsverhaltens bei höherer Energie eine konstante Startpolarisation von 63% bei 1.27 GeV in ELSA erhielt.

Nach diesen vorbereitenden Optimierungsmessungen wurden nacheinander die depolarisierenden Resonanzen zwischen 1.0 und 2.0 GeV in ELSA studiert und teilweise korrigiert. Zur Korrektur wurde bei Imperfektionsresonanzen das vorhandene langsame Korrektorsystem und bei intrinsischen Resonanzen eine Reduzierung der Emittanzkopplung durch Wahl einer geeigneten Optik verwendet. Die Sprungquadrupole waren zum Zeitpunkt der ersten Messungen in 1997 noch nicht eingebaut.

6.2.1 Intrinsische Resonanzen

Das Studium aller depolarisierenden Resonanzen erfolgte mit der gleichen Meßmethode. Zunächst wurde der Polarisationswert unterhalb der Resonanz bestimmt. Dann wurde für sonst festgehaltene Maschineneinstellungen und damit eine konstante Resonanzstärke die Rampgeschwindigkeit von ELSA variiert. Bei Bedarf wurde dies für mehrere verschiedene Maschineneinstellungen wiederholt. Im Falle der depo-

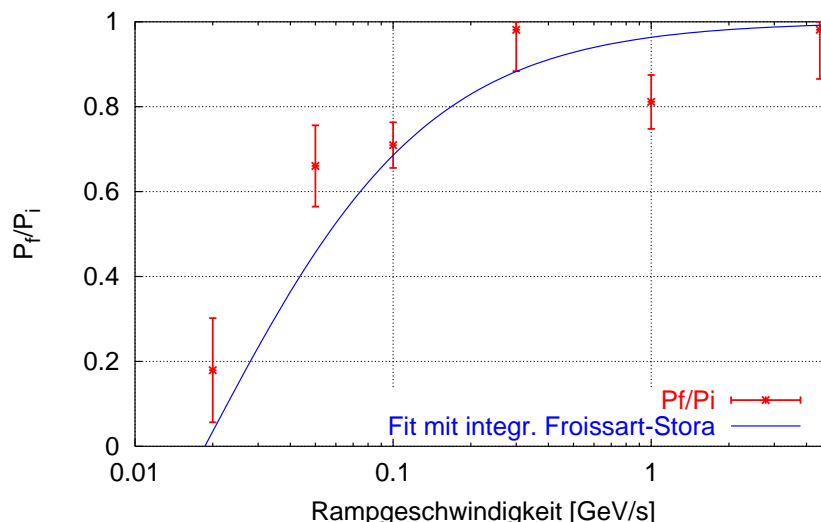


Abb. 6.2: Änderung der Polarisierung beim Überqueren der intrinsischen Resonanz ($\gamma a = Q_z - 2$) bei 1.14 GeV in Abhängigkeit von der Kreuzungsgeschwindigkeit.

larisierenden Resonanzen bei höherer Energie benötigt man zudem den Startwert der Polarisierung unterhalb der entsprechenden Resonanz bereits in Abhängigkeit von der Rampgeschwindigkeit und eventuell auch in Abhängigkeit von den weiteren Maschineneinstellungen.

Zunächst wurde diese Meßmethode auf die beiden intrinsischen Resonanzen bei 1.14 GeV ($\gamma a = Q_z - 2$) und 1.5 GeV ($\gamma a = 8 - Q_z$)² angewendet. Dabei stellten sich beide Resonanzen, wie durch Simulationsrechnungen vorausgesagt [90] (vergleiche auch Tabelle 4.1), als schwach heraus.

Die Änderung des Polarisationsgrades in Abhängigkeit von der Rampgeschwindigkeit für die intrinsische Resonanz bei 1.14 GeV ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Man beachte die logarithmische horizontale Skala. Die Vermessung dieser Resonanz war die einzige Messung, für die die Injektionsenergie von ELSA nicht 1.2 GeV betrug, sondern auf 1.1 GeV geändert wurde. Diese Injektionsenergie stimmte durch Zufall exakt mit der Resonanzenergie einer Gradientenfehlerresonanz ($\gamma a = 7 - Q_z$) überein. Dies wurde durch eine von der Rampgeschwindigkeit unabhängige leichte Reduktion aller Polarisationsmeßwerte bemerkt. Die Stärke, die man aus dieser gleichmäßigen Depolarisation für die Gradientenfehlerresonanz ableiten konnte, ist konsistent mit der Voraussage aus Abschnitt 4.6.1 von etwa $5 \cdot 10^{-7}$. Die Injektionsenergie wurde daraufhin leicht verändert und anschließend die in Abbildung 6.2 gezeigten Daten aufgenommen. Die Fehlerbalken geben dabei nur statistische Fehler an. Die systematischen Fehler heben sich bei der Bildung des Verhältnisses der Polarisierung vor und nach der Resonanzkreuzung heraus. Dies gilt auch bei allen weiteren Messungen in diesem Kapitel immer dann, wenn relative Polarisationsverhältnisse angegeben sind, also wenn der Einfluß einer einzelnen Resonanz untersucht wird.

Um die Resonanzstärke aus diesen Meßwerten zu bestimmen, wurde die integrierte Froissart-Stora-Gleichung (Gleichung 2.83) an die Daten angepaßt. Dabei gibt es nur einen freien Parameter, die Resonanzstärke. Die Resonanzstärke ergibt sich zu $\epsilon_\sigma = (4 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ (siehe auch Tabelle 6.1). Für übliche Rampgeschwindigkeiten ergibt sich bei der Querung dieser Resonanz also eine Depolarisation von etwa 1%. Vergleicht man die gemessene Resonanzstärke mit der berechneten, so stimmen sie verhältnismäßig gut überein. Setzt man für die Berechnung die während der Messungen mit dem Syn-

² Wobei zusätzlich die Imperfektionsresonanz bei 1.32 GeV gequert wurde, siehe Abschnitt 6.2.2.

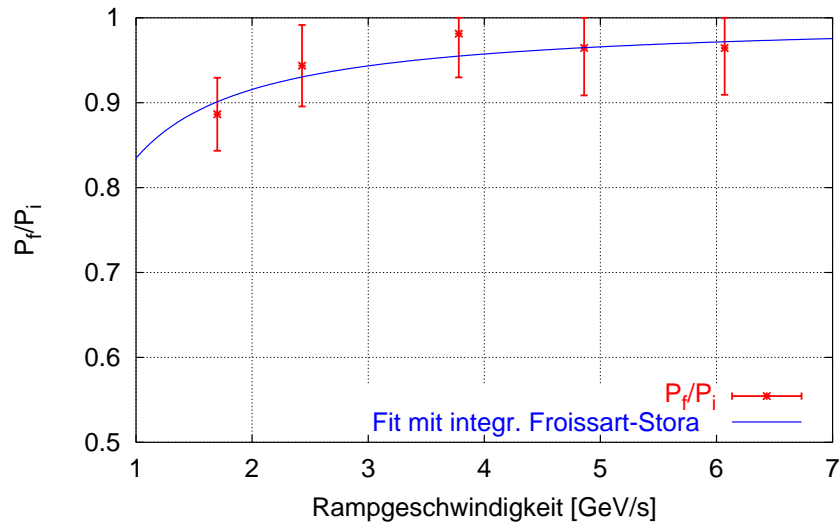


Abb. 6.3: Änderung der Polarisation beim Überqueren der intrinsischen Resonanz ($\gamma a = 8 - Q_z$) bei 1.5 GeV in Abhängigkeit von der Kreuzungsgeschwindigkeit.

chrotronlichtmonitor gemessene vertikale Emittanz des Strahles ein, wird die Übereinstimmung noch besser.

In Abbildung 6.3 ist die Vermessung der Resonanzstärke für die intrinsische Resonanz bei 1.5 GeV ($\gamma a = 8 - Q_z$) mit der gleichen Meßmethode, die oben bereits beschrieben wurde, gezeigt. Diesmal ist die Skala der horizontalen Achse linear. Zudem war die Injektionsenergie jetzt wieder auf 1.2 GeV eingestellt. In diesem Falle wurde übrigens nicht nur eine depolarisierende Resonanz gequert, sondern auch die starke Imperfektionsresonanz ($\gamma a = 3$) bei 1.32 GeV. Die Ergebnisse dafür werden im nächsten Abschnitt vorgestellt, sie mußten für die Auswertung der Daten bereits verwendet werden.

Eine Anpassung der integrierten Froissart-Stora-Gleichung an die Daten lieferte wiederum die Stärke für diese Resonanz. Sie ist mit $\epsilon_\sigma = (9 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ so klein, daß für übliche Rampgeschwindigkeiten eine Restdepolarisation von nur etwa 2% auftritt.

Beide intrinsischen Resonanzen bei 1.14 und 1.5 GeV erfordern aufgrund ihrer geringen Stärke also keine Korrektur für Rampgeschwindigkeiten oberhalb von 2 GeV/s. Der normale Experimentbetrieb bei ELSA findet mit Rampgeschwindigkeiten von etwa 6 GeV/s statt. Das Sprungquadrupolsystem ist aber so ausgelegt, daß es auch beim Kreuzen dieser schwachen Resonanzen unterstützend genutzt werden kann.

Die intrinsische Resonanz bei 2.0 GeV ($\gamma a = Q_z$) ist hingegen so stark, daß sie selbst bei den minimalen in ELSA während der Rampphase erreichbaren Emittanzkopplungen von 2 bis 3% noch zu einer Depolarisation von etwa 30% führt. Aufgrund der Simulationsrechnungen war auch erwartet worden, daß diese Resonanz die erste starke intrinsische Resonanz in ELSA sein sollte (siehe [90] und Tabelle 6.1). Aufgrund der Effekte von Synchrotronoszillationen und Synchrotronstrahlung eignen sich nur Sprungquadrupolmagnete für die Korrektur dieser Resonanz und der intrinsischen Resonanzen bei noch höheren Energien. Das Sprungquadrupolsystem von ELSA wurde Anfang 1999 zum ersten Mal mit polarisiertem Strahl eingesetzt und dabei die Kompensation der intrinsischen Resonanz bei 2.0 GeV erfolgreich getestet (siehe Abschnitt 6.3.5).

6.2.2 Imperfektionsresonanzen

Beim Kreuzen von Imperfektionsresonanzen bei ELSA konnten zum ersten Mal an einem Zirkularbeschleuniger die Effekte von Synchrotronschwingungen und Synchrotronstrahlung auf die Resonanzkreuzung quantitativ beobachtet werden. Die Effekte zeigen sich besonders deutlich im Vergleich der Messungen für die Resonanz bei 1.32 GeV, wo keine derartigen Effekte nachzuweisen waren und der Resonanz bei 1.76 GeV, wo sie bereits deutlich zutage treten. Zusätzlich zum Studium dieser Effekte bei der Resonanzquerung wurde bei den Messungen auch die Korrekturmethode der harmonischen Korrektur an der Imperfektionsresonanz bei 1.32 GeV getestet. Aus technischen Gründen handelte es sich dabei um eine statische Korrektur. Sie war also nicht auf mehrere aufeinanderfolgende Resonanzen gleichzeitig anwendbar.

Imperfektionsresonanz bei niedriger Energie

Die dritte Imperfektionsresonanz ($\gamma a = 3$) bei 1.32 GeV ist die erste stärkere Resonanz im relevanten Energiebereich von ELSA. Wenn die Injektion bei 1.2 GeV erfolgt, ist sie auch die erste lineare depolarisierende Resonanz, die gekreuzt werden muß. Berechnungen der Resonanzstärke für eine unkorrigierte Gleichgewichtsbahn, bevor die Hauptmagnete rejustiert wurden, sagten voraus, daß ohne jegliche Korrektur eine teilweise adiabatische Umkehr (wobei der erhaltene Polarisationsgrad noch von der Kreuzungsgeschwindigkeit abhängt) der Polarisationsrichtung zu erwarten war (vergleiche auch Tabelle 6.1).

Für das Studium dieser Resonanz war die Injektionsenergie von ELSA wiederum auf 1.2 GeV und die Extraktionsenergie auf 1.37 GeV gesetzt. Es wurde also nur diese depolarisierende Resonanz ($\gamma a = 3$) gekreuzt. Um die Resonanzstärke zu ermitteln und um zu testen, ob der qualitative Verlauf der Depolarisation der Voraussage der Froissart-Stora-Formel (Gleichung 2.81) folgt, wurde wiederum die Rampgeschwindigkeit von ELSA zwischen 0.1 und 7 GeV/s variiert.

In Abbildung 6.4 ist die Änderung des Polarisationsgrades aufgrund der Resonanzquerung für verschiedene Verhältnisse aus Resonanzstärke und Kreuzungsgeschwindigkeit ($\epsilon_r/\sqrt{\alpha}$) zusammen mit der Erwartung aufgrund der Froissart-Stora-Formel gezeigt.

Das Verhältnis aus Resonanzstärke und Kreuzungsgeschwindigkeit (die bekannt ist) und damit die horizontale Position der Meßpunkte in der Abbildung wurde durch zwei Anpassungen der Froissart-Stora-Gleichung an die Meßwerte bestimmt. Da es unmöglich war, allein mit den an ELSA einstellbaren Kreuzungsgeschwindigkeiten den kompletten Bereich von vernachlässigbarer Depolarisation bis zu vollständiger adiabatischer Umkehr der Spinrichtung abzudecken, wurde die Messung zweigeteilt durchgeführt. Die erste Hälfte der Messung wurde mit unkorrigierter vertikaler Gleichgewichtsbahn vorgenommen (ϵ_1 , Bereich des adiabatischen Resonanzquerens). Die zweite Hälfte der Messung wurde mit einer fixierten harmonischen Korrektur mittels einer lokalen Beule in der vertikalen Gleichgewichtsbahn durchgeführt, wodurch die Resonanzstärke hier wesentlich reduziert war (ϵ_2). Für beide Einstellungen wurde jetzt getrennt die Rampgeschwindigkeit variiert und an die gemessenen Depolarisationswerte dann eine Anpassung mit der Froissart-Stora-Formel vorgenommen. Als Resultat erhält man dann zwei Resonanzstärken (die Resonanzstärke ist jeweils der einzige freie Parameter der Anpassung) und mit Hilfe dieser können dann alle Messungen in einer Abbildung kombiniert werden.

Der Verlauf der Meßwerte bei Veränderung der Rampgeschwindigkeit stimmt in beiden Bereichen gut mit den Voraussagen der Froissart-Stora-Formel überein. Zudem sind die aus den Anpassungen gewonnenen Resonanzstärken in guter Übereinstimmung mit den durch Rechnungen gewonnenen, sofern man die gemessenen Ablagen der vertikalen Gleichgewichtsbahn, die mittels einer strahlbasierten Mittenbestimmungen der Quadrupole gewonnen wurden, in die Berechnungen einsetzt (siehe Abbildung 6.5 und Tabelle 6.1).

Somit stimmt bei der dritten Imperfektionsresonanz ($\gamma a = 3$) bei 1.32 GeV das gemessene Verhalten der Polarisation gut mit den Voraussagen der Froissart-Stora-Gleichung und damit auch mit den

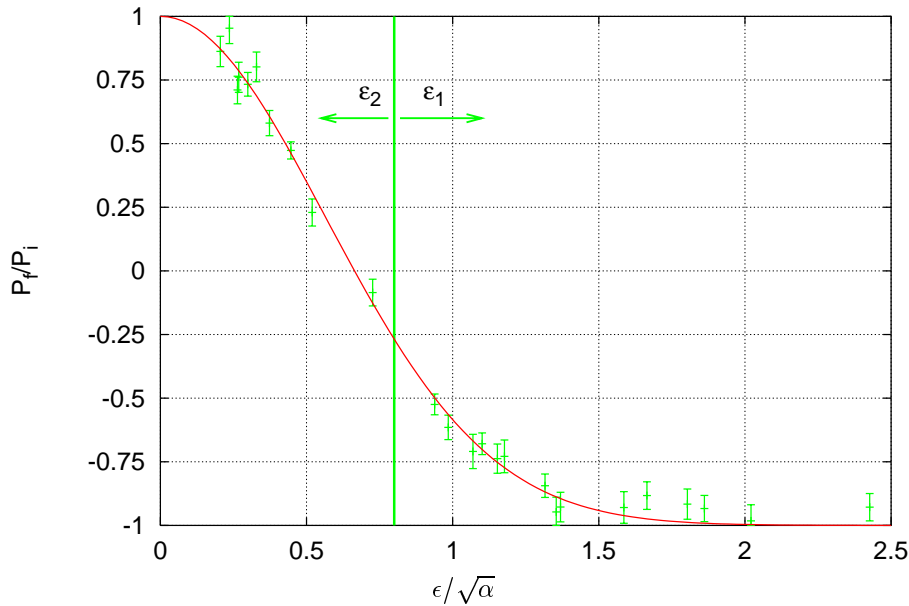


Abb. 6.4: Einfluß der dritten Imperfektionsresonanz ($\gamma a = 3$) auf die Polarisation in ELSA (Extraktionsenergie 1.37 GeV) in Abhängigkeit von der Resonanzstärke ϵ und Kreuzungsgeschwindigkeit α .

γa	E [GeV]	$ \epsilon [10^{-5}]$ (berechnet)	$ \epsilon [10^{-5}]$ (gemessen)
$Q_z - 2$	1.14	6	4 ± 1
3	1.32	100	108 ± 3
$8 - Q_z$	1.5	4	9 ± 1
4	1.76	160	150 ± 20
Q_z	2.0	87	60 ± 20

Tab. 6.1: Vergleich berechneter und gemessener Stärken von depolarisierenden Resonanzen in ELSA (1997).

Ergebnissen früherer Experimente an Protonenbeschleunigern überein. Wie man auch aufgrund von Simulationsrechnungen erwartet hatte (siehe Abschnitte 4.3.1 und 4.3.2, sowie [90]), ist kein Einfluß von Synchrotronoszillationen oder Synchrotronstrahlung feststellbar.

Einfluß der Synchrotronstrahlung auf das Kreuzen einer Imperfektionsresonanz

Bei einer detaillierten Vermessung der Imperfektionsresonanz ($\gamma a = 4$) bei 1.76 GeV ergab sich ein Verhalten des Polarisationsgrades nach der Kreuzung der Resonanz, daß sich erheblich von dem durch die Froissart-Stora-Formel vorausgesagten Verhalten unterschied [98]. Es ergab sich damit auch ein völlig anderer qualitativer Verlauf als bei den im vorausgegangenen Abschnitt vorgestellten Messungen der Imperfektionsresonanz bei 1.32 GeV. Dies war in Simulationen [90] (siehe auch Abschnitt 4.3.2) auch vorausgesagt worden und kam dort durch die starken Einflüsse der Synchrotronoszillationen und der Spindiffusion durch Abstrahlung von Synchrotronlicht zustande.

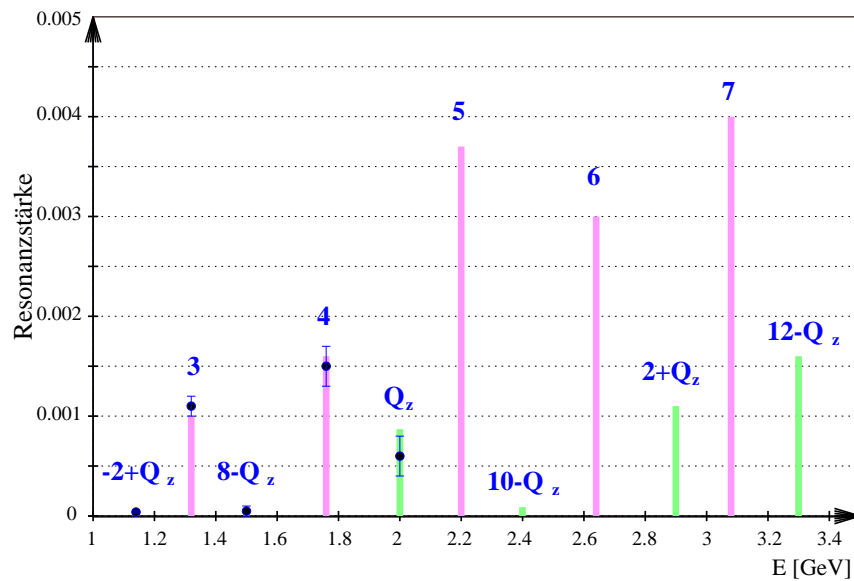


Abb. 6.5: Vergleich berechneter und gemessener Stärken von depolarisierenden Resonanzen im relevanten Energiebereich von ELSA.

Die Abhängigkeit der Polarisationsänderung von der Rampgeschwindigkeit bei Kreuzung der Imperfektionsresonanz bei 1.76 GeV ist in Abbildung 6.6 gezeigt. Aus dieser Messung läßt sich eine Resonanzstärke von etwa $1.5 \cdot 10^{-3}$ abschätzen, was in guter Übereinstimmung mit Berechnungen der Resonanzstärke unter Zuhilfenahme der Meßdaten für die vertikale Gleichgewichtsbahn ist (vergleiche Tabelle 6.1).

Für eine geringe Kreuzungsgeschwindigkeit nähert sich der Polarisationsverlauf nicht asymptotisch einer vollständigen adiabatischen Umkehr der Spinrichtung an, sondern stattdessen wird die Depolarisation wieder größer. Dies ist genau das Verhalten, das auch in Abschnitt 4.3.2 vorausgesagt worden war.

In Abbildung 6.6 eingetragen sind auch mit SPTRACK gewonnene Spintrackingdaten. Sie stimmen mit den Meßwerten sehr gut überein. In der Berechnung wurde die aus der Messung gewonnene Resonanzstärke verwendet. Allerdings war diese Übereinstimmung zwischen Simulation und Rechnung nur dadurch zu erreichen, daß in der Simulation zusätzlich eine kohärente Synchrotronoschwingung addiert wurde, die einer Vergrößerung der Gesamtenergiebreite des Strahls auf etwa anderthalb Mal den natürlichen Wert entsprach. Eine solche kohärente longitudinale Schwingung wurde in der Tat bei den Messungen während der Rampphase beobachtet. Sie kann sowohl durch longitudinale Multibunchinstabilitäten als auch durch Synchro-Betatron-Kopplung zustande gekommen sein. Die Amplitude, die in den Rechnungen benötigt wurde, um die Polarisationsmessungen zu erklären, steht in Übereinstimmung mit der Amplitude der longitudinalen Schwingungen, wie sie aus der Stärke der Linien im longitudinalen Strahlspektrum abgeschätzt werden konnte. Eine genauere Erläuterung der Simulation der Synchrotronlichteffekte erfolgt in Anhang A.

Als Resultat dieser Messung läßt sich also festhalten, daß die bereits in Kapitel 4 aus Simulationsrechnungen hergeleitete Aussage, daß eine adiabatische Resonanzkreuzung bei ELSA bei Energien oberhalb von 1.5 GeV unmöglich wird, auch in den Messungen bestätigt werden konnte. Dementsprechend können zur Korrektur der stärkeren Resonanzen oberhalb von 1.5 GeV nur nicht-adiabatische Korrekturmethode verwendet werden. Im konkreten Fall der Imperfektionsresonanz bei 1.76 GeV muß also mit einer harmonischen Korrektur gearbeitet werden.

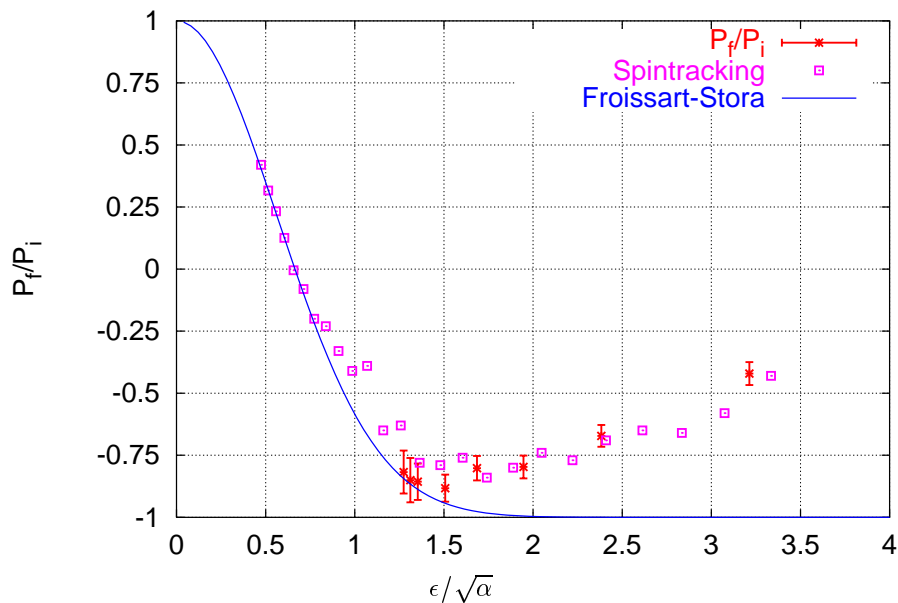


Abb. 6.6: Einfluß der vierten Imperfektionsresonanz ($\gamma a = 4$) auf die Polarisation in ELSA (Extraktionsenergie 1.82 GeV) in Abhängigkeit von der Resonanzstärke ϵ und Kreuzungsgeschwindigkeit α , verglichen mit Voraussagen von SPTRACK.

6.3 Korrektur der depolarisierenden Resonanzen

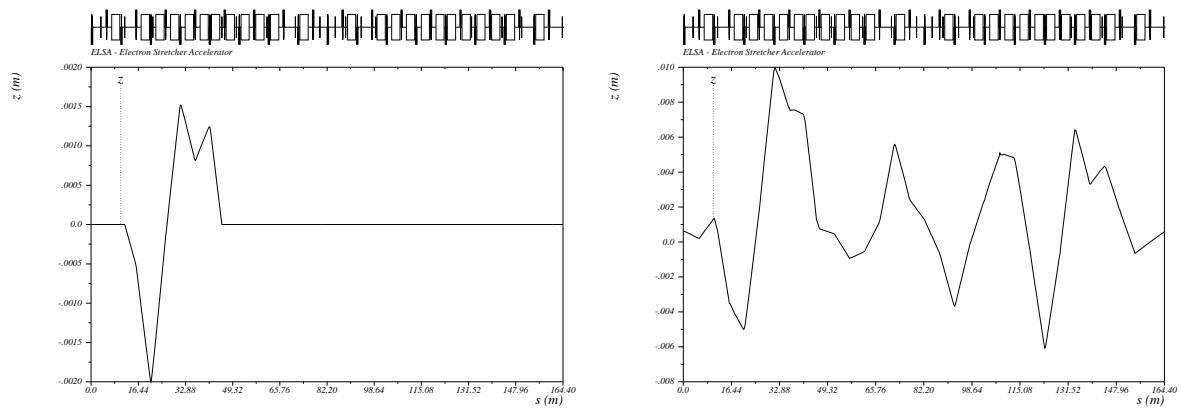
6.3.1 Harmonische Korrektur von Imperfektionsresonanzen

Um die Depolarisation durch das Kreuzen der dritten Imperfektionsresonanz bei 1.32 GeV zu minimieren, wurde eine harmonische Korrektur der Gleichgewichtsbahn mittels zweier geschlossener vertikaler Beulen durchgeführt. Bei diesen Messungen in 1997, die die prinzipielle Wirksamkeit der Methode demonstrieren sollten, wurden die Beulen statisch jeweils mit Hilfe von drei Korrektormagneten erzeugt.

Durch Zufall war bereits eine der beiden Beulen (und zwar diejenige um den Quadrupol QD5 von ELSA) in Phase mit den die Resonanz treibenden Störmagnetfeldern. Deshalb ist nur die Amplitude dieser Beule in Abbildung 6.8 aufgetragen. Ihre Form ist in Abbildung 6.7 (a) wiedergegeben.

Die in der Abbildung 6.8 eingetragenen Meßpunkte geben Resonanzstärken an und wurden aus den gemessenen Änderungen der Polarisation mit Hilfe der Froissart-Stora-Gleichung (Gleichung 2.81) errechnet. Als Funktion, die an die Meßwerte angepaßt wurde, wurde eine hyperbolische Funktion mit drei Parametern benutzt, was der funktionale Zusammenhang ist, den man für die Änderung der Resonanzstärke in Abhängigkeit von einer Beule der Gleichgewichtsbahn erwartet. Abgesehen von einer geringen Abweichung für eine große negative Beulenamplitude durch Sättigungseffekte der Korrektormagnete (in diesem Fall war die Beule nicht mehr vollständig geschlossen), folgen die Meßwerte dem Verlauf der Hyperbel sehr gut.

Die Anpassung der Hyperbel liefert nun die optimale Amplitude der Beule und eine verbleibende Reststärke der Resonanz bei optimaler Korrektur (mit dieser Beule). Diese Reststärke der Resonanz beträgt $2 \cdot 10^{-4}$, was einer Restdepolarisation von etwa 4% an dieser Resonanz entspricht. Die gestrichelte Linie gibt die Resonanzstärken an, die man für die jeweiligen Beulenamplituden unter Ausnutzung der Meßwerte der Gleichgewichtsbahn berechnet. Sie stimmt gut mit der Messung der Resonanzstärken überein.



(a) Form der verwendeten Beule der vertikalen Gleichgewichtsbahn

(b) resultierende vertikale Gleichgewichtsbahn nach der Korrektur

Abb. 6.7: Zur Korrektur der Imperfektionsresonanz bei 1.32 GeV verwendete geschlossene vertikale Beule und resultierende vertikale Gleichgewichtsbahn bei korrigierter Resonanzstärke (entsprechend einer Beulenamplitude von 7 mm am Quadrupol QD5). Zu beachten ist, daß aus programmtechnischen Gründen die Abweichungen der Gleichgewichtsbahn in MAD mit einem invertierten Vorzeichen behandelt werden müssen. Deshalb entsprechen hier negative Werte einer positiven vertikalen Orientierung in ELSA und umgekehrt.

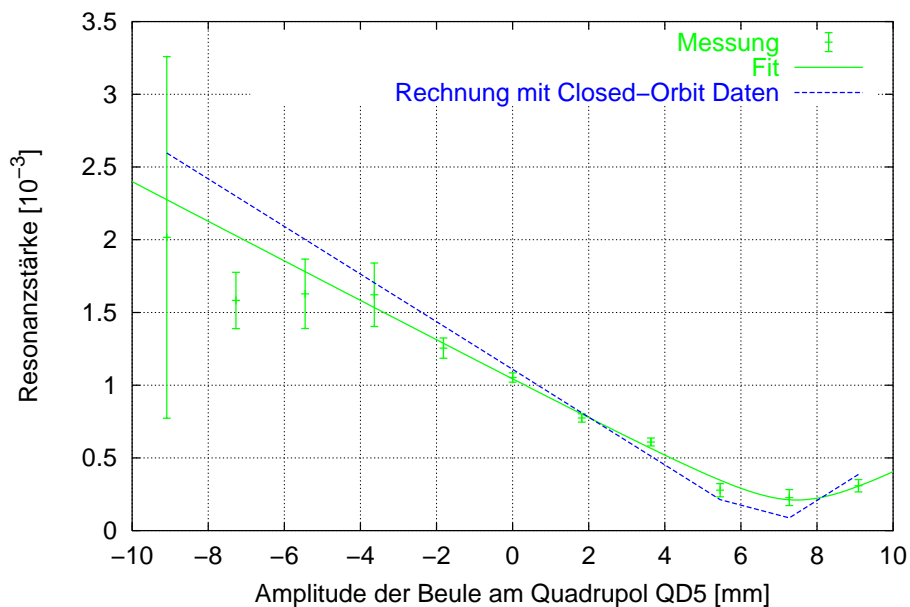


Abb. 6.8: Harmonische Korrektur der dritten Imperfektionsresonanz mit Hilfe einer vertikalen Beule in der Gleichgewichtsbahn des Elektronenstrahls.

In Abbildung 6.7 (b) ist die vertikale Gleichgewichtsbahn gezeigt, die sich nach der harmonischen Korrektur ergab. Man sieht deutlich die große Amplitude der lokalen Beule in der Gleichgewichtsbahn. Dies ist ein erheblicher Nachteil der in diesem Fall verwendeten Korrekturmethode, bei der man nur wenige Korrekturmagnete einsetzt. Aus diesem Grund und weil die Stärke der Korrekturmagnete für die Korrektur der Imperfektionsresonanzen bei höherer Energie in ELSA nur dann ausreicht, wenn man zur Korrektur jeder Resonanz jeweils (fast) alle Korrekturmagnete benutzt, werden bei ELSA in Zukunft jeweils alle Korrektoren benutzt werden. Dann ist die Störung der vertikalen Gleichgewichtsbahn durch eine harmonische Korrektur erheblich schwächer (vergleiche Abschnitt 4.5.2).

Mit dieser Messung konnte also erfolgreich demonstriert werden, daß eine harmonische Korrektur bei ELSA möglich ist. Zudem reicht die Stabilität der Netzgeräte nach einmaliger Optimierung der Korrektur aus, um zumindest über einige Stunden – wie im Verlaufe dieser Messungen – keine Driften der Resonanzstärke zu erhalten. Zum Zeitpunkt der Messungen waren die Korrekturmagnete allerdings noch nicht in der Lage, schnelle Stromrampen zu generieren. Deshalb mußte der Test auf die Korrektur dieser einen Resonanz beschränkt bleiben.

Um die harmonische Korrektur auch bei höheren Energien erfolgreich anwenden zu können, erfolgte dann im Jahr 1998 eine Erweiterung des Korrektorsystems. Die aktuellen Parameter der Korrekturmagnete, vor allem die mögliche Rampgeschwindigkeit von etwa 3 A/s wurden bereits in Abschnitt 4.5.2 genannt und diskutiert.

6.3.2 Verringerung der Phasenraumkopplung

Ebenfalls bei den Strahlzeiten in 1997 wurde erfolgreich eine Methode getestet, um die Stärke der intrinsischen Resonanzen zu verringern. Im Standardbetrieb wurde ELSA ursprünglich mit Betatronarbeitspunkten ($Q_x \approx 4.59$, $Q_z \approx 4.57$) betrieben, die in der Nähe einer relativ starken Differenzkopplungsresonanz lagen ($Q_x - Q_z = 0$). Hierdurch ergab sich eine verhältnismäßig große Phasenraumkopplung und somit eine große vertikale Emittanz. Dies spielte bisher für die Experimente der Mittelenergiephysik aber nur eine untergeordnete Rolle. Ausgehend von einem Wunsch der Nutzer von Synchrotronlicht an ELSA wurde eine neue Optik für den Speicherringbetrieb eingeführt [76].

Bei dieser veränderten Optik mit einem vertikalen Arbeitspunkt von $Q_z \approx 4.43$ liegen nur durch die Superperiodizität unterdrückte Koppelresonanzen in der Umgebung des Arbeitspunktes. Hierdurch ergibt sich auch ohne eine aktive Kopplungskorrektur mit verdrehten Quadrupolen eine erheblich niedrigere Phasenraumkopplung.

Gegenüber der ursprünglichen Optik verringert sich die Phasenraumkopplung von etwa 10 bis 15% auf etwa 2 bis 3% und damit die Stärke aller intrinsischen Resonanzen auf etwas weniger als die Hälfte ihres Ursprungswertes. Dies konnte in Messungen für die intrinsischen Resonanzen bei 1.5 und 2.0 GeV auch verifiziert werden. Für die Resonanz bei 1.5 GeV reduzierte sich hierdurch nochmals die bereits vorher kleine Depolarisation auf etwa die Hälfte. Die intrinsische Resonanz bei 2.0 GeV ist zwar auch in diesem Fall noch so stark, daß die Sprungquadrupole zu ihrer Kompensation benötigt werden, aber durch die Verringerung der Resonanzstärke verringert sich analog auch die benötigte Amplitude des Arbeitspunktsprunges (siehe Abschnitt 6.3.5).

Bei zukünftigen Messungen mit polarisierten Elektronen sollte deshalb immer darauf geachtet werden, daß für ELSA die Optik mit verkleinerter vertikaler Emittanz benutzt wird.

6.3.3 Verringerung der Resonanzstärke der Imperfektionsresonanzen durch Magnetjustage

Von diesem Abschnitt an werden nun die Ergebnisse der Meßperiode im Januar 1999 beschrieben. In ihrem Verlauf wurden alle Verbesserungen, die in der Zwischenzeit bezüglich der Justage der Hauptma-

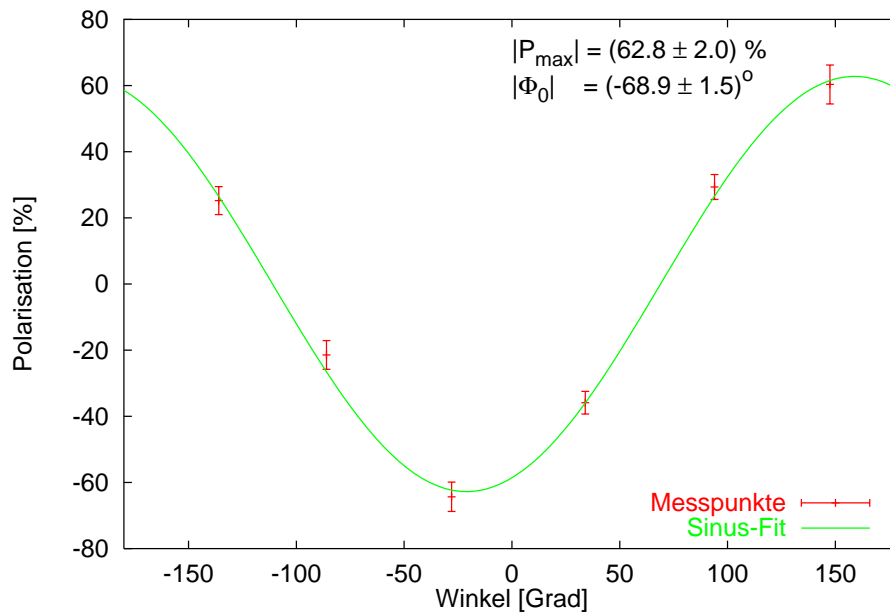


Abb. 6.9: Abhängigkeit der gemessenen Endpolarisation am neuen Møller-Polarimeter von der Spinorientierung an der polarisierten Quelle.

gnete von ELSA, der Erweiterung der Strahldiagnoseeinrichtungen und vor allem der Erweiterung der Korrekturmöglichkeiten für depolarisierende Resonanzen vorgenommen worden waren, verifiziert.

Ein wesentlicher Unterschied zu den früheren Meßperioden lag in der Verwendung eines neuen Møller-Polarimeters. Es wurde bereits im Abschnitt 3.3.1 kurz vorgestellt. Es funktionierte während der gesamten Meßzeit sehr zuverlässig und es war aufgrund der vergrößerten Akzeptanz möglich, den gleichen statistischen Fehler der Meßergebnisse in weniger als einem Drittel der Meßzeit zu erreichen, die mit dem alten Polarimeter notwendig war. Darüberhinaus war die Zahl der Untergrundereignisse äußerst gering und es zeigten sich bei den verschiedenen Energien auch keine systematischen Probleme.

Die Messungen wurden weiterhin mit der polarisierten 120-keV Quelle durchgeführt, die mit demselben Superlattice-Kristall ausgerüstet war wie bei den früheren Strahlzeiten. Die Ströme und die Lebensdauer der Quantenausbeute der Quelle lagen ebenfalls in den gleichen Bereichen wie anderthalb Jahre zuvor.

Als erster Test der Funktionsfähigkeit des neuen Polarimeters wurde die gleiche Optimierung der Spinorientierung vor dem Einschub in das Booster-Synchrotron durchgeführt, die bereits für die Strahlzeit 1997 in Abschnitt 6.1 beschrieben wurde. Es ergab sich nahezu das gleiche Ergebnis wie bei der früheren Messung (siehe Abbildung 6.9), womit die prinzipielle Funktionsfähigkeit des Polarimeters bestätigt wurde. Als Maximalwert für die Polarisation ergab sich diesmal $(62.8 \pm 2.0 \pm 3.0)\%$, was sehr gut mit den früher ermittelten 63.2% übereinstimmt. Insgesamt läßt sich also auch folgern, daß die Spintransfereffizienz durch die Vorbeschleuniger zeitlich sehr konstant ist.

Nachdem somit die Verwendbarkeit des Polarimeters für Messungen nachgewiesen war und der Spintransfer von der polarisierten Quelle bis ELSA optimiert war, konnten die Studien der depolarisierenden Resonanzen und ihre Korrektur wieder aufgenommen werden. Dabei wurde zunächst die Imperfektionsresonanz bei 1.32 GeV untersucht ($\gamma a = 3$), um festzustellen, wie sich die Rejustierung der Hauptmagnete und die damit einhergehende erhebliche Verringerung der Abweichungen der vertikalen Gleichgewichtsbahn von den magnetischen Mitten der Quadrupole auf die Resonanzstärken der Imperfektionsre-

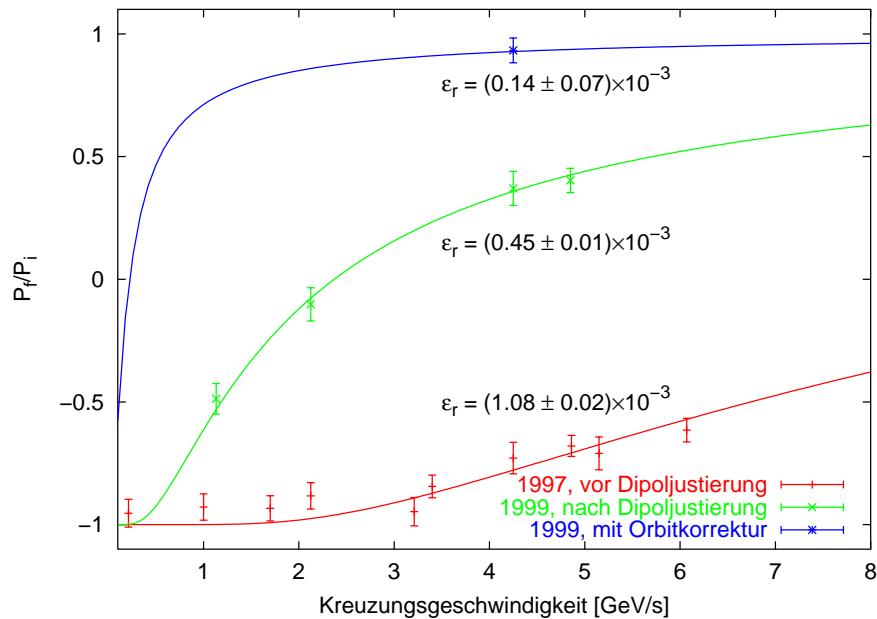


Abb. 6.10: Einfluß der dritten Imperfektionsresonanz ($\gamma a = 3$) auf die Polarisation in ELSA (Extraktionsenergie 1.37 GeV). Verglichen sind die Werte vor und nach der Rejustierung der Hauptdipolmagnete von ELSA. Zusätzlich ist ein Meßwert eingezeichnet, bei dem die vertikale Gleichgewichtsbahn global korrigiert war.

sonanzen auswirkt. Das Resultat dieser Messungen ist in Abbildung 6.10 zum Vergleich zusammen mit den Ergebnissen der Messungen von 1997 wiedergegeben.

In der Tat ergab sich, wie es aufgrund der Reduzierung der mittleren Abweichungen der vertikalen Gleichgewichtsbahn (von knapp 3 mm auf etwa 1 mm) erwartet worden war, eine Reduzierung der Resonanzstärke dieser Imperfektionsresonanz um etwa einen Faktor zweieinhalb. Auch die Berechnungen der Resonanzstärken für die Imperfektionsresonanzen bei höheren Energien liefern eine ähnliche Reduktion, wenn man die aktuellen Werte für die vertikale Gleichgewichtsbahn verwendet. Die Rejustierung vor allem der Verkippung der Dipolmagnete von ELSA trägt damit erheblich zu einer Verringerung der Anforderungen für die harmonischen Korrektur der Imperfektionsresonanzen bei.

Zusätzlich stand bei diesen Messungen zum ersten Mal auch mit polarisiertem Strahl das neue Monitorsystem zur schnellen Messung der Gleichgewichtsbahn zur Verfügung. Es bewährte sich bei diesem Einsatz sehr gut und war in der Lage, auch für die kleinen Ströme, die während dieser Strahlzeit aufgrund einer schlechten Transmission durch den Linac erreicht wurden, die Gleichgewichtsbahn zuverlässig zu messen. Aus den Meßwerten des Monitorsystems wurde nun eine globale Korrektur für die Gleichgewichtsbahn berechnet und die Korrekturdipole mit dieser Korrektur synchron zur Rampe der Hauptmagnete von ELSA mitgefahren. Hierdurch konnte während der gesamten Rampzeit eine mittlere Abweichung der vertikalen Gleichgewichtsbahn von den Mitten der Quadrupole von unter $300 \mu\text{m}$ erreicht werden. Damit wurde die Resonanzstärke weiter reduziert und zwar etwa auf ein Drittel, wie ebenfalls in Abbildung 6.10 zu sehen ist. Damit ergibt sich bei hohen Rampgeschwindigkeiten, die in dieser Strahlzeit allerdings aus technischen Gründen auf etwa 5 GeV/s begrenzt waren, eine Depolarisation von nur noch 4 bis 5%. Solch kleine Resonanzstärken sind sehr gut mittels einer harmonischen Korrektur mit Hilfe der Korrekturdipole zu kompensieren. Eine solche Korrektur wurde auch durchgeführt, sie ist für den Fall der Imperfektionsresonanz bei 1.76 GeV im nachfolgenden Abschnitt beschrieben.

6.3.4 Dynamische harmonische Korrektur von Imperfektionsresonanzen

Als nächster Schritt wurde untersucht, ob mit dem verbesserten System der Korrektormagnete eine harmonische Korrektur möglich ist, die dynamisch während der Rampe gesetzt wird. Die entsprechenden Amplituden für diese Korrektur werden also erst nach dem Kreuzen der vorangegangenen depolarisierenden Resonanz (bzw. für die erste Resonanz nach Beendigung der Injektionsphase) angefahren und rechtzeitig vor dem Durchqueren der nächsten Resonanz (oder dem Beginn der Extraktionsphase) wieder zurückgenommen. Wie bereits im Abschnitt 4.5.2 erläutert, wird die harmonische Korrektur auf eine bereits aufgrund der Meßwerte des Monitorsystems vorkorrigierte Gleichgewichtsbahn zusätzlich angewendet. Dabei werden alle Korrektormagnete für die harmonische Korrektur benutzt. Das nun verwendete Korrekturverfahren unterscheidet sich also deutlich von dem Prinziptest für die harmonische Korrektur, wie er im vorausgegangenen Abschnitt 6.3.1 beschrieben wurde.

In Abbildung 6.11 ist das Resultat einer dynamisch während der Rampphase gesetzten harmonischen Korrektur unter Verwendung aller Korrekturdipolmagnete für die Imperfektionsresonanz bei 1.76 GeV ($\gamma a = 4$) gezeigt. In Teilabbildung (a) wurde die Amplitude der Sinuskomponente der Störung der Gleichgewichtsbahn mit Hilfe sämtlicher Korrekturdipolmagnete variiert. Wie man sieht, liegt das Optimum für die Korrektur aufgrund der vorkorrigierten Gleichgewichtsbahn bereits sehr nah bei einer Amplitude von Null. Der Verlauf der Meßpunkte läßt sich sehr gut durch die theoretisch erwartete Kurve anpassen (die Resonanzstärke sollte sich in Abhängigkeit von der Amplitude der harmonischen Korrektur hyperbelförmig ändern). Der optimale Wert für die Amplitude der Sinuskomponente von 0.005 mrad entspricht einem maximalen Strom der Korrektormagnete von etwa 0.01 A, was weit unterhalb der mit den Korrektormagneten erreichbaren Werte liegt.

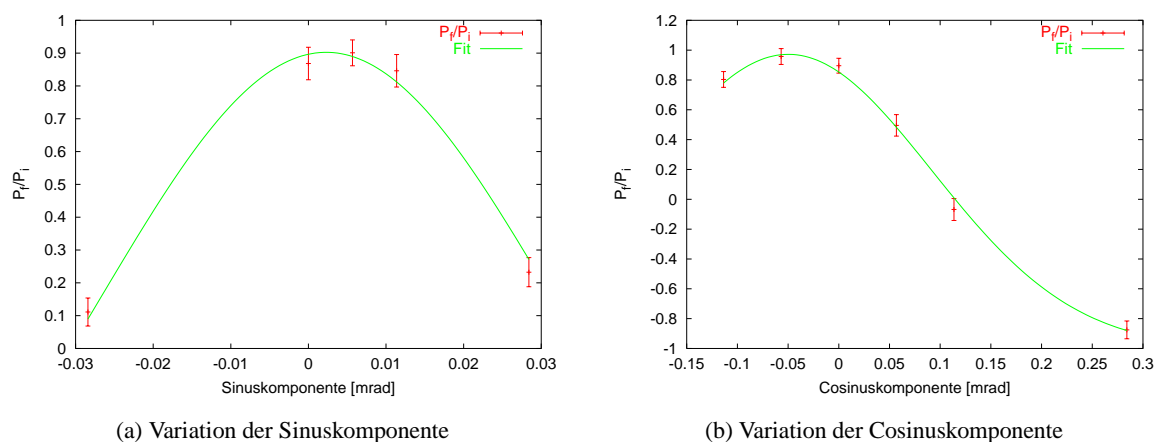


Abb. 6.11: Harmonische Korrektur der vierten Imperfektionsresonanz mit Hilfe einer globalen harmonischen Störung der Gleichgewichtsbahn des Elektronenstrahls.

In Teilabbildung (b) ist die Abhängigkeit der Polarisationsänderung von der Amplitude der Cosinuskomponente der harmonischen Korrektur gezeigt. Auch hier liegt die optimale Amplitude wieder bei relativ kleinen Werten von -0.05 mrad. Dies entspricht einem maximalen Korrektorstrom von etwa 0.1 A und liegt damit ebenfalls gut innerhalb der Möglichkeiten des Korrektorsystems. Wiederum läßt sich der Verlauf sehr gut durch eine Anpassung mit der theoretisch erwarteten Kurve wiedergeben. Nachteilige Auswirkungen von Hystereseeffekten konnten nicht nachgewiesen werden.

Durch Kombination beider Komponenten ließ sich die Depolarisation bereits nach einer Iteration der Korrektur (die allerdings mehrere Stunden Meßzeit erforderte) gegenüber den etwa 5%, die alleine

mit der globalen Korrektur der Gleichgewichtsbahn erreicht worden waren, auf etwa 1 bis 2% reduzieren. Dies entspricht bereits dem aufgrund der Meßgenauigkeit des Polarimeters in akzeptabler Meßzeit erreichbaren Optimum.

Insgesamt wurde mit den vorgestellten Messungen erfolgreich demonstriert, daß die harmonische Korrektur auch dynamisch während der Energierampe erfolgen kann. Die benötigten Stärken der Korrektormagnete waren dabei aufgrund der Vorkorrektur der Gleichgewichtsbahn mit Hilfe der Meßwerte des Monitorsystems hinreichend klein. Somit gibt es, wenn man die Ergebnisse der Simulationsrechnungen für die Resonanzen bei höheren Energien miteinbezieht, keine ungelösten prinzipiellen Schwierigkeiten mehr bei der Korrektur von Imperfektionsresonanzen. Es ist aber für jede Resonanz ein erheblicher Zeitaufwand für die Korrektur notwendig. Um Depolarisationen im Bereich von 1% zu erreichen wird wohl bei jeder Strahlzeit eine neue Optimierung der harmonischen Korrektur notwendig sein. Hier läge ein erheblicher Vorteil, wenn das Compton-Polarimeter verwendet werden könnte, da dann zumindest die zeitaufwendige Optimierung der Extraktion und der Strahlführung für das externe Møller-Polarimeter bei jedem Energiewechsel entfallen würde.

6.3.5 Kreuzung intrinsischer Resonanzen mit den Sprungquadrupolen

Das Hauptziel der Meßperiode im Januar 1999 war die Inbetriebnahme der Sprungquadrupole und der detaillierte Test ihrer Wirkung auf die Resonanzkreuzung einer starken intrinsischen Resonanz. Die in den vorausgegangenen Abschnitten beschriebenen Messungen bereiteten diesen Test unmittelbar vor, da die erste starke intrinsische Resonanz im relevanten Energiebereich von ELSA bei etwa 2.0 GeV liegt. Für eine Testmessung bei dieser Resonanz mußten also zunächst alle zwischen der Injektionsenergie von 1.2 GeV und dieser Energie liegenden Resonanzen korrigiert werden.

Für die Studie der Resonanzkreuzung der intrinsischen Resonanz bei 2.0 GeV ($\gamma a = Q_z$) unter Verwendung der Sprungquadrupole wurde der Strahl bei 2.1 GeV extrahiert und die Rampe der Hauptmagnete von ELSA zwischen der Injektionsenergie von 1.2 GeV und der Extraktionsenergie wurde für alle Messungen mit einer festen Rampengeschwindigkeit von etwa 4.1 GeV/s durchgeführt. Während der Messungen war eine Korrektur der beiden Imperfektionsresonanzen bei 1.32 und 1.76 GeV gesetzt, wodurch ein Polarisationsgrad von etwa 51% ($Q_z = 4.575$) bzw. 54% ($Q_z = 4.431$) bis unterhalb der intrinsischen Resonanz bei 2.0 GeV erhalten blieb. Dies war jeweils die Ausgangspolarisation für die nachfolgenden Tests der Sprungquadrupole.

Der erste Test fand bei einem vertikalen Betatronarbeitspunkt von $Q_z = 4.575$ (eingestellter Sollwert statt). Dies ist der bisher übliche Standardarbeitspunkt für den Nachbeschleunigungsmodus, der aber eine relativ große Phasenraumkopplung und somit eine große vertikale Emittanz und Resonanzstärke zur Folge hat. Dadurch ist dies ein Test unter möglichst ungünstigen Bedingungen für die Sprungquadrupole. Der vertikale Arbeitspunkt wurde während der Energierampe etwa zum Zeitpunkt der Resonanzquerung gemessen, er betrug dort $Q_z = 4.569$, womit die intrinsische Resonanz bei 2.013 GeV liegt. Die Amplitude des Arbeitspunktsprunges wurde auf den für diesen Anfangsarbeitspunkt maximal ohne Strahlverlust möglichen Wert von $\Delta Q_z = -0.065$ ($I_{sq} = -160$ A) gesetzt. Die Anstiegszeit des Strompulses wurde auf 10 μ s und die Abfallzeit auf 17 ms gesetzt. Dann wurde der Sprungzeitpunkt um den optimalen Zeitpunkt herum variiert. Dieser läßt sich aus der eingestellten Sprungamplitude, dem gemessenen Arbeitspunkt und der Energierampe der ELSA-Hauptmagnete errechnen. Für die Injektionsenergie von 1.2 GeV, die Rampengeschwindigkeit von 4.1 GeV/s und die oben genannten Parameter des Sprunges ergibt sich eine Zeit von etwa 196 ms nach dem Start der Energierampe, dies sind 656 ms nach dem Zyklustrigger. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 6.12 (a) wiedergegeben.

Das Verhältnis aus Anfangs- und Endpolarisation, das sich ohne Verwendung der Sprungquadrupole ergibt, ist als horizontale Linie eingetragen. Man sieht deutlich, daß die Sprungquadrupole, sofern der Pulszeitpunkt in einem Bereich von etwa 10 ms um den idealen Wert liegt, eine erhebliche Verrin-

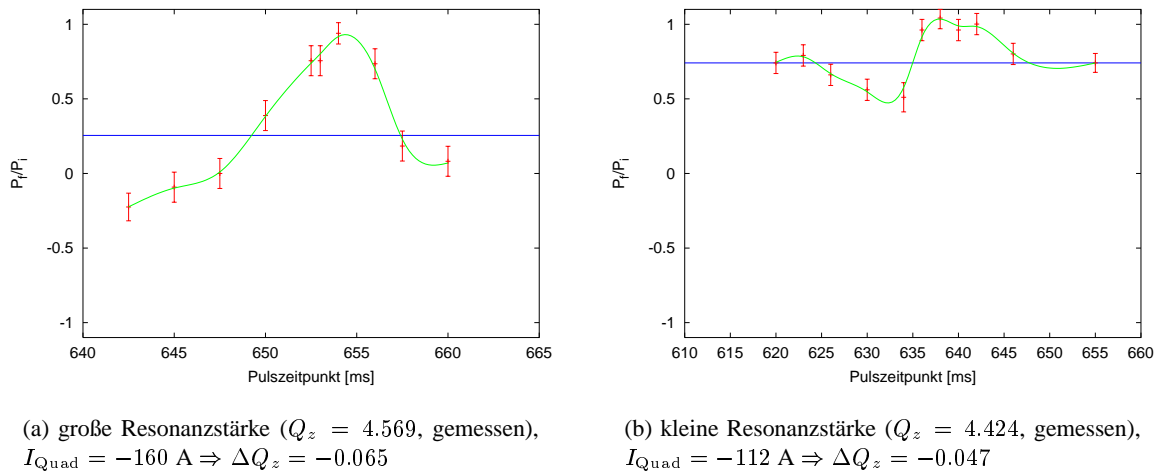


Abb. 6.12: Abhängigkeit der Depolarisation an der intrinsischen Resonanz bei 2.0 GeV ($\gamma a = Q_z$) vom Zeitpunkt des Pulses der Sprungquadrupole.

gerung der Depolarisation bewirken. Als optimaler Zeitpunkt ergab sich 654 ms, was nur wenig vom berechneten Wert abweicht. Kommt der Sprung hingegen zu früh, so findet die Resonanzquerung auf der abfallenden Flanke des Pulses statt und somit wird die Kreuzungsgeschwindigkeit sogar vermindert, die Depolarisation also verstärkt. Kommt der Puls zu spät, so ergibt sich keine Wirkung. In der Abbildung nicht dargestellt ist, daß auch für Pulszeitpunkte ≤ 637 ms die Depolarisation verstärkt wird, obwohl der Arbeitspunktsprung dann bereits vorüber ist, wenn die Resonanzkreuzung erfolgt. Dies ist eine Auswirkung des leichten, vorübergehenden Emittanzwachstums durch den Arbeitspunktsprung.

Obwohl die relative Depolarisation für den optimalen Pulszeitpunkt bereits klein ist (etwa 5%), während sie ohne Einsatz des Sprungquadrupols etwa 75% beträgt, deutet das schmale Maximum darauf hin, daß die Sprungamplitude noch nicht groß genug war. Für den gewählten Anfangsarbeitspunkt sind noch größere Sprungamplituden aber nicht ohne Strahlverlust möglich. Eine leichte Anpassung des Arbeitspunktes während der Energierampe um einen größeren stabilen Bereich für den Sprung zur Verfügung zu haben, ist aber problemlos mit den vorhandenen Einrichtungen möglich. Aus Zeitgründen wurde diese Optimierung aber nicht durchgeführt.

Stattdessen wurde der vertikale Arbeitspunkt erheblich verändert, um noch Erfahrungen mit der für die Zukunft vorgesehen Optik zu sammeln ($Q_z = 4.431$, eingestellter Sollwert). Mit diesem vertikalen Arbeitspunkt ist die vertikale Emittanz kleiner, so daß bereits die Depolarisation an der schwachen intrinsischen Resonanz bei 1.5 GeV kleiner ist. Außerdem sind die Störungen der Gleichgewichtsbahn für diesen Arbeitspunkt geringer und lassen sich besser korrigieren, so daß auch die Depolarisation an den Imperfektionsresonanzen bei 1.32 GeV und 1.76 GeV etwas geringer ist. Hierdurch war also schon die Ausgangspolarisation unterhalb der intrinsischen Resonanz, die für diesen Arbeitspunkt bei etwa 1.95 GeV liegt, höher (54%). Der gemessene Arbeitspunkt war diesmal $Q_z = 4.424$, so daß die Resonanz genau bei 1.949 GeV lag. Der optimale Pulszeitpunkt berechnet sich dementsprechend zu 640 ms. Die maximal ohne Strahlverlust mögliche Sprungamplitude betrug nun $\Delta Q_z = -0.047$ ($I_{\text{sq}} = -112 \text{ A}$).

In Abbildung 6.12 (b) ist die Messung für die Optik mit der verringerten Stärke der intrinsischen Resonanz gezeigt. Man sieht, daß nun bereits ohne Arbeitspunktsprung der erhaltene Anteil der Polarisation erheblich höher ist, was durch die kleinere vertikale Emittanz zustande kommt. Dazu stimmt der optimale Sprungzeitpunkt von etwa 638 ms wiederum sehr gut mit dem berechneten Wert überein. Schließlich

ist diesmal das Maximum sehr breit, woraus sich schließen läßt, daß die Amplitude des Sprunges hinreichend groß ist. Für den optimalen Sprungzeitpunkt ergibt sich im Rahmen der Meßgenauigkeit des Polarimeters keine Depolarisation mehr. Sie ist also kleiner als etwa 2%.

6.4 Erreichte Polarisationsgrade

In diesem Abschnitt sollen noch einmal die Erfahrungen der verschiedenen Strahlzeiten mit polarisierten Elektronen zusammengefaßt werden und Zahlenwerte für die erreichten Polarisationsgrade des Elektronenstrahls in ELSA bei verschiedenen Energien gegeben werden.

Bei den Strahlzeiten 1997 war es möglich, mit optimierten Maschineneinstellungen und einfachen Korrekturmaßnahmen eine Polarisation von etwa 60% bis 1.7 GeV und von etwa 45% bis 1.9 GeV zu erhalten. Oberhalb dieser Energie gab es dann eine starke Depolarisation an der intrinsischen Resonanz bei 2.0 GeV ($\gamma a = Q_z$). Trotz der Versuche, diese Resonanz durch gezielte Verminderung der Emittanzkopplung zu schwächen, gingen bei einer Kopplung von etwa 2% immer noch etwa 1/3 der Polarisation verloren.

Aufgrund der Synchrotronstrahlung ist es unmöglich, oberhalb von 1.5 GeV adiabatische Korrekturmethode zu nutzen. Deshalb besteht die einzige Möglichkeit, Polarisationsverluste bei dieser Resonanz (und ebenso bei den intrinsischen Resonanzen bei höherer Energie) zu vermeiden, darin, gepulste Quadrupole zur schnellen Änderung des Betatronarbeitspunktes einzusetzen. Ein System aus gepulsten Quadrupolen wurde deshalb entworfen, gebaut und erfolgreich in Betrieb genommen.

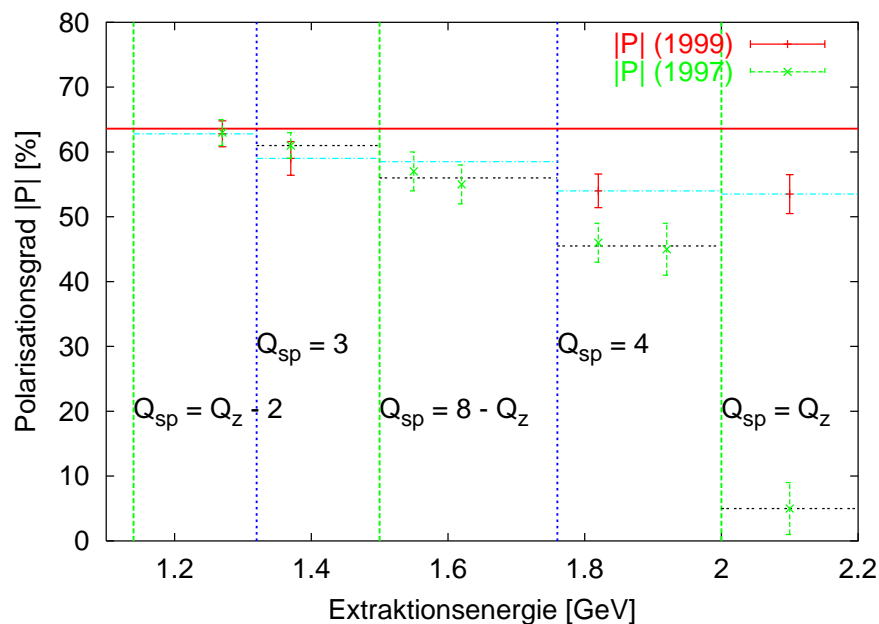


Abb. 6.13: Erreichte Polarisationsgrade bei verschiedenen Extraktionsenergien.

Die Polarisationsgrade, die bei den verschiedenen Extraktionsenergien erreicht wurden, sind in Abbildung 6.13 zusammengefaßt. Dort sind ebenfalls die Polarisationswerte, die bei der Strahlzeit im Januar 1999 erreicht wurden, eingetragen. Wie man erkennen kann, sind sie vor allem bei den Energien oberhalb von 1.76 GeV deutlich höher als die Werte von 1997. Nur bei 1.37 GeV ist die Polarisation etwas niedriger, weil die harmonische Korrektur der Imperfektionsresonanz bei 1.32 GeV diesmal aus Zeitgründen

noch nicht vollständig optimiert war, während 1997 dort ein schnell zu optimierender adiabatischer Spinflip verwendet worden war.

Die höheren Polarisationsgrade kommen durch eine ganze Reihe von Verbesserungen zustande. Durch die Rejustierung der Hauptdipole von ELSA wurde die Resonanzstärke der Imperfektionsresonanzen deutlich reduziert. Mit dem neuen Monitorsystem und den verbesserten Korrekturdipolen ist eine gute globale Korrektur der Gleichgewichtsbahn während der Energierampe möglich. Die harmonische Korrektur kann nun auch dynamisch während der Energierampe erfolgen und ist durch die Nutzung aller Korrekturdipolmagnete erheblich wirksamer. Mit einer Verringerung der Phasenraumkopplung wird die Stärke der intrinsischen Resonanzen verringert. Schließlich können Polarisationsverluste an den intrinsischen Resonanzen mit Hilfe des Sprungquadrupolsystems fast vollständig vermieden werden.

Die gemessenen Werte für die Stärken aller bisher studierten Resonanzen stimmen sehr gut mit den im Vorfeld durch Simulationen errechneten Werten überein und alle Korrekturmethode funktionieren wie berechnet. Damit kann davon ausgegangen werden, daß auch das Polarisationsverhalten an den bisher nicht vermessenen Resonanzen oberhalb von 2.0 GeV gut mit dem Verhalten in Simulationsrechnungen übereinstimmt und somit keine prinzipiellen Probleme mehr auftauchen werden. Allerdings ist zur Optimierung insbesondere der Imperfektionsresonanzen noch viel weitere Meßzeit notwendig. Zudem müssen die Verfahren im Routinebetrieb nach Möglichkeit noch beschleunigt werden, da die Korrektur einer Imperfektionsresonanz derzeit noch einige Stunden dauert, und es nach Simulationsrechnungen zu erwarten ist, daß die harmonische Korrektur zur Erreichung von sehr kleinen Depolarisationen von etwa 1% pro Resonanz in jeder Strahlzeit neu optimiert werden muß.

7. Zusammenfassung

Die Beschleunigung polarisierter Elektronenstrahlen in der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA an der Universität Bonn wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit intensiv in Simulationsrechnungen sowie in Messungen studiert. Dies war von direkter Relevanz für die Experimente zur Untersuchung der Spinstruktur von Nukleonen, die 1999 an ELSA beginnen und einen polarisierten Strahl als Sonde zur Durchführung ihrer Messungen benötigen.

Abgesehen vom Bau einer geeigneten Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen besteht das Hauptproblem bei der Bereitstellung hochenergetischer polarisierter Teilchenstrahlen bei ELSA in depolarisierenden Resonanzen, sowohl im Booster-Synchrotron, als auch im Stretcherring. Bezüglich der Korrektur dieser Resonanzen existierten bereits ausführliche Erfahrungen früherer Experimente an Protonenbeschleunigern. Die erste Hauptaufgabe lag deshalb darin, in Simulationsrechnungen mögliche Unterschiede zwischen der Beschleunigung polarisierter Elektronen und Protonen aufzudecken und zu untersuchen. Dabei stellten sich in der Tat erhebliche Unterschiede heraus, die aus den mit höherer Energie zunehmenden Synchrotronoszillationen der Elektronen sowie zusätzlicher Spindiffusion durch die Abstrahlung von Synchrotronlicht resultieren. Für diese Studien wurde ein neues Spintrackingprogramm (SPTRACK) implementiert, da kein anderes für diesen Zweck geeignetes Programm existierte.

Die Effekte der Synchrotronoszillationen und Synchrotronstrahlung haben erhebliche Konsequenzen für die Auswahl der möglichen Korrekturschemata für die depolarisierenden Resonanzen. Während an Protonenbeschleunigern in den letzten Jahren immer häufiger adiabatische Korrekturmethode Anwendung finden, bei denen die Stärke der Resonanz künstlich erhöht wird, wodurch dann ein vollständiger Spinflip bei der Resonanzkreuzung erfolgt, und die den erheblichen Vorteil einer kleinen Optimierungszeit und geringerer Empfindlichkeit auf Langzeitschwankungen besitzen, sind diese Methoden bei Elektronenstrahlen nicht anwendbar.

Aufbauend auf diesen Rechnungen wurde als Korrekturschema für ELSA die Verwendung einer harmonischen Korrektur für Imperfektionsresonanzen, das ist der Resonanztyp, der durch Magnet- und Aufstellungsfehler zustande kommt, gewählt. Dabei werden gezielt die harmonischen Komponenten der Störmagnetfelder, die die entsprechende Resonanz treiben, durch zusätzliche Magnetfelder kompensiert. Für intrinsische Resonanzen, die durch die vertikalen Betatronschwingungen der Elektronen verursacht werden, wurde das Konzept eines Sprungquadrupolsystems gewählt, das die Kreuzungsgeschwindigkeit zum Zeitpunkt der Resonanzquerung durch eine schnelle Änderung des vertikalen Betatronarbeitspunktes erhöht.

Um die Korrekturen depolarisierender Resonanzen durchführen zu können, wurde das Sprungquadrupolssystem für ELSA entworfen, gebaut und in die Beschleunigeranlage integriert. Darüber hinaus wurden Verbesserungen an den Korrekturdipolmagneten vorgenommen, die für die Korrektur der Gleichgewichtsbahn des Elektronenstrahls verwendet werden.

In mehreren Meßperioden wurde zunächst das Verhalten der Polarisation während der Beschleunigung in ELSA und damit die Spindynamik des Elektronenstrahls intensiv untersucht. Dabei konnten die Voraussagen bezüglich der Stärke der depolarisierenden Resonanzen verifiziert werden und die Auswirkungen der Synchrotronoszillationen und Synchrotronstrahlung auf die Resonanzquerung zum ersten Mal bei einem Beschleuniger quantitativ studiert werden. Alle auftretenden Effekte konnten mittels Spintrackingstudien gut verstanden werden. Zudem wurden die Korrekturmethode für die beiden Hauptty-

pen der depolarisierenden Resonanzen erfolgreich mit polarisiertem Strahl erprobt. Die harmonische Korrektur von Imperfektionsresonanzen erlaubt es, die Restdepolarisation bei mehreren Imperfektionsresonanzen auf etwa 1 bis 2% zu reduzieren, was innerhalb der Meßgenauigkeit des Polarimeters liegt. Ebenso wurde eine der drei starken intrinsischen Resonanzen mit Hilfe des Sprungquadrupolsystems schnell gekreuzt, so daß auch hier die Restdepolarisation etwa 1 bis 2% betrug. Dabei wurden die beiden Sprungquadrupole über einige Tage im Dauerbetrieb erfolgreich getestet.

Mit Hilfe aller dieser Maßnahmen wurde ein polarisierter Elektronenstrahl im Januar 1999 ohne nennenswerte Depolarisation bis zu einer Energie von 2.1 GeV beschleunigt. Hierbei fanden alle bei ELSA benötigten Korrekturmechanismen bereits Anwendung und funktionierten erfolgreich. Simulationsrechnungen, dabei handelt es sich vor allem um Spintracking mit SPTRACK, unter Berücksichtigung der bei höheren Energien immer stärker werdenden Effekte der Synchrotronschwingungen und Synchrotronstrahlung, sagen keine prinzipiellen Probleme bei der Erweiterung des Energiebereiches bis zur Maximalenergie von ELSA voraus. Es ist damit nur noch zusätzliche Meßzeit erforderlich, um einen Strahl mit einem Polarisationsgrad von etwa 40 bis 50% (bei Verwendung eines nochmals verbesserten Superlattice-Kristalls in der polarisierten Quelle auch 60%) bis zur Maximalenergie von ELSA zur Verfügung zu stellen.

Anhang A

Auswirkungen der Synchrotronstrahlung auf die Spinbewegung

In diesem Anhang werden in den ersten Abschnitten kurz die Rechengrundlagen angegeben, auf denen die analytische Behandlung der Resonanzkreuzung unter Berücksichtigung der Synchrotronlichteffekte basieren. Zudem wird das Prinzip des Spintrackingprogramms SPTRACK erklärt. Anschließend wird eine kurze Einführung in den Sokolov-Ternov-Effekt der Selbstpolarisation gegeben und erläutert, welche Bedeutung er bei ELSA besitzt.

A.1 Spindiffusion bei der adiabatischen Resonanzkreuzung

A.1.1 Analytische Behandlung

Um die relevanten Vorgänge bei der Beschleunigung polarisierter Elektronen in ELSA zu verstehen, muß in den Simulationen die Spinbewegung während der Querung einer einzelnen, isolierten Resonanz berechnet werden. Diese Resonanz dominiert die Spinbewegung in ihrer Umgebung vollständig, so daß man die vereinfachte Bewegungsgleichung für die Spinoren (Gleichung 2.74) als Ausgangspunkt der Rechnungen nutzen kann. Wenn man zusätzlich annimmt, daß die Rampgeschwindigkeit der Hauptmagnete während der Resonanzquerung konstant ist, und eine Substitution der Wellenfunktionen mit $\psi = \exp\left(i\left(\frac{1}{4}\alpha\theta^2 - \frac{1}{2}\phi_0\right)\sigma_z\right)\varphi$, wobei ϕ_0 eine beliebige Anfangsphase ist, vornimmt, so läßt sich die Bewegungsgleichung für die neue Wellenfunktion φ folgendermaßen aufspalten:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{i}{2}(\mathcal{H}_0 + \Delta\mathcal{H})\varphi, \quad (\text{A.1})$$

$$\mathcal{H}_0 = \begin{pmatrix} -t & \frac{\epsilon_r}{\sqrt{\alpha}} \\ \frac{\epsilon_r^*}{\sqrt{\alpha}} & t \end{pmatrix}, \quad (\text{A.2})$$

$$\Delta\mathcal{H} = \begin{pmatrix} \frac{\gamma a \frac{\Delta p}{p}(t)}{\sqrt{\alpha}} & 0 \\ 0 & -\frac{\gamma a \frac{\Delta p}{p}(t)}{\sqrt{\alpha}} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.3})$$

wobei t die Zeit ist.

Diese Gleichung kann man in Störungsrechnung lösen, unter der Annahme, daß $\Delta\mathcal{H}$ nicht zu groß ist [110]. Für den Fall $\Delta\mathcal{H} = 0$ wurde die Gleichung bereits von Froissart und Stora gelöst und die Änderung der Polarisation ist in diesem Fall durch Gleichung 2.81 gegeben. In der Störungsrechnung setzt man die Lösung von Froissart und Stora in obige Gleichungen ein und berechnet dann die Abweichung von dieser Lösung. Die zwei unabhängigen Lösungen der ungestörten Gleichung $\frac{d\varphi}{dt} = \frac{i}{2}\mathcal{H}_0\varphi$ seien durch $\varphi_1(t)$ und $\varphi_2(t)$ gegeben. Dann kann man die Lösung der gestörten Gleichung bezüglich der

Lösung der ungestörten Gleichung entwickeln:

$$\varphi(t) = C_1(t) \cdot \varphi_1(t) + C_2(t) \cdot \varphi_2(t), \quad (\text{A.4})$$

wobei $|C_1(t)|^2 + |C_2(t)|^2 = 1$ ist und die Anfangsbedingung bei $t = -\infty$

$$C_1(-\infty) = 1 \quad \text{und} \quad C_2(-\infty) = 0 \quad (\text{A.5})$$

lautet. Die Polarisation nach der Resonanzkreuzung, also für $t = \infty$, ergibt sich dann zu

$$P = (1 - \Delta P) \varphi_1^* \sigma_z \varphi_1, \quad (\text{A.6})$$

wobei $\varphi_1^* \sigma_z \varphi_1$ die Endpolarisation für die ungestörte Gleichung ist, sich also gemäß der Froissart-Stora-Gleichung berechnen läßt und ΔP die Abweichung von der Froissart-Stora-Gleichung wiedergibt:

$$\Delta P = 2 \cdot \lim_{t \rightarrow +\infty} \langle |C_2(t)|^2 \rangle. \quad (\text{A.7})$$

Um die Gleichung A.1 lösen zu können, benötigt man vor allem einen Ausdruck für die zeitliche Entwicklung der Impulsabweichung der Teilchen. Dieser wurde bereits früher in Gleichung 4.8 gegeben. Die aktuelle Impulsabweichung ergibt sich demnach als Summe über alle Abstrahlungen von Photonen. Die Gleichung soll hier noch einmal in einer etwas anderen Form (mit der Zeit t statt des Azimutwinkels θ als unabhängiger Variable) angegeben werden:

$$\frac{\Delta p}{p}(t) = \sum_j \frac{\Delta p_j}{p} \cos(Q_s \frac{c}{R}(t - t_j)) \Theta(t - t_j) \exp\left(-\frac{t - t_j}{\tau_E}\right), \quad (\text{A.8})$$

wobei τ_E die Dämpfungszeit in der longitudinalen Ebene ist.

Damit ergibt sich

$$C_2(\infty) = \frac{i}{2} \frac{\gamma a}{\sqrt{\alpha}} \sum_j \frac{\Delta p_j}{p} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(Q_s \frac{c}{R}(t - t_j)) \Theta(t - t_j) \exp\left(-\frac{t - t_j}{\tau_E}\right) \varphi_2^*(t) \sigma_z \varphi_1(t) dt. \quad (\text{A.9})$$

Nun muß man einige Formeln für Fourier-Integrale ausnutzen. Anschließend wird der Grenzübergang gemäß Gleichung A.7 berechnet. Dabei kann man verwenden, daß die unterschiedlichen Abstrahlungen von Photonen nicht miteinander korreliert sind, weshalb man die Bildung des Mittelwerts des Absolutquadrates einfach durchführen kann. Damit ergibt sich dann

$$\Delta P = 2 \frac{T_{\text{rev}}}{\tau_E} \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 \frac{(\gamma a)^2}{\alpha \sqrt{\alpha}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega^2 \left|G_{\frac{c}{R}}(\omega)\right|^2}{(\omega^2 - (Q_s \frac{c}{R})^2)^2 + 4 \left(\frac{\omega}{\tau_E}\right)^2} d\omega, \quad (\text{A.10})$$

wobei hier $\frac{\Delta p}{p}$ die natürliche Impulsbreite des Strahles bezeichnet und die Funktion $G_b(\omega)$ durch

$$G_b(\omega) = \frac{b}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2}} \exp\left(\frac{\omega b}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - i\pi} - \frac{\pi b^2}{8} - \frac{b^2}{4} \sqrt{1 + \tau^2} + \frac{ib^2}{4} \sinh^{-1}(\tau)\right) d\tau \quad (\text{A.11})$$

gegeben ist.

Nun läßt sich mittels numerischer Integration die Auswirkung von Synchrotronoszillationen und Synchrotronstrahlung auf die Resonanzquerung berechnen [90]. Ein Ergebnis wurde bereits in Abbildung 4.6 gezeigt.

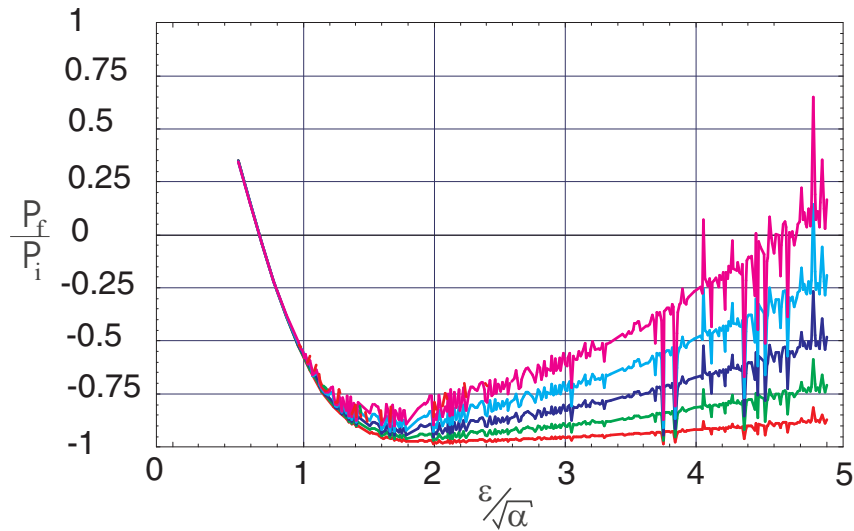


Abb. A.1: Abhängigkeit der Depolarisation durch Synchrotronstrahlung und Synchrotronoszillationen von der Amplitude der Synchrotronoszillationen. Die Rechnungen wurden für die Imperfektionsresonanz bei 1.76 GeV durchgeführt, die Stärke der Resonanz ϵ_r war auf den gemessenen Wert von $1.5 \cdot 10^{-3}$ gesetzt und die Kreuzungsgeschwindigkeit α wurde variiert. Der Scharparameter ist die Impulsunschärfe. Die unterste Kurve entspricht etwa $2/3$ der natürlichen Energiebreite und die oberste etwa der zweifachen natürlichen Energiebreite.

Aus Gleichung A.10 kann man aber auch analytisch eine Aussage über die Abhängigkeit der Depolarisation von der Energiebreite bzw. der Energie des Teilchenstrahls ableiten, sofern man die anderen Parameter wie Synchrotronarbeitspunkt und natürlich Resonanzstärke und Kreuzungsgeschwindigkeit konstant hält. Die Depolarisation hängt dann quadratisch von der Impulsunschärfe des Strahls ab.

In Abbildung A.1 ist gezeigt, wie sich die Depolarisation an der Imperfektionsresonanz bei 1.76 GeV in ELSA mit der Impulsunschärfe ändert. Dafür wird die Resonanzstärke fest auf $1.5 \cdot 10^{-3}$ gesetzt und die Kreuzungsgeschwindigkeit variiert. Die niedrigste Kurve entspricht einer Impulsunschärfe des Elektronenstrahls von etwa $2/3$ seines Gleichgewichtswerts bei dieser Energie in ELSA, die höchste etwa dem Doppelten des Gleichgewichtswerts. Die schnellen Oszillationen in den Kurven entstehen dadurch, daß die Integrale bei der numerischen Integration sehr langsam konvergieren und MATHEMATICA den Integrationsprozeß deshalb manchmal vorzeitig abbricht. Sie stellen also kein echtes Phänomen dar.

Vergleicht man die Ergebnisse der Rechnung mit den gemessenen Werten in Abschnitt 6.2.2, so sieht man, daß die Energiebreite des Strahls größer als der Gleichgewichtswert gewesen sein muß, um Rechnung und Messung miteinander in Deckung bringen zu können. In der Tat wurden während der Messung kohärente longitudinale Schwingungen beobachtet, die zu einer Vergrößerung der Energieunschärfe führen.

Um die Energieabhängigkeit der Depolarisation abzuschätzen, soll dennoch von den Gleichgewichtsimpulsunschärfen ausgegangen werden. Dann ergibt sich insgesamt eine Abhängigkeit in siebter Potenz von der Energie, da $(\gamma a)^2 \propto \gamma^2$, $\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 \propto \gamma^2$ und $\tau_E \propto \gamma^{-3}$ ist.

A.1.2 Das Spintrackingprogramm SPTRACK

Das im Rahmen dieser Arbeit erstellte Spintrackingprogramm SPTRACK benutzt Spinoren und Transfer-Matrizen in erster Ordnung (siehe Gleichungen 2.57 und 2.61 in Kapitel 2). Zudem simuliert es die

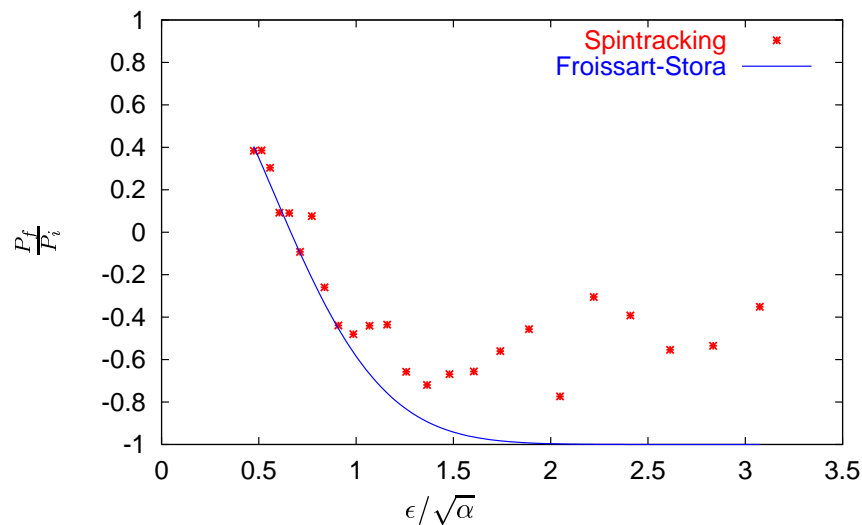


Abb. A.2: Ergebnis des Spintrackings mit SPTRACK unter Berücksichtigung Synchrotronoszillationen und Synchrotronstrahlung. Die Rechnung wurde für die Imperfektionsresonanz bei 1.76 GeV durchgeführt, die Stärke der Resonanz war auf den gemessenen Wert von $\epsilon_r = 1.5 \cdot 10^{-3}$ gesetzt und die Kreuzungsgeschwindigkeit α wurde variiert. Zusätzlich zur Gleichgewichtsennergiebreite war eine kohärente longitudinale Oszillation überlagert, die die Gesamtenergiebreite um etwa 50% vergrößerte.

Bewegung im longitudinalen Phasenraum (vergleiche Abschnitt 2.1.2) ebenfalls in erster Ordnung und sämtliche kinematischen Effekte durch die stochastische Synchrotronlichtabstrahlung (vergleiche Abschnitt 2.1.3). Die Methode der Spintransportmatrizen wurde bereits früher für Protonen verwendet und ist beispielsweise in [113] beschrieben. Es waren aber einige Erweiterungen für die Simulation der Spinbewegung bei Elektronen notwendig.

Im Protonenfall können Transfermatrizen genutzt werden, die einen kompletten Umlauf der Teilchen durch den Beschleuniger beschreiben. Dies ist deshalb möglich, weil alle relevanten Prozesse bei Protonen langsam im Vergleich zur Umlauffrequenz sind. Bei Elektronen hingegen kann bereits auf einem Umlauf eine hinreichende Zahl von Photonen ausgestrahlt werden, so daß sich die Energie bereits während des Umlaufs merklich ändert. Deshalb ist die Verwendung von Transfermatrizen für komplette Umläufe nicht möglich und es wird stattdessen eine elementweise Berechnung, die zusätzlich die Bewegung im longitudinalen Phasenraum vollständig simuliert, implementiert. Für jeden Dipol in ELSA wird hierbei eine separate Transfermatrix benutzt und am Beginn und am Ende jedes Dipolmagneten jeweils die Abstrahlung von Synchrotronlichtquanten simuliert. Als Monte-Carlo-Generator für das Spektrum der Photonen wurde die Routine aus [125] benutzt.

Beispiele von Resultaten von SPTRACK wurden schon an mehreren Stellen in dieser Arbeit gegeben. Hier soll ein Ergebnis für die Kreuzung der Imperfektionsresonanz bei 1.76 GeV in ELSA gezeigt werden (siehe Abbildung A.2), bei der an ELSA zum ersten Mal die Auswirkungen der Synchrotronstrahlung auf die Resonanzquerung beobachtet wurden. Die Streuung der Simulationsergebnisse resultiert daraus, daß aus Gründen der Rechenzeitlimitierung die Verteilung der Teilchen im longitudinalen Phasenraum für jeden Punkt mit nur 20 Teilchen angenähert werden konnte.

Die Ergebnisse von SPTRACK für das Kreuzen depolarisierender Resonanzen sind in guter Über-

einstimmung mit den Messungen. In Abbildung 6.6 wurden z.B. die Simulationsrechnungen und die Messungen an der vierten Imperfektionsresonanz bei 1.76 GeV miteinander verglichen.

A.2 Sokolov-Ternov-Effekt

A.2.1 Asymmetrie der Spinübergänge

Ein weiterer Effekt, der auf der Abstrahlung von Synchrotronlicht beruht, ist der Sokolov-Ternov-Effekt, bei dem sich bei einem gespeicherten Strahl durch eine Übergangasymmetrie bei der Abstrahlung der Photonen im Magnetfeld eine Polarisation aufbauen kann. Da dies ohne einen erzwungenen Einfluß von außen geschieht, spricht man auch von Selbstpolarisation. Allerdings ist es notwendig, beispielsweise alle in der Nähe der Speicherenergie liegenden depolarisierenden Resonanzen durch geeignete Maßnahmen in ihrer Stärke zu verringern. Der Sokolov-Ternov-Effekt kann zur Kalibration von internen Polarisimetern oder zum Studium von Eigenschaften des Beschleunigers wie zum Beispiel einer Energiekalibration eingesetzt werden.

Die Tatsache, daß die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron ein Photon emittiert, leicht vom anfänglichen Spinzustand des Elektrons abhängt, wurde zunächst theoretisch von Ternov, Lostukov und Korovina entdeckt [36]. Später leiteten Sokolov und Ternov einen vollständigen Ausdruck für die Rate der Photonenemission eines Elektrons mit gegebenem Anfangs- und Endzustand des Spins bezüglich der Richtung eines äußeren Magnetfeldes ab, indem sie die Dirac-Gleichung für dieses Problem in einem homogenen Magnetfeld lösten [1]. Die Übergangsraten sind demnach gegeben durch:

$$w(s_i, s_f) = \left(\frac{5\sqrt{3} e^2 c E}{6 \hbar c \rho m_e c^2} \right) \cdot \left\{ \begin{array}{ll} \left(1 - \frac{16\sqrt{3}}{45} \xi_0 + \frac{25}{18} \xi_0^2 - \frac{s_f}{5} \left(1 - \frac{20\sqrt{3}}{9} \xi_0 \right) \xi_0 \right) & \text{für } s_i = s_f \\ \left(\frac{1}{6} \left(1 - s_f \frac{8\sqrt{3}}{15} \right) \xi_0^2 \right) & \text{für } s_i \neq s_f \end{array} \right\}, \quad (\text{A.12})$$

wobei s_i und $s_f \in \left\{ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\}$ und ξ_0 das Verhältnis der kritischen Photonenergie E_c des Synchrotronlichtspektrums und der Elektronenenergie E ist ($\xi_0 = \frac{E_c}{E}$). ξ_0 ist für Elektronenbeschleuniger üblicherweise eine sehr kleine Größe, für ELSA ist es in der Größenordnung von 10^{-6} .

Aus obiger Formel kann man dann ableiten, daß der allergrößte Teil der Photonenabstrahlungen nicht zu einem Spinflip führt. Das Verhältnis von Emissionen, die zu einem Spinflip führen, und solchen, die zu keinem führen, beträgt:

$$\frac{(w_{\uparrow\uparrow} + w_{\downarrow\downarrow}) - (w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow})}{(w_{\uparrow\uparrow} + w_{\downarrow\downarrow}) + (w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow})} = \frac{\xi_0^2}{3} \stackrel{\text{ELSA}}{\approx} 10^{-12}. \quad (\text{A.13})$$

Die Asymmetrie der Spinflipübergänge, die zur Selbstpolarisation führt, ist durch

$$A = \frac{(w_{\uparrow\downarrow} - w_{\downarrow\uparrow})}{(w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow})} = \frac{8}{5\sqrt{3}} \approx 0.924 \quad (\text{A.14})$$

gegeben.

Während also die Wahrscheinlichkeit für einen Spinflip sehr klein ist, ist die Wahrscheinlichkeit beim Spinflip, daß ein Spinzustand antiparallel zum Magnetfeld eingenommen wird, sehr groß. Da bei hohen Energien die abgestrahlte Photonenzahl sehr groß wird, baut sich damit in einigen Minuten bis einigen Stunden [6] eine transversale Polarisation eines Elektronen- (oder Positronen-)strahls auf.

Die asymptotische Grenzpolarisation ist hoch, sie entspricht genau obigen 92.4%. Während die bevorzugte Spinausrichtung sowohl für Elektronen, als auch für Positronen antiparallel zum Magnetfeld ist, richten sich die magnetischen Momente dementsprechend einmal parallel und einmal antiparallel zum Magnetfeld aus und zwar genau so, daß sich in beiden Fällen ein Minimum der Energie einstellt. Dies ist allerdings nur ein Zufall und kann als Merkregel gebraucht werden, die Ursache hierfür ist eine andere [126].

Der Polarisationsaufbau aufgrund der radiativen Selbstpolarisation ist exponentiell:

$$P = A \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\text{pol}}}} \right), \quad (\text{A.15})$$

wobei die Zeitkonstante für die Selbstpolarisation durch

$$\frac{1}{\tau_{\text{pol}}} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{c\lambda_c r_e \gamma^5}{2\pi \rho^3} \quad (\text{A.16})$$

gegeben ist. Dabei ist λ_c die Compton-Wellenlänge.

Aufgrund der schnell mit der Energie anwachsenden Zahl der Photonen und dem langsam mit der Energie anwachsenden Verhältnis von Übergängen mit einem Spinflip zu solchen ohne einen Spinflip verringert sich die Zeitkonstante für die Selbstpolarisation sehr schnell mit der Energie. Die Abhängigkeit der Zeitkonstante von der Strahlenergie ist für ELSA und mehrere andere Beschleuniger in Abbildung A.3 gezeigt.

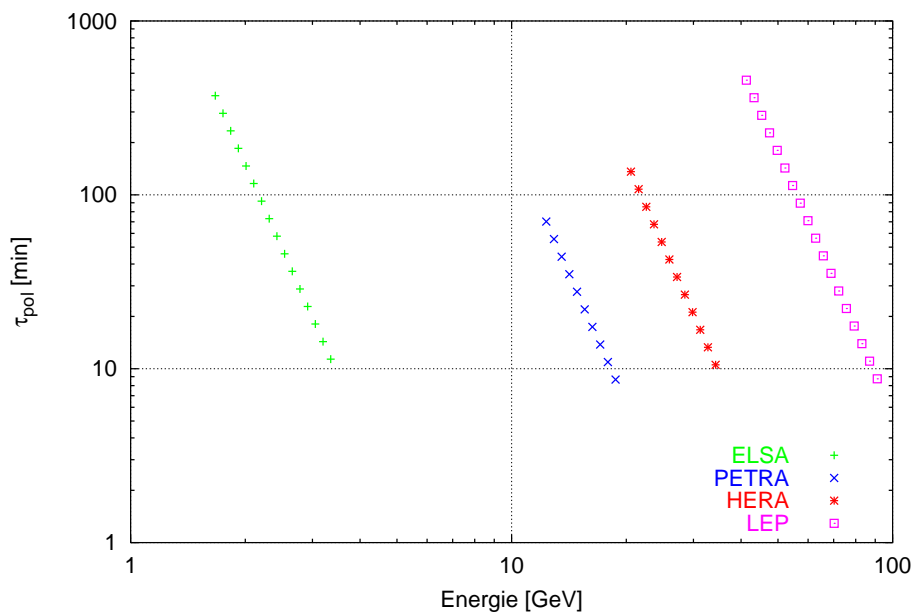


Abb. A.3: Mit Hilfe von Gleichung A.16 errechnete Aufbauzeiten für die radiative Selbstpolarisation aufgrund des Sokolov-Ternov-Effektes in Abhängigkeit von der Strahlenergie für ELSA und verschiedene andere Beschleuniger. Sehr deutlich ist die schnelle Variation mit der Energie im jeweiligen Beschleuniger zu erkennen (man beachte die doppeltlogarithmische Skala).

Für reale Beschleuniger ist das Dipolfeld nicht um den gesamten Ring konstant, sondern es gibt feldfreie Strecken. Dies verändert die Zeitkonstante für die Selbstpolarisation und die erreichbare Gleichge-

wichtspolarisation. Sie können in diesem allgemeineren Fall gemäß

$$P_{\infty} = \frac{8}{5\sqrt{3}} \frac{\oint \rho^{-3} ds}{\oint |\rho^{-3}| ds}, \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{pol}}} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{c\lambda_e r_e}{2\pi} \gamma^5 \frac{1}{2\pi R} \oint |\rho^{-3}| ds \quad (\text{A.18})$$

berechnet werden.

Zusätzlich zum Aufbau der Polarisation durch den Sokolov-Ternov-Effekt führen auch bei gespeichertem Strahl depolarisierende Resonanzen zu einer Spindiffusion und damit zu einer Erniedrigung des Polarisationsgrads. Da man die Einstellung des Beschleunigers für die Selbstpolarisation üblicherweise in weiter Entfernung von Resonanzen wählt, ist diese Diffusion allerdings langsam, im Idealfall sogar erheblich langsamer als der Polarisationsaufbau. Zusätzlich zur Zeitkonstanten für den Polarisationsaufbau τ_{pol} existiert dann eine Zeitkonstante für die Depolarisation τ_{depol} . Die Lösung der Differentialgleichung für die zeitliche Entwicklung der Polarisation ändert sich zu

$$P = P_{\text{max}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\text{ges}}}} \right), \quad (\text{A.19})$$

$$P_{\text{max}} = P_{\infty} \cdot \frac{\tau_{\text{depol}}}{\tau_{\text{pol}} + \tau_{\text{depol}}}, \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{ges}}} = \frac{1}{\tau_{\text{pol}}} + \frac{1}{\tau_{\text{depol}}}. \quad (\text{A.21})$$

Es besteht also eine Beziehung zwischen Aufbauzeit und Maximalpolarisation.

Experimentell ist der Selbstaufbau der Polarisation von Elektronen- oder Positronenstrahlen an vielen Beschleunigern beobachtet und vermessen worden. Die ersten Resultate stammen von [127–130]. Später wurde die Selbstpolarisation (bzw. genauer die resonante Depolarisation eines so erzeugten, polarisierten Teilchenstrahls) an vielen Beschleunigern verwendet, um eine hochpräzise Energiekalibration durchzuführen. Hierdurch konnten die systematischen Fehler in der Bestimmung der Masse vieler Elementarteilchen oder zusammengesetzter Zustände in der Elementarteilchenphysik erheblich (teilweise um mehr als eine Größenordnung) reduziert werden. Inzwischen wurden bis zu Energien von 60 GeV polarisierte Strahlen erzeugt [131–133].

Die Erzeugung polarisierter Strahlen bei immer höherer Energie ist deshalb schwierig, weil die depolarisierenden Resonanzen mit steigender Energie immer stärker werden und sich schließlich sogar gegenseitig überlappen. Zudem wird die Diffusion aufgrund der Synchrotronstrahlung, die im vorausgegangenen Abschnitt erläutert wurde, immer stärker. Ein großer Effekt ist schließlich die mit der Energie zunehmende absolute Energieunschärfe des Strahles und damit eine große Streuung der Spinpräzessionsfrequenzen.

Bei ELSA lohnte es sich bisher noch nicht, die Selbstpolarisation zu untersuchen, da die Intensitätsanforderungen der externen Polarimeter Messungen in vernünftiger Zeit nicht erlaubten. Dies wird sich aber mit einem neuen externen und vor allem einem neuen internen Polarimeter ändern. Deshalb wurden im Rahmen dieser Arbeit bereits einige Simulationen durchgeführt, die im nachfolgenden Abschnitt zusammengefaßt sind.

A.2.2 Situation bei ELSA

Die Selbstpolarisation des Elektronenstrahls ist bei ELSA vor allem zur Kalibration des Compton-Polarimeters sinnvoll einsetzbar. Die Kalibration ist nämlich mit Simulationsrechnungen oder Testmessungen

mit unpolarisiertem Strahl nur sehr aufwendig und ungenau durchzuführen. Mit Hilfe der Selbstpolarisation kann sie hingegen sehr einfach erfolgen. Dies liegt daran, daß es einen Zusammenhang zwischen der Aufbauzeit relativ zur bekannten idealen Aufbauzeit τ_{pol} und der Maximalpolarisation relativ zur idealen Gleichgewichtspolarisation P_{∞} von 92.4% gibt (siehe Gleichung A.19).

Wenn man also den Aufbau der Polarisation zeitaufgelöst mit einem Polarimeter vermißt, so kann man die Absolutkalibration für den Polarisationsmeßwert des Polarimeters mittels einer einfachen Anpassung an die Meßdaten vornehmen (siehe auch [37]). Die Selbstpolarisation erleichtert zudem eine Energiekalibration, auch wenn diese bei ELSA prinzipiell mit Elektronen aus der polarisierten Quelle durchgeführt werden kann. Aus diesen Gründen wurden im Rahmen dieser Arbeit Studien dazu durchgeführt, welche Optimierungen der Maschinenparameter von ELSA notwendig sind, um große Polarisationsgrade mittels der Selbstpolarisation zu erreichen.

Für diese Studien wurde das Spintrackingprogramm SITROS [104] genutzt, das die Berechnung der Spinbewegung für jeweils feste Strahlenergien unter Berücksichtigung der Effekte der Synchrotronstrahlung erlaubt. Als Ergebnis liefert es Gleichgewichtspolarisationen für die verschiedenen Energien, wobei im Programm die Depolarisationszeiten τ_{depol} berechnet werden und sie anschließend mit Hilfe der theoretischen Polarisationszeit τ_{pol} analytisch umgerechnet werden. Das Programm verwendet mehrere Näherungen, auf die hier aber nicht eingegangen werden soll. Es wurde ursprünglich geschrieben, um die Spinbewegung in PETRA am DESY in Hamburg zu studieren und wird inzwischen vor allem intensiv für Simulationen bezüglich HERA ebenfalls am DESY genutzt.

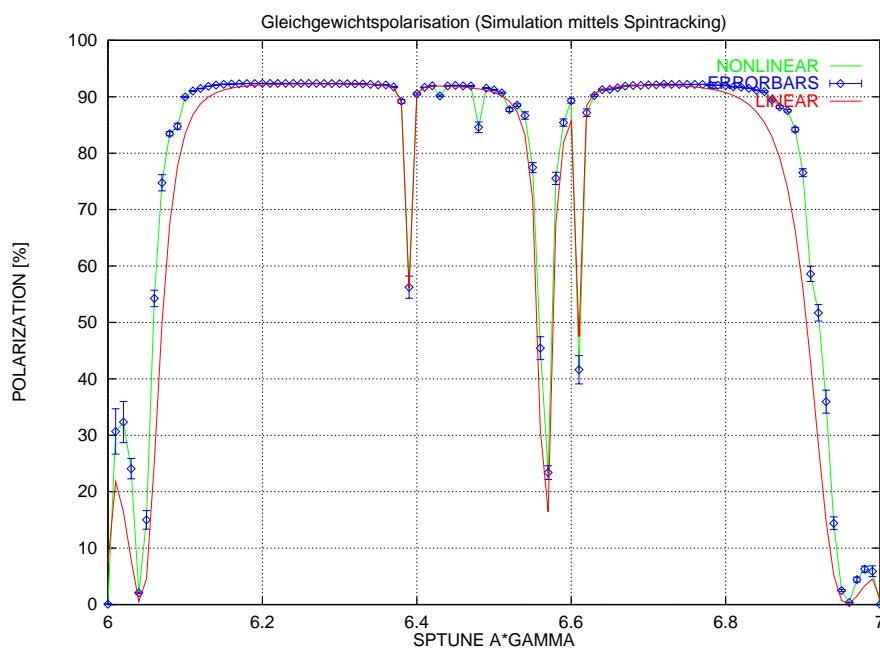


Abb. A.4: Voraussage des Spintrackingprogramms SITROS für die Gleichgewichtspolarisation aufgrund des Sokolov-Ternov-Effektes in ELSA. Aufgetragen ist die Gleichgewichtspolarisation für verschiedene Spinarbeitspunkte zwischen sechs und sieben. Für die Rechnung wurde von einer Emittanzkopplung von 1% und einer Güte der vertikalen Orbitkorrektur von weniger als $200 \mu\text{m}$ rms ausgegangen.

Als Resultat der Berechnungen für ELSA ergab sich, daß bereits einfache Optimierungen der Maschineneinstellungen ausreichen sollten, um in einem weiten Energiebereich Polarisationsgrade nahe am theoretisch möglichen Maximum zu erreichen. In Abbildung A.4 ist das Ergebnis einer Simulation für Spinarbeitspunkte zwischen sechs und sieben, also Energien zwischen 2.64 GeV und 3.08 GeV gezeigt.

Auf der horizontalen Achse ist der Spinarbeitspunkt und auf der vertikalen Achse die Gleichgewichtspolarisation aufgetragen. Man erkennt deutlich Einbrüche durch die Imperfektionsresonanzen $\gamma a = 6$ und $\gamma a = 7$, sowie durch ihre Synchrotronsatelliten. Zudem erkennt man die intrinsische Resonanz $\gamma a = 2 + Q_z = 6.561$, schwächer die horizontale intrinsische Resonanz $\gamma a = 2 + Q_x = 6.608$, sehr schwach die horizontale Gradientenfehlerresonanz $\gamma a = 11 - Q_x = 6.392$ und die vertikale Gradientenfehlerresonanz $\gamma a = 11 - Q_z = 6.439$.

Die Optimierung der Maschineneinstellung, die in den Simulationen vorausgesetzt wurde, bestand in einer Korrektur der vertikalen Gleichgewichtsbahn auf eine rms-Abweichung von unter $200 \mu\text{m}$ und einer Kopplungskorrektur auf eine Emittanzkopplung von etwa 1%. Beides ist mit den vorhandenen Einrichtungen an ELSA möglich. Für den Fall einer unkorrigierten Kopplung (für die in der Simulation gewählten Arbeitspunkte wären das knapp 10%) und eine unkorrigierte Gleichgewichtsbahn ergäbe sich bei allen Energien eine Gleichgewichtspolarisation von unter 20% und zudem sehr breite Resonanzen, in denen die Polarisation nahe bei Null läge.

Anhang B

Entwurf und Inbetriebnahme des Systems von Absaugelektroden

Die Absaugelektroden in ELSA dienen dem Zweck der Entfernung eingefangener Ionen aus dem Potential des Strahls [76]. Durch die Herabsetzung der Verweildauer der Ionen in Strahlnähe soll insbesondere das Auftreten kohärenter vertikaler Instabilitäten zwischen dem Elektronenstrahl und den eingefangenen Ionen verhindert werden. Die vertikale Instabilität verursacht eine spürbare Reduktion der Strahlqualität, sowohl beim Synchrotronlichtbetrieb (wo sie aber durch eine inhomogene Füllstruktur bei Energien oberhalb 2 GeV fast völlig unterdrückt werden kann), als auch beim Nachbeschleunigungsbetrieb mit hohen Strahlströmen. Die Verschlechterung der Strahlqualität äußert sich insbesondere in einer Vergrößerung der vertikalen Emittanz, was für polarisierte Elektronen in einer erheblichen Verstärkung intrinsischer Resonanzen resultieren kann. Bereits bei niedrigen Strahlströmen kann der Einfang von Ionen zu einer merklichen Verschiebung vor allem des vertikalen Betatronarbeitspunktes und zusätzlich zu einer vergrößerten Arbeitspunktstreuung führen. Dies kann sich ebenfalls bei der Kreuzung von intrinsischen Resonanzen negativ bemerkbar machen. Insbesondere bei Benutzung der Sprungquadrupole kann sich hierdurch die benötigte Sprungweite erhöhen.

Als Gegenmaßnahme in Betriebsmodi, bei denen Strahlen für externe Experimente zur Verfügung gestellt werden, ist eine Füllstrukturlücke ungeeignet, da sie das erreichbare Tastverhältnis erheblich herabsetzt. Stattdessen kann hier die resonante Strahlanregung eingesetzt werden [76], die allerdings eine sehr genaue Optimierung der Anregungsfrequenz relativ zum vertikalen Betatronarbeitspunkt erfordert. Dieser ist aufgrund der endlichen Regelungsfehler der Hauptmagnete von ELSA während der Energierampe selbst aber nicht hinreichend stabil, um eine gute Wirksamkeit der resonanten Strahlanregung zu erreichen. Während der Injektion und vor allem während der Extraktionszeit ist sie zur Verbesserung der Strahlqualität (sowohl Tastverhältnis als auch Emittanz des extrahierten Strahles) durch eine Unterdrückung der kohärenten Instabilitäten aber wirksam. Eine Erhöhung der Stromschwelle unterhalb derer ein stabiler Betrieb möglich ist um bis zu einen Faktor zwei wurde für das ELAN-Experiment erreicht.

In den Fällen, wo weder die Füllstrukturlücke, noch die resonante Strahlanregung eingesetzt werden können, also zum Beispiel während der Energierampe im Betrieb für polarisierte Elektronen, wo es wegen der intrinsischen Resonanzen aber besonders wichtig wäre, kann der Einsatz der Absaugelektroden eine verbesserte Strahlqualität sicherstellen. Deshalb wurde ein Konzept entworfen, in nicht benutzte Flansche an Vakuumpumpenkreuzstücken solche Absaugelektroden einzubauen.

Inzwischen sind 25 Absaugelektroden in ELSA eingebaut worden, wobei der Einbauort jeweils nahe bei den ELSA-Hauptquadrupolen und zusätzlich in der Nähe der Endfelder der Dipolmagnete liegt. Eine Installation an allen Quadrupolen war nicht möglich, da an einigen Quadrupolen die entsprechenden Flansche für zusätzliche Turbomolekularpumpen benötigt werden. Dennoch ist das System auch in dieser Ausbaustufe bereits effektiv, wie die Meßergebnisse zeigen, die weiter hinten in diesem Abschnitt erwähnt sind. Da die Ströme pro Elektrode äußerst gering sind (etwa 50 nA) und mit etwa 1000 bis 1500 V bereits moderate Spannungen eine hinreichende Feldstärke zur Entfernung von Ionen aus dem Strahlpotential erzeugen, können alle Elektroden mit einem gemeinsamen Netzgerät versorgt werden.

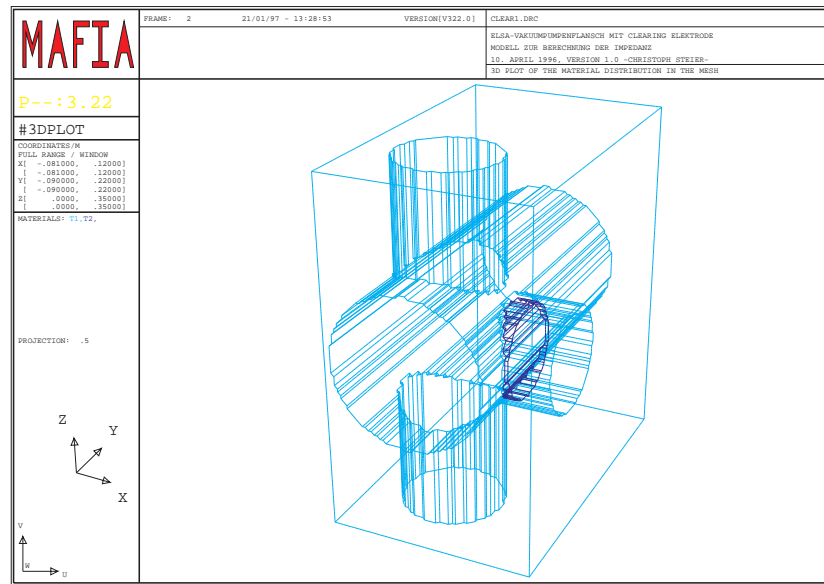


Abb. B.1: Geometrie der Absaugelektroden bei ELSA. Sie wurden in freie Flansche in den Kreuzstücken für die Ionengetterpumpen eingebaut. Der Durchmesser der Elektrode beträgt etwa 95 mm. Dieses Modell der Geometrie wurde für die Simulationen der elektrischen Feldstärke auf der Strahlachse und vor allem für die Berechnung der Impedanz mit MAFIA benutzt.

Dieses ist im Raum der Mikrowellensender für die Hohlraumresonatoren von ELSA aufgebaut. Für die Verkabelung wurden BNC-Kabel mit Hochspannungs-BNC-Steckverbindungen benutzt. Die Geometrie einer Absaugelektrode ist in Abbildung B.1 wiedergegeben. Auf diesem Bild fliegt der Elektronenstrahl von oben nach unten durch das dünnere Rohr. Die Absaugelektrode ist etwas dunkler dargestellt und ist im nach rechts verlaufenden Rohr eingebaut, das in einem Blindflansch endet. Das breite Rohr, das von hinten nach vorne durch das Bild verläuft, dient dem Anschluß der Ionengetterpumpen. Diese befinden sich am hinteren, weiter vom Strahl entfernten Ende. Das vordere Ende ist einfach mit einer Wand abgeschlossen.

Die einzige Änderung der Geometrie dieser Kreuzstücke für die Ionengetterpumpen, die durch den Einbau der Absaugelektroden erfolgte, war also der bündige Abschluß eines Rohres, der das Eindringen von elektromagnetischen Feldern des Strahles in eines der Hohlrohre verhinderte. Der Durchmesser der Elektrode beträgt dabei etwa 95 mm, die Öffnung des Rohres, in das sie eingebaut ist, beträgt 100 mm. Die Oberfläche der Elektrode ist gewölbt ausgeführt, um einen möglichst guten Abschluß des Rohres für die elektromagnetischen Felder zu gewährleisten. Die Zuführung der Hochspannung erfolgt über eine Vakuumdurchführung und einen Steg, der den Blindflansch, der das Vakuum des Rohres abschließt, von der Rückseite mit der Elektrode verbindet.

Eine positive Nebenwirkung des Einbaus der Absaugelektroden ist die Tatsache, daß dadurch die Breitbandimpedanz des gesamten Kreuzstückes auf etwa die Hälfte des ursprünglichen Wertes reduziert werden konnte, ohne daß stärkere schmalbandige Impedanzen hinzugekommen wären. Diese Verbesserung war allerdings nur dadurch möglich, daß die Impedanz des Kreuzstückes vor Einbau der Elektroden durch die komplizierte Geometrie und die vielen abzweigenden Rohre, die teilweise gar keine Funktion besaßen, sehr groß war. In Abbildung B.2 ist der qualitative Verlauf der Impedanz des Kreuzstückes mit eingebauter Absaugelektrode gezeigt, wie er mit MAFIA über eine Berechnung der zeitlichen Entwicklung der sogenannten Wakefelder bestimmt wurde. Die Impedanz liegt bei allen Frequenzen unterhalb

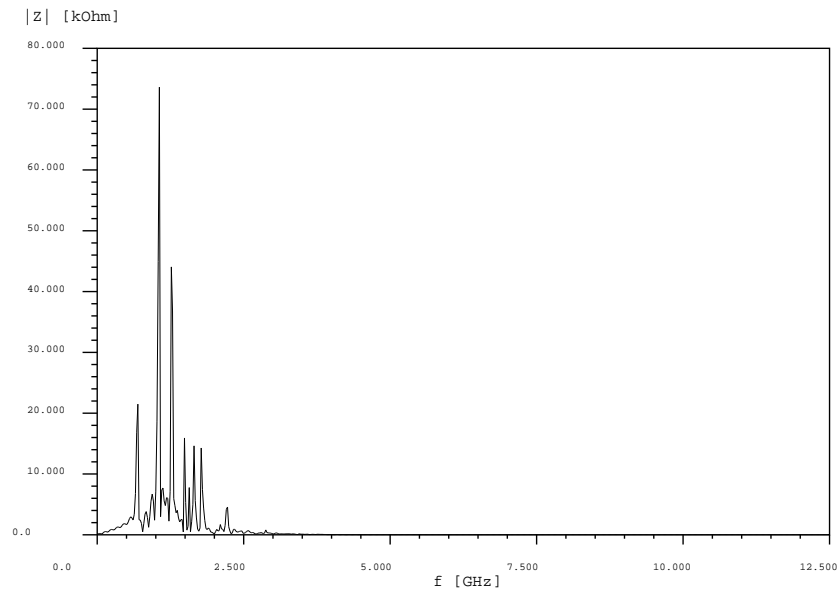


Abb. B.2: Betrag der Impedanz einer Absaugelektrode von ELSA in Abhängigkeit von der Frequenz, zusammen mit dem Kreuzstück, in das sie eingebaut ist. Die Impedanz wurde mit MAFIA berechnet. Sie ist etwa um einen Faktor zwei kleiner als für das gleiche Kreuzstück ohne Elektrode.

des Wertes ohne Absaugelektrode.

Mit dem System aus Absaugelektroden wurden im Betrieb von ELSA mehrere positive Erfahrungen gemacht. So konnten die Instabilitätsschwellen für die kohärente vertikale Instabilität zwischen dem Elektronenstrahl und den Ionen bei bestimmten Betriebsbedingungen etwa um einen Faktor zwei erhöht werden. Im Nachbeschleunigungsbetrieb für das ELAN-Experiment mit hohen zirkulierenden Strömen in ELSA konnte durch die Verminderung der Anstiegszeit der vorgenannten Instabilität das Tastverhältnis am Experiment um etwa 5% erhöht werden. Schließlich ergab sich bei sehr hohen Strömen durch die Absaugelektroden eine deutlich meßbare Verringerung der Phasenraumkopplung, die eine Reduktion der vertikalen Emittanz auf etwa die Hälfte bewirkte.

Alle vorgenannten Effekte führen auch direkt zu einer Verringerung der Resonanzstärke intrinsischer Depolarisationsresonanzen. Bisher fand der Betrieb mit polarisierten Elektronen allerdings meistens mit verhältnismäßig niedrigen Strömen statt, so daß noch keine direkte Notwendigkeit für den Einsatz der Absaugelektroden gegeben war. Dies wird sich aber bald mit der Inbetriebnahme der 50-keV Quelle für polarisierte Elektronen und des neuen Injektorlinacs ändern.

Eine wichtige positive Auswirkung der Absaugelektroden betrifft nicht den Betrieb mit polarisierten Elektronen, sondern den Speicherringbetrieb von ELSA für die Nutzer von Synchrotronlicht. Für diesen Betriebsmodus entfernt das System aus Absaugelektroden nämlich eingefangene Staubteilchen wirksam aus dem Strahlpotential. Hierbei handelt es sich um Makropartikel, die vorzugsweise aus den Ionengetterpumpen stammen. Dieser Effekt wurde auch bei anderen Beschleunigern, insbesondere bei HERA am DESY in Hamburg, beobachtet [134].

Die schnelle Entfernung von Staubteilchen im Speicherringbetrieb ist in den letzten Jahren wichtig geworden, da ELSA aufgrund der gekühlten Vakuumkammern und des dadurch verbesserten Restgasdruckes, der erheblich verbesserten Korrektur der Gleichgewichtsbahn, der Verringerung der Emittanz und zu einem kleinen Teil auch wegen des verbesserten Aufbaus des Systems aus Hohlraumresonatoren inzwischen erheblich größere Strahllebensdauern erreicht als in früheren Jahren. Diese liegen inzwischen

im Standardbetrieb bei 2.3 GeV bei bis zu fünf Stunden. Der Einfang bereits eines großen Staubteilchens, das vor allem aus den Ionengetterpumpen emittiert werden kann, reduziert die Lebensdauer bereits erheblich (in den Bereich von weniger als einer Stunde).

Mit eingeschalteten Absaugelektroden wurden seit der Fertigstellung des kompletten Systems keinerlei Probleme mit Staubteilchen mehr festgestellt, während vorher zumindest einige Staubteilchen pro Tag detektiert wurden. In Abbildung B.3 ist der Verlauf von Strom und Lebensdauer in ELSA über einen Tag im Betrieb für Nutzer des Synchrotronlichtes mit absichtlich ausgeschalteten Absaugelektroden gezeigt. Man sieht deutlich mehrere Einbrüche in der Lebensdauer, die die typische Signatur für Staubteilchen aufweisen (bei einigen dieser Ereignisse wurden zudem zusätzliche Testmessungen vorgenommen, die die Staubteilchenhypothese unterstützen).

Nach dem Einschalten der Absaugelektroden auf eine Hochspannung von -1.2 kV wurde bis zum Ende der entsprechenden Strahlzeit (das waren in diesem Fall anderthalb Tage) kein einziger weiterer Einbruch der Lebensdauer beobachtet. Das Einschalten der Absaugelektroden war dabei der einzige Beschleunigerparameter, der verändert worden war. Der Verlauf des zirkulierenden Strahlstromes in ELSA und die Strahllebensdauer für den Fall mit eingeschalteten Absaugelektroden sind in Abbildung B.4 gezeigt. Seitdem das System aus Absaugelektroden nahezu vollständig entlang des gesamten ELSA-Ringes installiert ist (das ist seit etwa einem Jahr), wurde im Speicherringbetrieb kein einziges Staubteilchen mehr beobachtet.

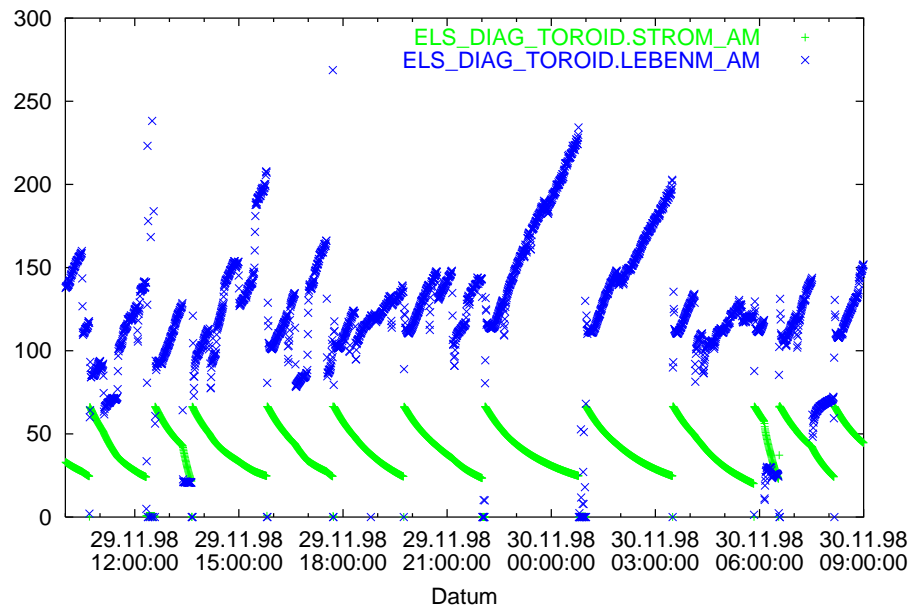


Abb. B.3: Strom (in mA) und Lebensdauer (in min) des zirkulierenden Elektronenstrahls in ELSA während einer Strahlzeit für Nutzer von Synchrotronlicht. Die Absaugelektroden waren hierbei absichtlich ausgeschaltet. Man erkennt deutlich diverse Einbrüche in der Lebensdauer, die auf Staubteilchen hindeuten.

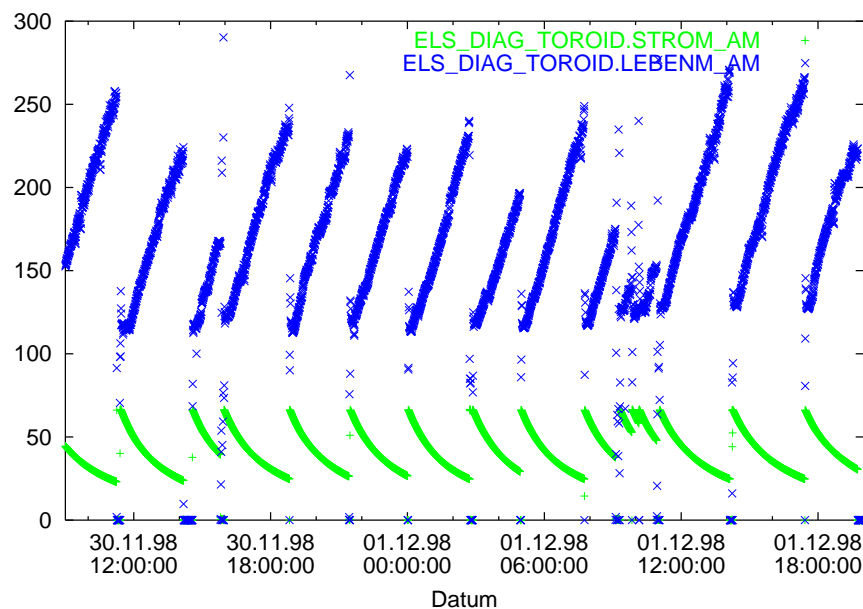


Abb. B.4: Strom (in mA) und Lebensdauer (in min) des zirkulierenden Elektronenstrahls in ELSA während einer Strahlzeit für Nutzer von Synchrotronlicht mit eingeschalteten Absaugelektroden (-1.2 kV). Es sind keinerlei Abweichungen der Lebensdauer von ihrem durch Streuprozesse am Restgas dominierten normalen Verlauf zu erkennen.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Sokolov und I. Ternov. Sov. Phys.–Doklady 8 (1964) 1203.
- [2] H. Jackson. Prospects for HERMES-Spin structure Studies at HERA. In *Proceedings of the 11th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics, AIP Conf. Proc. 339*. Bloomington, 1994, S. 747.
- [3] M. Froissart und R. Stora. Depolarisation d'un faisceau des protons polarisés dans un synchrotron. Nucl. Inst. & Meth. 7 (1960) 297.
- [4] T. Khoe et al. Acceleration of polarized protons to 8.5 GeV/c. Particle Accelerators 6 (1975) 213.
- [5] F. Khiari et al. Acceleration of polarized protons to 22 GeV/c and the measurement of spin-spin effects in $p_{\uparrow} + p_{\uparrow} \rightarrow p + p$. Phys. Rev. D 39 (1989) 45.
- [6] J. Buon und J. P. Koutchouk. Polarization of electron and proton beams. In *CERN Accelerator School – Advanced Course, Vol. II* (S. Turner, Herausgeber). Genf, 1995, S. 879. CERN Yellow Report CERN 95-06.
- [7] A. Lehrach. Erarbeitung und Umsetzung eines Konzeptes zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY. Dissertation, Universität Bonn, 1998.
- [8] W. Brefeld et al. Measurement of the polarization degree of accelerated polarized electrons at the 2.5 GeV synchrotron in Bonn for energies between 0.85 and 2 GeV. Nucl. Inst. & Meth. 228 (1985) 228.
- [9] D. Husmann und W. Schwille. ELSA — Die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage. Physikalische Blätter 44 (1988) 2.
- [10] M. Neckenig. Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Verbesserung der Zeitstruktur des extrahierten Elektronentrahls aus dem Stretcherring ELSA. Dissertation, Universität Bonn, 1993. BONN-IR-93-16.
- [11] W. Press. Numerical Recipes. Cambridge University Press, Cambridge, 1986.
- [12] M. Gentner. Der Closed-Orbit der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA: Simulation, Messung und Korrektur. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1995. BONN-IB-95-37.
- [13] B. Autin und Y. Marti. ISR MA/73-17, CERN, 1973.
- [14] E. Gianfelice und R. Giannini. PS 85-42 (IEA), CERN, 1985.
- [15] K. Wille. Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen. Teubner, 1992.
- [16] H. Wiedemann. Particle Accelerator Physics: Basic Principles and Linear Beam Dynamics. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1993.

- [17] H. Grote und F. Iselin. The MAD Program, User's Reference manual. SL Note 90-13 (AP) (Rev. 4), CERN, March 1995.
- [18] W. Pirkel. Longitudinal beam dynamics. In *CERN Accelerator School – Advanced Course, Vol. I* (S. Turner, Herausgeber). Genf, 1995, S. 233. CERN Yellow Report CERN 95-06.
- [19] J. Schwinger. On the Classical Radiation of Accelerated Electrons. *Phys. Rev.* 75 (1949) 1912.
- [20] M. Sands. The Physics of Electron Storage Rings — An Introduction. SLAC Report No. 121, SLAC, Mai 1970.
- [21] K. Robinson. Radiation Effects in Circular Electron Accelerators. *Phys. Rev.* 111 (1958) 373.
- [22] J. S. Bell. Hamiltonian Mechanics. In *CERN Accelerator School — Advanced Accelerator Physics, Vol. I* (S. Turner, Herausgeber). Genf, 1987, S. 5. CERN Yellow Report CERN 87-03.
- [23] H. Mais. Workshop on Mathematical Aspects of Accelerator Physics. Bad Honnef, 1996, unveröffentlicht.
- [24] E. Wilson. Nonlinear Resonances. In *CERN Accelerator School — Advanced Accelerator Physics, Vol. I* (S. Turner, Herausgeber). Genf, 1987, S. 41. CERN Yellow Report CERN 87-03.
- [25] J. Wenzel. Entwicklung und Test eines Simulators der Teilchenbewegung in der Bonner 3.5 GeV Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA. Dissertation, Universität Bonn, 1994. BONN-IR-94-13.
- [26] M. Gentner. Präparation von Teilchenstrahlen für Experimente der Hadronenphysik: langsame Extraktion an ELFE@DESY und ELSA, sowie Strahlkühlung an HERA. Dissertation, Universität Bonn, 1999. Bonn-IR-99-01.
- [27] J. Laclare et al. *Jour. de Phys.* Tome 46 No. 2 (1985) 499.
- [28] H. Sato et al. *Nucl. Inst. & Meth. A* 272 (1988) 617.
- [29] S. Nakamura et al. Acceleration of polarized electrons in ELSA. *Nucl. Inst. & Meth. A* 411 (1998) 93.
- [30] B. Montague. *Particle Accelerators* 11 (1981) 219.
- [31] L. Thomas. *Phil. Mag.* 3 (1927) 1.
- [32] V. Bargman, L. Michel und V. Telegdi. *Phys. Rev. Lett.* 2 (1959) 435.
- [33] E. Courant und R. Ruth. Acceleration of Polarized Protons. BNL 51270, Brookhaven, 1980.
- [34] Y. Derbenev und A. Kondratenko. *Sov. Phys. JETP* 35 (1972) 230.
- [35] G. Hoffstätter, D. Barber und K. Heinemann. The Phase Space Dependent Spin Polarisation Direction in the HERA Proton Ring at High Energy. M 96-14, DESY, 1996.
- [36] I. Ternov, Y. Loskutov und L. Korovina. *Sov. Phys.–JETP* 14 (1962) 921.
- [37] D. Doll. Das Compton-Polarimeter an ELSA. Dissertation, Universität Bonn, 1998. Bonn-IR-98-08.
- [38] Y. Derbenev et al. *Particle Accelerators* 10 (1980) 177.

- [39] K.-H. Althoff et al. The 2.5 GeV Electron Synchrotron of Bonn University. Nucl. Inst. & Meth. 61 (1968) 1.
- [40] G. Anton on behalf of the GDH collaboration. Prog. Part. Nucl. Phys. 34 (1995) 173.
- [41] W. Schwille et al. Design and construction of the SAPHIR detector. Nucl. Inst. & Meth. A 344 (1994) 470.
- [42] F. Frommberger et al. Measurement of the left-right asymmetry in the electrodisintegration of the deuteron. Phys. Lett. B 339 (1994) 17.
- [43] P. Detemple et al. The photon tagging system of the PHOENICS experiment at ELSA. Nucl. Inst. & Meth. A 321 (1992) 479.
- [44] D. Durek. Untersuchung des Einflusses von Gasen auf die Photoemission an Galliumarsenid-Kristallen – Ein Beitrag zur vakuumtechnischen Auslegung von Quellen polarisierter Elektronen. Dissertation, Universität Bonn, 1998. BONN-IR-98-07.
- [45] R. Alley et al. The Stanford linear accelerator polarized electron source. Nucl. Inst. & Meth. A 365 (1995) 1.
- [46] M. Farkhondeh et al. Polarized Electrons at MIT-Bates. In *Proceedings of the 7th Workshop on Polarized Targets and Beams*. Urbana, USA, 1997, S. 240.
- [47] K. Aulenbacher, C. Nachtigall et al. The MAMI source of polarized electrons. Nucl. Inst. & Meth. A 391 (1997) 498.
- [48] B. Militsyn et al. Pulsed polarized electron source for nuclear physics experiments at NIKHEF. In *Proceedings of the 13th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics*. St. Petersburg, 1998, S. 98.
- [49] C. Sinclair et al. Polarized Electrons at Jefferson Laboratory. In *Proceedings of the 7th Workshop on Polarized Targets and Beams*. Urbana, USA, 1997, S. 218.
- [50] E. Garwin, D. Pierce und H. Siegmann. Helv. Phys. Acta 47 (1974) 393.
- [51] D. Pierce, F. Meier und P. Züricher. Appl. Phys. Lett. 26 (1975) 670.
- [52] D. Pierce und F. Meier. Phys. Rev. B 13 (1976) 5484.
- [53] G. Lampel und C. Weisbuch. Solid State Comm. 16 (1975) 877.
- [54] Y. Kurihara et al. Jpn. J. Appl. Phys. 34 (1995) 355.
- [55] S. Nakamura. Production and Acceleration of Polarized Electrons at ELSA. Dissertation, Universität Bonn, Nagoya University, Japan, 1998.
- [56] S. Voigt. Erzeugung und Beschleunigung von polarisierten Elektronenstrahlen in der Bonner Beschleunigeranlage ELSA. Dissertation, Universität Bonn, 1996. BONN-IR-96-09.
- [57] ELIGHT Laser Systems GmbH. Warthestr. 21, D-14513 Teltow.
- [58] K. Steffens et al. Nucl. Inst. & Meth. A 325 (1993) 378.
- [59] W. Hanke. Aufbau eines Mottpolarimeters für die Bonner Quelle spinpolarisierter Elektronen. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1995. BONN-IB-95-33.

- [60] H. Olsen. Polarized Electrons. Springer-Verlag Berlin, 1985.
- [61] T. Gay und F. Dunning. Rev. Sci. Instr. 63 (1992) 1635.
- [62] W. Hillert et al. The 50 kV Source for Polarized Electrons at ELSA. In *Proceedings of the 13th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics*. St. Petersburg, 1998.
- [63] H. Bongartz. Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn, 1999.
- [64] H. Olsen. Applications of Quantum Electrodynamics, Band 44. Springer Tracts in Modern Physics, 1968.
- [65] U. Stockter. private Mitteilung.
- [66] H. Kolster. Optimierung des Bonner Møller-Polarimeters. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1994. BONN-IB-94-04.
- [67] L. Levchuk. Nucl. Inst. & Meth. A 345 (1994) 496.
- [68] GEANT Detector Description and Simulation Tool. CERN program library W5013.
- [69] B. Kiel. Dissertation in Vorbereitung, Universität Erlangen, 1999.
- [70] W. Hillert et al. The Compton Polarimeter at ELSA. In *Proceedings of the 12th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics*. Amsterdam, 1996, S. 785.
- [71] F. Hamburger. Detektorkonzept für das Laserpolarimeter an ELSA. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1995. BONN-IB-95-10.
- [72] T. Götz. Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems zur Steuerung der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Anforderungen des Nachbeschleunigungsbetriebes bis 3.5 GeV. Dissertation, Universität Bonn, 1995. BONN-IR-95-03.
- [73] T. Götz. Vollautomatische Messung des ELSA-Arbeitspunktes mit "EPOS". Diplomarbeit, Universität Bonn, 1990. BONN-IR-90-50.
- [74] O. Asvany. Strahllagemessung in Elektronenbeschleunigern zur Korrektur der Gleichgewichtsbahn und ihre Anwendung zur Minimierung der vertikalen Strahlemittanz. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1998. BONN-IB-98-11.
- [75] J. Keil. Messung und Korrektur der Gleichgewichtsbahn der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA. Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn, 1999.
- [76] C. Steier. Theoretische und experimentelle Untersuchungen zu Vielteilcheneffekten bei der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1995. BONN-IB-95-40.
- [77] J. Keil und D. Husmann. Beam-based Calibration of the Linear Optics Model of ELSA. In *Proceedings of the Particle Accelerator Conference 1997*. Vancouver, 1998.
- [78] J. Keil et al. The New Beam Position Monitoring System of ELSA. In *Proceedings of the European Particle Accelerator Conference 1998*. Stockholm, 1998.
- [79] P. Röjssel. Nucl. Inst. & Meth. A 343 (1994) 374.

- [80] U. Bonin. Ein Synchrotronlichtmonitor für die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1996. BONN-IB-97-05.
- [81] I. Reichel. Study of the Transverse Beam Tails at LEP. Dissertation, RWTH Aachen, 1998. PITHA 98/6.
- [82] G. Kranefeld. Erste Messungen mit einer Apparatur für Doppelpolarisationsexperimente in Bonn. Dissertation, Universität Bonn, 1994. BONN-IR-94-14.
- [83] M. Picard. Entwurf, Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems zur Steuerung der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Extraktion im Nachbeschleunigungsbetriebes bis 3.5 GeV. Dissertation, Universität Bonn, 1995. BONN-IR-95-01.
- [84] C. Wermelskirchen. Das Kontroll- und Steuersystem der Bonner 3.5-GeV-Elektronen-Stretcher-anlage ELSA. Dissertation, Universität Bonn, 1988. BONN-IR-88-31.
- [85] C. Steier. Dokumentation der Konvertierung der MACS-Software für das neue Kontrollsystem von ELSA. Interner Bericht, Universität Bonn, 1993.
- [86] J. Keil. Aufbau eines breitbandigen Intensitätsmonitors zur Messung, Überwachung und Optimierung der ELSA-Füllstruktur. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1994. BONN-IB-94-18.
- [87] S. Drell und A. Hearn. Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 908.
- [88] S. Gerasimov. Sov. J. Nucl. Phys. 2 (1966) 430.
- [89] H. Arends. First Results from the GDH-Experiment at MAMI. In *Proceedings of the 8th Intern. Conf. on the Structure of Baryons*. Bonn, 1998.
- [90] C. Steier und D. Husmann. Correction of Depolarizing Resonances in ELSA. In *Proceedings of the Particle Accelerator Conference 1997*. Vancouver, 1998.
- [91] T. Toyama. POLACE - Program Of LAttice Calculation for pol. beam (Electron version), 1992. KEK, Tsukuba.
- [92] H. Sato et al. Pulsed quadrupole magnet system for the polarized beam acceleration at the KEK 12 GeV PS. KEK report 87-22, KEK, 1987.
- [93] Y. Derbenev und A. Kondratenko. Sov. Phys.-Dokl. 20 (1976) 562.
- [94] Y. Derbenev et al. Particle Accelerators 8 (1978) 115.
- [95] D. Barber. Possibilities for polarized protons in HERA. In *Prospects on Spin Physics at HERA*. Zeuthen, 1995, S. 76. Published as DESY 95-200.
- [96] P. Schwandt. Bull. Am. Phys. Soc. 41 (1996) 2 1018.
- [97] M. Beddo et al. RHIC Spin Proposal. Brookhaven National Lab., 1992, unveröffentlicht.
- [98] C. Steier et al. Polarized Electrons in ELSA. In *Proceedings of the European Particle Accelerator Conference 1998*. Stockholm, 1998.
- [99] M. Bai et al. Overcoming Intrinsic Spin Resonances by using an AC Dipole. In *Proceedings of the Particle Accelerator Conference 1997*. Vancouver, 1998.

- [100] L. Ahrens. In *Proceedings of the 8th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics*. Minneapolis, 1988, S. 1068.
- [101] SPIN Collaboration. Acceleration of polarized protons to 120 GeV and 1 TeV at Fermilab. UM HE 95-09, Fermilab, 1995.
- [102] A. Turrin. Jumping an intrinsic depolarization resonance in synchrotrons. IEEE Transactions on Nuclear Science NS-26 number 3 part 1 (1979).
- [103] R. D. Ruth. Depolarization due to the resonance tail during a fast resonance jump. In *Proceedings of Intern. Symp. on High-Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets*. Lausanne, 1980, S. 472.
- [104] M. Böge. Analysis of Spin Depolarizing Effects in Electron Storage Rings. Dissertation, Universität Hamburg, 1994.
- [105] A. Krisch et al. Phys. Rev. A 46 (1992) 12 46.
- [106] P. Schwandt. The Light Ion Spin Synchrotron (LISS) Project. Scientific and technical report, Indiana University Cyclotron Facility, 1995.
- [107] M. Bai, S. Lee, H. Huang, T. Roser und M. Syphers. Overcoming the Intrinsic Spin Resonances using Resonance Islands created by RF Dipoles. AGS/RHIC/SN 55, Brookhaven National Laboratory.
- [108] D. Crandell et al. Spin-Flipping through an Intrinsic Depolarizing Resonance by Strengthening It. UMHE 96-04, University of Michigan, 1996.
- [109] H. Huang et al. Overcoming Weak Intrinsic Depolarizing Resonances with Energy Jump. In *Proceedings of the Particle Accelerator Conference 1997*. Vancouver, 1998.
- [110] K. Yokoya. Particle Accelerators 14 (1983) 39.
- [111] S. Hiramatsu et al. Report 88-55, KEK, 1988.
- [112] R. Jessenberger. Erarbeitung analytischer Zusammenhänge zur Beschreibung polarisierter Teilchenstrahlen in Beschleunigern und deren Anwendung auf das Küblersynchrotron COSY. Dissertation, Forschungszentrum Jülich, 1993. Jülich-2754.
- [113] P. Nghiem und A. Tkatchenko. Nucl. Inst. & Meth. A 335 (1993) 349.
- [114] H. Anhäuser et al. Jahresbericht 1996/97 des Physikalischen Instituts, Beschleunigergruppe. BONN MS 98-04, Universität Bonn, 1998.
- [115] C. Steier und T. Toyama. Crossing of Intrinsic Depolarizing Resonances in ELSA using Pulsed Quadrupoles. BONN ME-97-01, Universität Bonn, 1997.
- [116] M. Hoffmann. Bau und Test gepulster Quadrupolmagnete zur Querung intrinsischer depolarisierender Resonanzen in ELSA. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1998. BONN-IB-98-10.
- [117] N. Rick. Konstruktionszeichnung.
- [118] D. A. Edwards und M. J. Syphers. An Introduction to the Physics of High Energy Accelerators. John Wiley & Sons, 1993.

- [119] P. Briant. Beam Transfer Lines. In *CERN Accelerator School – Basic Course, Vol. I* (S. Turner, Herausgeber). Genf, 1994, S. 219. CERN Yellow Report CERN 94-01.
- [120] A. Dreist. Das Injektionssystem des Stretcherrings ELSA. Dissertation, Universität Bonn, 1989. Bonn-IR-89-26.
- [121] T. Weiland. MAFIA, the ECAD System. Darmstadt 1994.
- [122] H. Ebeling. Konzeption, Bau und Test eisenloser Quadrupole für die Resonanzextraktion aus ELSA. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1987. Bonn-IR-87-35.
- [123] Los Alamos Accelerator Code Group. Reference manual for the POISSON/SUPERFISH group of codes. LA-UR-87-126.
- [124] S. Wolfram. Mathematica: A System for Doing Mathematics by Computer. Addison-Wesley Publishing Co., Redwood City, California, zweite Ausgabe, 1992.
- [125] H. Burkhardt. Monte Carlo Generator for Synchrotron Radiation. LEP Note 632, CERN, 1990.
- [126] J. Jackson. Rev. Mod. Phys. 48 (1976) 417.
- [127] V. Baier. Sov. Phys.–Uspeki 14 (1976) 1063.
- [128] S. Serednyakov. Sov. Phys.–JETP 44 (1972) 695.
- [129] R. Belbéoch et al. In *Proceedings USSR Nat. Conf. Part. Accel.* 1968, S. 129.
- [130] The Orsay Storage Ring Group. In *Proceedings 8th Int. High Energy Accel.* CERN, Geneva, 1971, S. 127.
- [131] D. Barber et al. Nucl. Inst. & Meth. A 338 (1994) 166.
- [132] R. Assmann et al. Polarization Studies at LEP in 1993. SL 94-08 (AP), CERN, 1994.
- [133] M. Böge et al. Recent Results on Energy Calibration at LEP. In *Proceedings of the European Particle Accelerator Conference 1998*. Stockholm, 1998, S. 409.
- [134] F. Zimmermann et al. Trapped Macroparticles in Electron Storage Rings. PUB 95-6788, SLAC, 1995.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. D. Husmann herzlichst für die Lenkung und Begleitung meiner Ausbildung und Arbeit sowie die ausgezeichnete und vertrauensvolle Zusammenarbeit über viele Jahre hinweg danken. Besonders positiv war seine immerwährende Hilfs- und Diskussionsbereitschaft und die Tatsache, daß er mir die Möglichkeiten gegeben hat, auch außerhalb von Bonn Kontakte zu knüpfen, dadurch vieles hinzu zu lernen und an interessanten Aufgaben mitzuarbeiten.

Herrn Prof. Dr. W. J. Schulle danke ich für die Übernahme des Korreferates und für viele spannende Diskussionen im Zusammenhang mit der Zusammenarbeit zwischen der Maschinengruppe von ELSA und dem SAPHIR-Experiment.

Großen Dank schulde ich auch Herrn Prof. Dr. B. Schoch und Herrn Prof. Dr. F. Klein, dem Leiter des Graduiertenkollegs „Die Erforschung subnuklearer Strukturen der Materie“, dessen Mitglied ich sein durfte. Sie haben mit wertvollen Diskussionen und Hilfen viel zu meiner Ausbildung beigetragen.

Herrn Dr. W. von Drachenfels danke ich für viele hilfreiche Gespräche, die Unterstützung bei Maschinentests, insbesondere die engagierte Betreuung der polarisierten Quelle und Hilfe bei Strahlzeiten mit polarisiertem Strahl und seine geduldige Begleitung meines Weges an der Universität Bonn.

Herrn Dr. S. Nakamura bin ich zu besonderem Dank verpflichtet, da ohne seinen großen Einsatz für die Quelle für polarisierte Elektronen bei ELSA diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Zudem hat er viele wichtige Fragen aufgeworfen, die als Impulse in diese Arbeit eingeflossen sind.

Meinen Zimmerkollegen Herrn Dr. M. Gentner und Herrn J. Keil danke ich für viele gemeinsame Diskussionen, für die effektive Zusammenarbeit bei Messungen an ELSA und für viele Hilfen, die aus Berührungspunkten unserer Doktorarbeiten entstanden sind.

Herrn Dr. F. Frommberger danke ich für seine große Unterstützung bei den Meßperioden mit polarisierten Elektronen, insbesondere für die gewissenhafte Analyse der Polarimeterdaten und natürlich für viele Hilfen bei Problemen mit dem Kontrollsystem von ELSA.

Herr M. Hoffmann hat mir vor allem bei der Realisierung der Sprungquadrupole sehr geholfen, wofür ich ihm tiefen Dank schulde. Durch die Betreuung seiner Diplomarbeit habe zudem auch ich viel profitiert.

Herrn Dr. C. Nietzel und Herrn J. Welt bin ich dankbar für ihre Bereitschaft, bei Computer- oder Elektronikproblemen intensiv an der Lösung mitzuarbeiten und auch kurzfristig beim Aufbau von Meßaufbauten behilflich zu sein.

Herrn H. Bongartz und Herrn K. Raecke danke ich für ihre Hilfe während unserer gemeinsamen Arbeit in der ELSA-Gruppe und vor allem für die freundschaftliche Arbeitsatmosphäre innerhalb der Gruppe.

Im Rahmen der Kollaboration zwischen der Universität Bonn, der Universität in Nagoya und dem KEK in Japan hatte ich das große Vergnügen, eng mit Herrn Dr. T. Toyama (KEK) zusammenarbeiten zu dürfen. Durch ihn habe ich vieles über die Spinbewegung polarisierter Strahlen gelernt. Zudem hat er den Anstoß zu der Entwicklung der Sprungquadrupole gegeben, wofür ich ihm großen Dank schulde.

Allen Technikern und Ingenieuren aus der ELSA-Gruppe möchte ich ebenfalls meinen Dank aussprechen. Ohne ihre Hilfe wären viele der Beschleunigertests nicht durchführbar gewesen. Darüberhinaus danke ich auch den Mitgliedern der ELAN- und GDH-Gruppen, die durch die Betreuung der Polari-

meter unter anderem während vieler Meßschichten zum Gelingen der Polarisationsstudien beigetragen haben.

Herrn Dr. R. Brinkmann (DESY) danke ich für die Möglichkeiten, die er mir Rahmen der Zusammenarbeit mit dem DESY in Hamburg eröffnet hat. Aus der Zusammenarbeit und den Diskussionen mit ihm habe ich vieles gelernt.

Frau Dr. I. Reichel (SLAC) danke ich für ihre große Hilfe beim Korrekturlesen der Arbeit, viele spannende und hilfreiche Diskussionen, ihre Unterstützung, ohne die mir die letzte Phase der Doktorarbeit erheblich schwerer gefallen wäre und natürlich vor allem für ihre Freundschaft.

Schließlich möchte ich mich ganz herzlich bei meinen Eltern bedanken, die mir meine gesamte Ausbildung ermöglicht haben und immer ein großer Beistand waren, auch und gerade nachdem sie die Ausbildung nicht mehr selbst aktiv mitgestalten konnten. Gerade in der Schlußphase der Arbeit waren sie mir durch ihre Unterstützung eine große Hilfe.