

**Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner
Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA**

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von
Markus Hoffmann
aus
Bonn

Bonn, November 2001

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. D. Husmann
2. Referent: Prof. Dr. R. Maier

Tag der Promotion: 20.12.2001

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.1. Spindynamik in Kreisbeschleunigern	3
2.2. Spin-Arbeitspunkt	5
2.3. Der Spin als quantenmechanische Größe	6
2.4. Spinorgleichung und Spintransfermatrizen	9
2.5. Invariante Spinachse und invariantes Spinfeld	11
2.6. Spindiffusion und Spinkohärenzzeit	11
2.7. Gleichgewichtspolarisation durch Sokolov-Ternov-Effekt	13
2.8. Grundlagen der depolarisierenden Resonanzen	15
2.9. Resonanzstärke und -breite	20
2.10. Spinbewegung in der Nähe einer Resonanz	21
2.10.1. Durchkreuzen einer Resonanz	23
2.10.2. Die Froissart-Stora-Formel	23
2.11. Synchrotronsatelliten	25
3. Der polarisierte Elektronenstrahl der Beschleunigeranlage ELSA	28
3.1. Die Beschleunigeranlage ELSA	28
3.2. Erzeugung polarisierter Elektronen	32
3.2.1. Die 120 kV-Quelle für polarisierte Elektronen	32
3.2.2. Die 50 kV-Quelle für polarisierte Elektronen	32
3.3. Nachweis der Polarisation	33
3.4. Die externe Strahlführung	35
3.5. Das GDH-Experiment	38
3.6. Anforderungen an den polarisierten Elektronenstrahl	39
3.7. Beschleunigung des polarisierten Strahls	39
3.8. Polarisation im Booster-Synchrotron	40
4. Ein Simulationsprogramm für die Polarisationsdynamik	44
4.1. Das Spintracking-Programm für ELSA	44
4.2. Der Algorithmus	45
4.3. Tracking der Teilchenbewegungen	48
4.4. Berechnung der Resonanzstärken	51
4.5. Bestimmung von Depolarisationszeiten und Resonanzbreite	52
4.6. Berechnung der Spin-Closed-Solution	54
4.7. Berechnung des invarianten Spinfeldes durch stroboskopisches Mitteln	56
4.8. Modell zur Synchrotronlicht-Emission	58
4.9. Untersuchung der Einflüsse von Synchrotronstrahlung und Energieunschärfe	60

5. Maßnahmen zur Erhaltung der Polarisierung im Stretcherring	65
5.1. Bestimmung der Resonanzstärken	65
5.1.1. Berechnung der Resonanzstärken	69
5.1.2. Messung der Resonanzstärken	71
5.1.3. Neue Form der Beschleunigungsrampen: „Knick“-Rampen	74
5.2. Das Arbeitspunktsprung-System	76
5.2.1. Das Prinzip	76
5.2.2. Die Implementierung	77
5.2.3. Simulierte und gemessene Wirkungsweise eines Arbeitspunktsprungs	79
5.2.4. Erweiterung des Sprungbereichs des Arbeitspunktsprung-Systems	79
5.3. Korrektur der Imperfektionsresonanzen	83
5.3.1. Die dynamische Closed-Orbit-Korrektur	83
5.3.2. Die harmonische Korrektur	85
5.3.3. Messungen	88
5.3.4. Anti-Korrektur	91
5.4. Ergebnisse: Erreichte Polarisierungsgrade	92
6. Anwendungen	94
6.1. Energiekalibration mit Hilfe der Resonanzdepolarisation	94
6.2. Studien zur Energiemessung im Speicherbetrieb bei ELSA	96
6.2.1. Synthetische Resonanzen mit dem Stripline-Kicker	97
6.2.2. Spin-Response	99
6.3. Energiebestimmung durch Vermessung von depolarisierenden Resonanzen	103
6.4. Energiekalibration des Stretcherrings	107
6.5. Horizontale Polarisierung bei der Extraktion	115
6.6. Messungen	116
7. Diskussion und Ausblick	120
7.1. Mögliche weitere Optimierungen der Polarisierung	120
7.1.1. Stabilisierung des Arbeitspunktes auf der Rampe	120
7.1.2. Feedback-System für die dynamische Closed-Orbit-Korrektur	121
7.1.3. Deterministische harmonische Korrektur	121
7.1.4. Behandlung der Synchrotronsatelliten	122
7.2. Mögliche Anwendungen der Extraktion horizontaler Polarisierung	122
7.3. Ausblick	123
8. Zusammenfassung	125
A. Anhang	127
A.1. Berechnete Resonanzstärken bei ELSA	127
A.2. Vermessung der Solenoid-Drehung bei 1.4 GeV	130
A.3. Das Compton-Polarimeter	132
A.4. Ein Touschek-Polarimeter für ELSA	133
A.5. ELFE@CERN	138
Literaturverzeichnis	145
Index	152

1. Einleitung

An der Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA des Physikalischen Instituts der Universität Bonn ist es seit kurzem möglich, einen externen polarisierten Elektronenstrahl zu erzeugen.

Wegen der Extraktion der Elektronen für die „Fixed-Target“-Experimente muß der polarisierte Elektronenstrahl in einer speziellen Quelle erzeugt werden. Die Beschleunigung der Elektronen auf Energien im GeV-Bereich erfolgt in zwei in Kaskade arbeitenden Synchrotrons: im Booster und im Stretcher.

Zur Zeit werden an ELSA mit zwei Apparaturen Experimente zur Mittlereenergiephysik durchgeführt: Einerseits handelt es sich um die experimentelle Bestätigung der Summenregel von Gerasimov, Drell und Hearn (GDH), andererseits um Messungen der Photoproduktion von Mesonen mit Vielteilchenzuständen mit Hilfe des *Crystal-Barrel*-Detektors (CB-Detektor). Für das GDH-Experiment wie auch später für die Messungen mit dem CB-Detektor werden polarisierte Elektronenstrahlen benötigt.

Die Beschleunigung eines polarisierten Teilchenstrahls im Synchrotron ist bezüglich des Erhalts der Polarisation mit Schwierigkeiten verbunden: Für bestimmte Teilchenenergien treten depolarisierende Resonanzen auf, die unter Umständen einen totalen Verlust der Polarisation verursachen können. Die Depolarisation rührt her von der Wechselwirkung der Präzession des Spinvektors der Teilchen im vertikalen Magnetfeld des Beschleunigers mit periodisch auftretenden horizontalen Magnetfeldkomponenten. Diese führen dazu, daß die vertikale Polarisationskomponente, die ansonsten als einzige über viele Umläufe im Beschleuniger stabil ist, nicht erhalten bleibt. Polarisationsmessungen aus dem Jahr 1997 haben dies belegt: Nach dem Kreuzen von vier depolarisierenden Resonanzen während der Beschleunigung bis 2 GeV in ELSA war die Polarisation fast völlig verloren gegangen.

Die meisten Experimente mit polarisierten Elektronen an anderen Beschleunigern in der Welt werden – im Unterschied zu den Experimenten in Bonn – an Linearbeschleunigern wie z.B. SLC am SLAC in Stanford, USA vorgenommen. Bei diesen wie auch bei rezirkulierenden Linearbeschleunigern wie z.B. CEBAF am TJNAF in Newport News, USA treten die für Kreisbeschleuniger typischen depolarisierenden Resonanzen nicht auf. Auch die für die Zukunft geplanten Elektronenbeschleuniger sind (abgesehen von reinen Synchrotronstrahlungsquellen) hauptsächlich Linearbeschleuniger (wie z.B. TESLA) oder rezirkulierende LINACs (wie z.B. ELFE). Sie können optional auch mit polarisierten Elektronen betrieben werden, wobei allerdings bei den vorgesehenen hohen Energien um 25 GeV bei rezirkulierenden LINACs durchaus Polarisationsverluste auftreten können. Diese Problematik ist im Anhang A.5 für den geplanten Beschleuniger ELFE am CERN erläutert. In den großen Elektronen-Speicherringen wie LEP oder HERA stellt sich die Polarisation des gespeicherten Elektronenstrahls wegen des Sokolov-Ternov-Effekts von selbst ein. Ursache hierfür ist die Synchrotronstrahlung in den Ablenk dipolen des Beschleunigers. Auch in kleineren Speicherringen und Synchrotronstrahlungsquellen kann dieser Effekt ausgenutzt werden. Die Aufbauzeiten der Polarisation sind aber bei kleineren Energien in der Größenordnung von einigen Minuten und damit für viele Experimente, für die der Strahl extrahiert werden muß, zu groß. Wegen zu langer Polarisationsaufbauzeiten kann der Sokolov-Ternov-Effekt deshalb bei ELSA für externe Experimente nicht genutzt werden.

Bei Protonen- oder Schwerionenbeschleunigern tritt der Sokolov-Ternov-Effekt wegen der hier völlig vernachlässigbaren Synchrotronlichtabstrahlung nicht auf, weshalb der polarisierte Strahl ebenfalls in einer Quelle erzeugt und dann nachbeschleunigt werden muß.

Für die Erhaltung der Polarisation kann auf die Erfahrungen bei Protonenbeschleunigern (z.B. COSY in Jülich) [18, 38, 56] zurückgegriffen werden, da dort größtenteils ähnliche Phänomene mit depolari-

sierenden Resonanzen auftreten. Für Elektronenbeschleuniger gibt es aber zusätzliche Effekte, die durch die Synchrotronlichtabstrahlung in den Magneten verursacht werden, die Energieschwingungen der Teilchen anregen und einen Einfluß auf die Spindynamik haben. Die Konzepte der Protonenbeschleuniger können deshalb nicht ohne weiteres übernommen werden.

Primäre Aufgabe der vorliegenden Arbeit zugrunde liegenden Studien war es deshalb, dennoch eine „polarisationserhaltende“ Beschleunigung zu ermöglichen, und einen polarisierten Strahl mit hohem Polarisationsgrad für den gesamten bei ELSA zugänglichen Energiebereich zur Verfügung zu stellen. Die Bonner Beschleunigeranlage ist weltweit der einzige Elektronenbeschleuniger, bei dem der polarisierte Elektronenstrahl auf diese Weise bereitgestellt wird.

Das zweite wichtige Ziel dieser Arbeit war es, den polarisierten Elektronenstrahl dazu zu benutzen, die Energie des Strahls im Beschleuniger mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Eine Energiekalibration des Beschleunigers war erst möglich, nachdem die Polarisation auf dem gesamten Energiebereich erhalten werden konnte.

Um beide Ziele zu erreichen, wurden die depolarisierenden Resonanzen bei ELSA im Detail untersucht, um durch geeignete Maßnahmen deren Wirkung soweit wie möglich zu minimieren oder zu kompensieren. Die Spindynamik im Beschleuniger wurde simuliert, um die Polarisationsmeßwerte zu interpretieren.

Kapitel 2 konzentriert sich zunächst auf die Grundlagen der Spindynamik in Kreisbeschleunigern. Es werden Konzepte vorgestellt, die zum Verständnis der Effekte in ELSA notwendig sind. In Kapitel 3 werden die Beschleunigeranlage vorgestellt und die Details der Problematik der Bereitstellung eines polarisierten Elektronenstrahls erörtert. Kapitel 4 ist dem Rechenwerkzeug gewidmet, mit dem die Simulationsrechnungen zur Spindynamik für diese Arbeit entstehen konnten. Kapitel 5 beschreibt die Maßnahmen zur Erhaltung der Polarisation bis zur Maximalenergie des Beschleunigers. Anhand von Messungen wird deren Wirkungsweise demonstriert. Abschnitt 5.1 widmet sich der Berechnung und Messung der Resonanzstärken, und in Abschnitt 5.4 schließlich werden die erreichten Fortschritte zusammengefaßt. Abschnitt 6.1 beschreibt Methoden zur Energiekalibration in verschiedenen Betriebsmodi der Beschleunigeranlage. Eine Energiekalibration des Stretcherrings konnte durchgeführt werden. Dies ist Thema des Abschnitts 6.3. In Abschnitt 6.5 wird eine Methode vorgestellt, den Elektronenstrahl mit horizontal orientierter Polarisation aus der Maschine zu extrahieren. Die ersten Messungen hierzu wurden durchgeführt. Schließlich werden mögliche Konsequenzen dieses neuen Betriebsmodus sowie weitere Verbesserungsmöglichkeiten zur Optimierung der Polarisation in Kapitel 7 diskutiert.

2. Grundlagen

2.1. Spindynamik in Kreisbeschleunigern

Ein Ensemble von Elektronen, wie es z.B. in einem Bunch in einem Teilchenbeschleuniger vorliegt, kann polarisiert sein. Man spricht bei einem Teilchenstrahl von „polarisiert“, wenn die klassische Vektorsumme aller Spinvektoren der Teilchen nicht verschwindet. Der Spin ist eigentlich eine quantenmechanische Größe. Die Spindynamik in elektromagnetischen Feldern, wie sie in Beschleunigern vorkommen, kann jedoch mit Ausnahme des Sokolov-Ternov-Effekts (siehe Kapitel 2.7) vollständig klassisch verstanden werden [38, 25]. In Abschnitt 2.3 wird gezeigt, daß sich die klassische Beschreibung von Spin und Polarisation mit Hilfe von dreikomponentigen Vektoren oder von Spinoren auf eine umfassendere quantenmechanische Beschreibung zurückführen läßt, um sie in Verbindung mit den für den Polarisationsnachweis notwendigen Streuprozessen zu setzen. Beide Sichtweisen werden hier verwendet und sollen als erstes kurz dargestellt werden. Die Beschreibung der Polarisation mit Hilfe von Spinoren und der SU(2)–Repräsentation der Präzessionen wird dem Charakter der Spinbewegungen besonders gerecht, die als zusammengesetzte Drehungen verstanden werden können.

Bewegungsgleichung für den Spin in elektromagnetischen Feldern

Klassisch betrachtet, wird die Bewegung des Spinvektors eines einzelnen Teilchens oder auch des Polarisationsvektors eines Teilchenensembles durch die Kopplung des magnetischen Moments $\vec{\mu} := -g\mu_B\vec{S}$ an das externe Magnetfeld \vec{B}^* , ausgedrückt im Ruhesystem des Teilchens, wie folgt beschrieben:

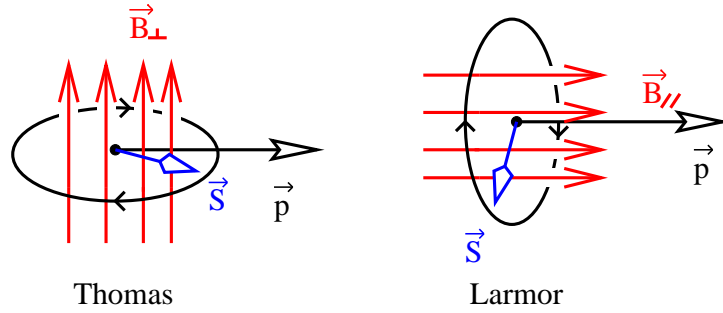
$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{B}^* \quad \text{oder auch:} \quad \frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\Omega}_L \times \vec{S} \quad (2.1)$$

mit $\vec{\Omega}_L := g\mu_B\vec{B}^*$, der sogenannten Larmor-Frequenz. Der Ausdruck verwendet das Bohrsche Magneton μ_B und den Landéschen g-Faktor, der für ein Elektron fast genau den Wert 2 hat. Der Spin präzidiert also um die Magnetfeldrichtung.

Für einen Beschleuniger sind die Feldgrößen \vec{E} und \vec{B} der Beschleunigerstruktur jedoch nicht für das Ruhesystem des beschleunigten Teilchens angegeben. Deshalb muß die auftretende Größe $\vec{\Omega}_L$ durch Größen ausgedrückt werden, die im Laborsystem gemessen werden, also durch die elektromagnetischen Felder, so wie sie in einem Beschleuniger vorkommen. Es ist also eine Transformation in das Ruhesystem des bewegten Teilchens nötig. Hierbei ist es allerdings üblich, den Spin \vec{S} weiterhin im Ruhesystem des Teilchens anzugeben¹.

¹Aus diesem Grund werden zwei unterschiedliche Koordinatensysteme eingeführt: Die Komponenten des Laborsystems, welches lokal an die Sollbahn des umlaufenden Strahls angesetzt wird, werden im folgenden mit (x, z, s) bezeichnet, wie es in der Beschleunigerphysik üblich ist. Hierbei ist \vec{e}_s die Strahlrichtung, \vec{e}_z die vertikale Richtung und \vec{e}_x die transversale. Die Polarisationskomponenten werden hingegen im Ruhesystem der Teilchen angegeben. Ihre Bezeichnung ist üblicherweise (x, y, z) , wobei die z -Richtung üblicherweise mit der vertikalen im Laborsystem zusammenfällt. Die x -Richtung wählt man dann transversal und die y -Komponente in Richtung des Strahls. Dies ist aber nicht immer praktisch. So kann man z.B. auch ein System einführen, bei dem die z -Komponente in Richtung der invarianten Spinachse liegt, und die x - y -Ebene wählt man senkrecht hierzu, aber je nach s -Position im Beschleuniger um einen bestimmten Winkel Θ gegenüber einer Ausgangsrichtung gedreht.

Abbildung 2.1: Thomas- und Larmor-Präzession des Spinvektors in Magnetfeldern senkrecht und parallel zur Bewegungsrichtung (Impulsvektor \vec{p}) des Teilchens.



Nach Transformation der auftretenden Größen vom Ruhesystem des Teilchens ins Laborsystem und der Zerlegung $\vec{B} = \vec{B}_{\parallel} + \vec{B}_{\perp}$, wobei \vec{B}_{\perp} und \vec{B}_{\parallel} die transversalen und die longitudinale Komponenten des Magnetfelds bezüglich der Bewegungsrichtung des Elektrons im Laborsystem beschreiben, erhält man die sogenannte Thomas-BMT-Gleichung¹ [1, 4]. Die Bewegungsgleichung für den Spin (2.1) behält ihre einfache Form

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\Omega}_{\text{BMT}} \times \vec{S} \quad (2.2)$$

bei, lediglich der Ausdruck für die Präzessionsachse schreibt sich nun

$$\vec{\Omega}_{\text{BMT}} := -\frac{e}{\gamma m_0} \left(\underbrace{(1 + \gamma a)\vec{B}_{\perp}}_{\text{Thomas-Term}} + \underbrace{(1 + a)\vec{B}_{\parallel}}_{\text{Larmor-Term}} - \left(a + \frac{1}{1 + \gamma} \right) \gamma \vec{\beta} \times \frac{\vec{E}}{c} \right), \quad (2.3)$$

wobei γ der relativistische Lorentz-Faktor, m_0 die Ruhemasse und a die sogenannte *gyromagnetische Anomalie* des Elektrons ist. Hiermit wird dem Faktum Rechnung getragen, daß der g -Faktor des Elektrons nicht genau gleich 2 ist. Sie beträgt für ein Elektron²

$$a = \frac{g - 2}{2} = 1.159652193(10) \cdot 10^{-3} \quad .$$

In Gleichung (2.3) sind die Felder \vec{E} und \vec{B} sowie die Zeit t im Laborsystem, der Spinvektor \vec{S} aber im System des bewegten Teilchens ausgewertet.

Der rechte Term beschreibt den Einfluß von elektrischen Feldern (im Laborsystem) auf die Spinbewegung. Ein elektrisches Feld \vec{E} hat etwa den gleichen Effekt wie ein wesentlich schwächeres Magnetfeld $\vec{B} = \frac{\vec{E}}{c}$. Deshalb kann man den Einfluß der elektrischen Felder auf die Spinbewegung bei ultrarelativistischen Teilchen gegenüber dem der Magnetfelder in normalen Beschleunigeranlagen vernachlässigen.

Der mittlere Term beschreibt die Larmor-Präzession des Spins um zum Teilchenimpuls parallele Magnetfelder z.B. in Solenoiden. Die Wirkung eines longitudinalen Feldes \vec{B}_{\parallel} auf den Spin ist umgekehrt proportional zur Teilchenenergie und verliert daher bei hohen Energien an Bedeutung gegenüber der Wirkung der transversalen Magnetfeldkomponenten. Abb. 2.1 veranschaulicht die jeweils durch longitudinale oder transversale Magnetfelder aufgezwungene Präzession des Spins.

Der Ausdruck (2.3) vereinfacht sich dann für Kreisbeschleuniger, die nur aus Dipol- und Quadrupolmagneten bestehen, zu

$$\vec{\Omega}_{\text{BMT}} \approx -\frac{e}{\gamma m_0} (1 + \gamma a) \vec{B}_{\perp} \quad . \quad (2.4)$$

Übrig bleibt als wesentlicher Effekt die Thomas-Präzession.

¹Benannt nach L.H. Thomas, V. Bargmann, L. Michel und V.L. Telegdi.

²Mit Hilfe der Feinstrukturkonstante α kann auch geschrieben werden $a \approx \alpha/2\pi$.

Betrachtet man die Thomas-Präzession nach Transformation in ein mit dem umlaufenden Teilchen rotierendes Koordinatensystem ($\vec{\Omega}'_{\text{BMT}} = \vec{\Omega}_{\text{BMT}} - \vec{\Omega}_c$, $\vec{\Omega}_c = -\frac{e}{\gamma m_0} \vec{B}_\perp$ ist die relativistische Zyklotronfrequenz), so erkennt man, daß die Thomas-Präzession für die Elektronen in ihrem Ruhesystem nicht mehr explizit energieabhängig ist. Allerdings ist die Präzession trotzdem von der Strahlenergie des Beschleunigers abhängig, da die Führungsfelder im Beschleuniger proportional zur Energie mit anwachsen:

$$\vec{\Omega}'_{\text{BMT}} = -\frac{e}{m_0} a \vec{B}_\perp \quad . \quad (2.5)$$

2.2. Spin-Arbeitspunkt

Mit Arbeitspunkt bezeichnet man, wie in der Beschleunigerphysik üblich, die Anzahl der Schwingungen pro Teilchenumlauf im Kreisbeschleuniger. Der *Spin-Arbeitspunkt* Q_{sp} bezeichnet also laut Definition die Anzahl der Spinpräzessionen pro Teilchenumlauf im Beschleuniger. Ausgehend von einem idealen Ring mit stückweise konstantem vertikalen Magnetfeld kann man die Präzessionsfrequenz des Spins um die vertikale Achse im mit dem Teilchen bewegten Koordinatensystem leicht aus der Gleichung (2.5) ableiten. In dem rotierenden Koordinatensystem präzidiert der Spin nämlich um die Achse

$$\vec{\Omega}'_{\text{BMT}} = -\frac{e}{m_0} a \vec{B}_\perp = \gamma a \left(-\frac{e}{\gamma m_0} \vec{B}_\perp \right) = \gamma a \vec{\Omega}_c \quad . \quad (2.6)$$

Die relative Präzessionsfrequenz ist also proportional zur Umlauffrequenz¹ des Teilchens und um den Faktor γa größer. Man erkennt so also die Beziehung

$$Q_{sp} := \frac{|\vec{\Omega}'_{\text{BMT}}|}{|\vec{\Omega}_c|} = \gamma a \quad . \quad (2.7)$$

Jeder beliebige Spinvektor eines Teilchens auf dem Closed-Orbit² präzidiert mit einem Präzessionsphasenvorschub von $2\pi Q_{sp}$ pro Umlauf. Q_{sp} ist unabhängig vom betrachteten Azimuth s_0 und eine Funktion der Energie $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$.

Zu jedem Azimuth s_0 , an dem die Spinbewegung beobachtet wird, gibt es eine Präzessionsachse $\vec{n}_0(s_0)$, um die der Spin, beobachtet bei jedem Teilchendurchgang an diesem Ort, eine scheinbare Präzession vollführt mit einer Frequenz, die dem nicht-ganzzahligen Anteil des Spin-Arbeitspunktes entspricht. Diese Achse wird *invariante Spinachse* oder auch *spin closed solution* genannt. Sie steht in der Regel vertikal, nämlich in der Richtung des Magnetfeldes der Ablenkmagnetfelder des Beschleunigers. Das Konzept der invarianten Spinachse wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit noch präzisiert.

Phasenraumabhängigkeiten

Reale Beschleuniger besitzen neben den Ablenkmagneten mindestens auch noch Magnete mit Quadrupolfeldern zur Strahlfokussierung sowie Sextupolmagnete zur Chromatizitätskorrektur und eine ganze Reihe von kleineren Magneten zur Korrektur der Strahlage und Modifizierung der Optik für die Injektion und Extraktion. Außerdem entstehen wegen der fertigungsbedingten Feldfehler der Magnete und

¹Wegen der feldfreien Strecken in einem realen Beschleuniger ist die Umlauffrequenz ω_0 immer kleiner als die Zyklotronfrequenz ω_c . Die Spinpräzessionsfrequenz wird aber um den gleichen Betrag kleiner, so daß das Konzept des Spinarbeitspunktes weiterhin gültig bleibt.

²Mit Closed-Orbit wird die über die Betatronschwingungen gemittelte mittlere Gleichgewichtsbahn der Elektronen, die im Beschleuniger umlaufen, bezeichnet. Bei einer vorgegebenen Beschleunigerstruktur stellt sich eine charakteristische Gleichgewichtsbahn ein, die im Idealfall der Sollbahn entspricht, die durch die Quadrupolmitten bestimmt wird. Wegen der Stell- und Feldfehler der Magnete ergeben sich jedoch leichte Ablagen von der Sollbahn, und die Gleichgewichtsbahn geht nicht mehr überall durch die Quadrupolmitten.

der Justagefehler zusätzliche Magnetfelder mit unterschiedlichen, teils höheren Multipolkomponenten. Dies führt erstens dazu, daß die Gleichgewichtsbahn des umlaufenden Strahls nicht mehr der Sollbahn entspricht und der Strahl nicht mehr durch die Magnetmitten geht. Zweitens vollführen die einzelnen Teilchen aufgrund der Fokussierung in den Quadrupolen sogenannte Betatronschwingungen um die Gleichgewichtsbahn. Die Teilchen sehen also zusätzlich zu den vertikalen Ablenkmagnetfeldern auch eine ganze Reihe von horizontalen Magnetfeldkomponenten, die ebenfalls eine Wirkung auf die Spinpräzession haben.

Immer dann, wenn die Gleichgewichtsbahn des Strahls im Beschleuniger nicht flach ist, also wenn der vertikale Closed-Orbit Ablagen zeigt, oder wenn auch Solenoidmagnete eingebaut sind, kann der Spin-Arbeitspunkt etwas von γa abweichen (siehe auch [109]). Der in diesem Abschnitt motivierte Begriff des Spin-Arbeitspunktes und der invarianten Spinachse gilt strenggenommen nämlich nur für Teilchen auf der Gleichgewichtsbahn, also für den sogenannten *zentralen Strahl*.

Berücksichtigt man die Abhängigkeit der invarianten Spinachse und des Spin-Arbeitspunktes von den Phasenraumkoordinaten \vec{z} des betrachteten Teilchens, üblicherweise angegeben in Ablagen und Winkeln bezüglich eines Referenz-Teilchens, dessen Trajektorie auf der Sollbahn des Beschleunigers verläuft $\vec{z} = (x, z, s, \phi_x, \phi_z, \phi_s)$, so ergibt sich ein etwas komplizierterer Zusammenhang. Nach [109] kann man die Phasenraumabhängigkeiten durch geschickte Wahl eines mitrotierenden Koordinatensystems reduzieren auf ein *invariantes Spinfeld* $\vec{n}(\vec{r})$ und einen Spin-Arbeitspunkt $Q_{sp}(\vec{r})$ (der allerdings dann nicht mehr eindeutig ist), welche nur noch von den Teilchenkoordinaten $\vec{r} = (x, z, s)$ abhängen. Die Abhängigkeiten sind für einen relativ flachen Ring wie ELSA jenseits einer depolarisierenden Resonanz unbedeutend. Bei Beschleunigern mit extrem hohen Energien wie HERA oder LEP, insbesondere wenn Spinrotatoren — sogenannte *sibirische Schlangen* — eingebaut sind, erhalten sie aber dennoch eine entscheidende Bedeutung. Die Verhältnisse in der Nähe einer depolarisierenden Resonanz werden in Kapitel 4.7 noch näher erläutert. Die invariante Spinachse ist in diesem Fall nicht mehr vertikal und der Spin-Arbeitspunkt für Teilchen, die nicht auf dem Closed-Orbit laufen, bekommt einen kleinen, von der Resonanzstärke abhängigen Korrekturterm.

2.3. Der Spin als quantenmechanische Größe

In diesem Kapitel soll der Begriff *Polarisation eines Ensembles von Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen wie Elektronen* quantenmechanisch eingeführt werden [82, 3, 21]. Wie bereits erwähnt, sind quantenmechanische und klassische Beschreibung für das Verständnis der Spindynamik im Beschleuniger äquivalent. Man wählt deshalb für diesen Zweck die klassische Darstellung mit dreikomponentigen Vektoren oder zweikomponentigen Spinoren. Bei der Messung der Polarisation mit einem Polarimeter wird die Polarisation aber über die Wechselwirkung in einem Streuprozeß gemessen. Die Messung erzwingt eine Projektion auf eine ausgezeichnete Richtung bezüglich der ein Polarisationszustand nur die meßbaren Zustände *up* und *down* einnehmen kann. Aus den so gewonnenen Zählraten kann jedoch eine Komponente der Polarisation gemessen und klassisch interpretiert werden.

Polarisationsobservable

Ein ruhendes Elektron befindet sich in einem reinen Spin-Zustand, der als kohärente Überlagerung der beiden Spinzustände *up* und *down* bezüglich einer beliebigen (ausgezeichneten) Richtung angegeben werden kann:

$$|\Psi\rangle = \alpha|\Psi_{up}\rangle + \beta|\Psi_{down}\rangle \quad .$$

Hierbei bilden $|\Psi_{up}\rangle$ und $|\Psi_{down}\rangle$ eine Basis des Spin-Hilbertraums des Elektrons, und es gilt $\langle\Psi_{up}|\Psi_{down}\rangle = 0$ sowie $\langle\Psi_{up}|\Psi_{up}\rangle = \langle\Psi_{down}|\Psi_{down}\rangle = 1$.

Für die komplexen Koeffizienten α und β gilt: $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$.

Schreibt man formal für $|\Psi_{up}\rangle =: \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ und $|\Psi_{down}\rangle =: \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$, so kann man den Spinoperator \vec{S} mit Hilfe der drei Pauli-Matrizen ausdrücken:

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

wobei

$$\vec{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \end{pmatrix}; \quad \sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Der Polarisationsvektor (in diesem Fall für ein einzelnes Elektron) wird nun über den Erwartungswert des Spinoperators in diesem reinen Spinzustand definiert:

$$\frac{\hbar}{2} \vec{P} := \langle \Psi | \vec{S} | \Psi \rangle \quad .$$

Für diesen reinen Zustand stellt sich der Polarisationsvektor als dreikomponentiger Einheitsvektor dar (α^* und β^* sind die komplex Konjugierten zu α und β):

$$\begin{aligned} P_x &= \begin{pmatrix} \alpha^* \\ \beta^* \end{pmatrix}^t \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \alpha^* \beta + \beta^* \alpha = 2 \operatorname{Re}(\alpha^* \beta) \quad , \\ P_y &= \begin{pmatrix} \alpha^* \\ \beta^* \end{pmatrix}^t \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = i \alpha \beta^* - i \alpha^* \beta = 2 \operatorname{Im}(\alpha^* \beta) \quad , \\ P_z &= \begin{pmatrix} \alpha^* \\ \beta^* \end{pmatrix}^t \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = |\alpha|^2 - |\beta|^2 \quad . \end{aligned} \quad (2.8)$$

Es sei nochmals daran erinnert, daß diese Darstellung nach wie vor von der gewählten (ausgezeichneten) Richtung z abhängt. Der Zustand des Elektrons wird dann durch die Koeffizienten α und β beschrieben bzw. durch die Dichtematrix

$$\rho := \Psi \Psi^\dagger = \begin{pmatrix} |\alpha|^2 & \alpha \beta^* \\ \alpha^* \beta & |\beta|^2 \end{pmatrix} \quad .$$

Dann kann der Polarisationsvektor geschrieben werden als $\vec{P} = \operatorname{Spur}(\vec{\sigma} \rho)$.

Setzt man

$$\alpha =: \cos\left(\frac{\Theta}{2}\right) \quad \text{und} \quad \beta =: \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right) e^{i\Phi}$$

mit reellen Parametern Θ und Φ , was keine Beschränkung der Allgemeinheit ist (ein weiterer Parameter entfällt wegen der Randbedingung $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ und die absolute Phase von α darf zu Null gesetzt werden, da sie prinzipiell nicht meßbar ist), so erhält man

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} \sin \Theta \cdot \cos \Phi \\ \sin \Theta \cdot \sin \Phi \\ \cos \Theta \end{pmatrix} \quad .$$

Dieses Ergebnis ist die klassische Darstellung eines Einheitsvektors in Kugelkoordinaten. Man kann also mit Θ und Φ bzw. mit α und β die Orientierung von \vec{P} im dreidimensionalen Raum beschreiben. Somit ist der Zusammenhang der klassischen Beschreibung von Polarisationszuständen zur quantenmechanischen für ein ruhendes Teilchen formal angedeutet. Diese Gleichwertigkeit der Beschreibungen ist auch dann noch gegeben, wenn man mehrere Teilchen betrachtet und auch Wechselwirkungen mit elektromagnetischen Feldern zuläßt.

Der Polarisationsvektor

Die bisherigen Betrachtungen betrafen im wesentlichen ein einzelnes ruhendes Elektron. \vec{P} ist deshalb naturgemäß ein Einheitsvektor. Es gibt also für ein einzelnes Elektron immer eine Richtung, bezüglich der es vollständig polarisiert ist.

Bei einem Ensemble von Elektronen liegt im allgemeinen ein gemischter Spinzustand vor, der sich als inkohärente Überlagerung von reinen Spinzuständen (— wenn man so will — der einzelnen Elektronen) Ψ_1, Ψ_2, \dots mit bestimmten Wahrscheinlichkeiten w_1, w_2, \dots beschreiben läßt. Die Dichtematrix wie auch der Polarisationsvektor ergeben sich dann aus dem statistischen Mittel der Dichtematrizen ρ_i bzw. Polarisationsvektoren \vec{P}_i der reinen Zustände:

$$\vec{P} = \sum_i w_i \vec{P}_i \quad .$$

Zur Beschreibung von gemischten Zuständen erhält \vec{P} also eine weitere variable Eigenschaft, nämlich seine Länge. Die Länge 0 beschreibt hierbei ein unpolarisiertes Elektronenensemble.

Im Experiment werden die drei Komponenten von \vec{P} über die Asymmetrie von *Spin-up*- und *Spin-down*-Zuständen bezüglich der einzelnen Koordinatenachsen bestimmt.

$$P_{x,y,z} = \frac{N \uparrow_{x,y,z} - N \downarrow_{x,y,z}}{N \uparrow_{x,y,z} + N \downarrow_{x,y,z}} \quad .$$

Obwohl durch die drei unabhängigen Messungen jeweils eine neue z -Richtung ausgezeichnet wird, hängen die so gewonnenen neuen Koeffizienten α und β mit denen bei einer anderen Meßrichtung gewonnenen α' und β' über folgende Beziehung zusammen:

$$\begin{pmatrix} \alpha' \\ \beta' \end{pmatrix} = \exp\left(\frac{-i\vec{\sigma} \cdot \vec{n}\phi}{2}\right) \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\frac{\phi}{2}) - in_z \sin(\frac{\phi}{2}) & -(n_y + in_x) \sin(\frac{\phi}{2}) \\ (n_y - in_x) \sin(\frac{\phi}{2}) & \cos(\frac{\phi}{2}) + in_z \sin(\frac{\phi}{2}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \quad . \quad (2.9)$$

Diese Gleichung beschreibt das Transformationsverhalten bei einer Drehung um eine Achse \vec{n} um ϕ , $|\vec{n}| = 1$. Man erkennt, daß sich die Koeffizienten genau so transformieren, wie man es auch klassisch bei einer Drehung erwarten würde, z.B. wird bei einer 90° -Drehung um die y -Achse, die die z -Richtung

auf die x -Richtung abbildet ($\vec{e}_z \rightarrow \vec{e}_x$, $\vec{n} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, $\phi = 90^\circ$), aus einem ursprünglich in z -Richtung polarisierten Zustand ($P_z = 100\%$, $\alpha = 1$, $\beta = 0$) nach der Drehung die Polarisation in z -Richtung — wie es zu erwarten ist — verschwinden:

$$\alpha' = \frac{1}{\sqrt{2}}\alpha - \frac{i}{\sqrt{2}}\beta \quad , \quad \beta' = \frac{1}{\sqrt{2}}\alpha + \frac{i}{\sqrt{2}}\beta \quad , \quad P'_z = |\alpha'|^2 - |\beta'|^2 = 0 \quad .$$

Dreht man umgekehrt jeweils die x - und y -Koordinaten auf die z -Achse, so werden auch diese Komponenten des Polarisationsvektors einer Messung zugänglich. Eine solche Messung kann ja immer nur eine projizierende Messung der *up*- bzw. *down*-Anteile eines Zustands sein, z.B. durch eine Asymmetrie-Messung wie Mott-Streuung (Winkel-Asymmetrie) oder Møller-Streuung (Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt).

Nur die Größen $|\alpha|$ und $|\beta|$ sind einer Messung zugänglich und damit nur P_z . Wendet man das Verfahren der Drehung bzw. Projektion auf verschiedene Achsen an, so kann man zusätzlich noch Informationen über die relative Phase zwischen α und β gewinnen, was für die Bestimmung der Komponenten P_x und P_y ausreicht. Die absolute Phasenlage bleibt prinzipiell verborgen.

Wechselwirkung mit Magnetfeldern

Nun soll die Dynamik des Polarisationsvektors studiert werden. Er kann seine Richtung, aber auch seinen Betrag ändern. In letzterem Fall verliert der Strahl an Polarisationsgrad. Auch hier kann man die Äquivalenz von quantenmechanischer und klassischer Beschreibung aufzeigen. Betrachten wir zunächst wieder ein einzelnes Teilchen.

Der Hamilton-Operator für ein (ruhendes) Teilchen mit Spin im Magnetfeld ist gegeben durch

$$\mathbf{H} = -g \frac{e\hbar}{2m_0c} \vec{\mathbf{S}} \cdot \vec{\mathbf{B}} =: -\omega \mathbf{S}_z \quad (2.10)$$

mit $\omega := g \frac{e\hbar B}{2m_0c}$, wenn man o.B.d.A. die z -Richtung in Richtung des Magnetfeldes legt. Hierbei ist $g \frac{e\hbar}{2m_0c} \vec{\mathbf{S}} =: \vec{\mu}$ das magnetische Moment des Teilchens.

Der Zeit-Translationsoperator

$$\mathbf{U}(\Delta t) := \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \mathbf{H} \Delta t\right) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \mathbf{S}_z \omega \Delta t\right)$$

hat eine ähnliche Form wie der Operator für die Rotation aus Gleichung (2.9), ωt spielt hier die Rolle von ϕ . Unter Verwendung der Gleichungen (2.8) und (2.9) erhält man

$$\vec{P}(t) = \begin{pmatrix} \cos \omega t & -\sin \omega t & 0 \\ \sin \omega t & \cos \omega t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{P}(t=0) \quad ,$$

also die bekannte Larmor-Präzession um die Magnetfeldrichtung.

Die Betrachtung der Spins und der Polarisation eines Teilchenensembles gelingt also immer auch klassisch. Es ist deshalb unnötig und unpraktisch, eine vollständige quantenmechanische Beschreibung mit Hilfe der Erwartungswerte der Zustandsoperatoren durchzuführen. Für die Dynamik des Polarisationsvektors im elektromagnetischen Feld des Beschleunigers gewinnt man nichts. Das jeweilige Auszeichnen einer Richtung erweist sich als unpraktisch, weshalb man ganz allgemein klassisch rechnet. Kommt ein Polarimeter ins Spiel oder geht es ganz allgemein um Teilchen-Wechselwirkungen, z.B. Streuprozesse im Teilchenpaket selber, so erweist sich die klassische Beschreibung allerdings als unzureichend. In diesem Fall läßt sich die Projektion der Zustände jedoch nachträglich jederzeit leicht durchführen, und man erhält so den Anschluß auch an die Konzepte der Spin-Spin-Wechselwirkungen.

2.4. Spinorgleichung und Spintransfermatrizen

In diesem Kapitel soll ein Formalismus vorgestellt werden, der neben der Beschreibung der Polarisationszustände durch klassische dreikomponentige Vektoren für die Beschleunigerphysik inzwischen gebräuchlich geworden und in vielen Fällen vorteilhafter ist. Man kann ausgehend von Gleichung (2.10) für das Ruhesystem des Teilchens schreiben:

$$\mathbf{H} = -g \frac{e\hbar}{2m_0c} \vec{\mathbf{S}} \cdot \vec{\mathbf{B}} =: -\frac{\hbar}{2} \vec{\omega} \vec{\sigma} \quad .$$

Mit diesem Hamilton-Operator kann nun die Schrödinger-Gleichung¹

$$\frac{d\Psi}{d\Theta} = -\frac{i}{\hbar} \mathbf{H} \Psi$$

¹Der Zeitparameter t ist in dieser Notation durch den Umlaufwinkel Θ im Beschleuniger ersetzt: $\Theta = tc/R$ (R = mittlerer Ablenkradius). Er erhält die Funktion einer Zeitvariablen.

geschrieben werden als sogenannte Spinorgleichung¹ für die zeitliche Entwicklung des Spins der Teilchen in einem Kreisbeschleuniger:

$$\frac{d\Psi}{d\Theta} = -\frac{i}{\hbar} \begin{pmatrix} \gamma a & -\zeta(\Theta) \\ -\zeta^*(\Theta) & -\gamma a \end{pmatrix} \Psi = -\frac{i}{2} \vec{\omega} \vec{\sigma} \Psi \quad . \quad (2.11)$$

Die komplexe Funktion ζ läßt sich durch Größen des Beschleunigers ausdrücken und wird auch in Kapitel 5.1 diskutiert.

$$\begin{aligned} \zeta(\Theta) &:= i\omega_y - \omega_x = -(1 + \gamma a)(\rho z'' + iz') + i\rho(1 + a) \left(\frac{z}{\rho}\right)' \\ &= (1 + \gamma a) \frac{B_{\perp}^{\text{horizontal}}}{B_0} + i(1 + a) \frac{B_{\parallel}}{B_0} \quad . \end{aligned} \quad (2.12)$$

Die Nebendiagonalelemente der Matrix in (2.11) koppeln die beiden Komponenten der Spinor-Wellenfunktion miteinander, bewirken also eine Abweichung von der einfachen Präzession um die vertikale Achse.

Die Matrix in (2.11) ist das Differential einer Transformation $\mathbf{T}_{\Theta_1, \Theta_2}$, die die Veränderung des Spinors von einem Ort (oder Zeitpunkt) Θ_1 nach Θ_2 beschreibt:

$$\Psi(\Theta_2) = \mathbf{T}_{\Theta_1, \Theta_2} \Psi(\Theta_1) \quad .$$

Diese Transformation gilt es z.B. für einen ganzen Umlauf des Beschleunigers oder für einzelne Teilstrecken oder Magnete zu finden. Das kann mit Hilfe des Spintrackings geschehen (siehe auch Kapitel 4.2). Die Transformationen haben jeweils vier zunächst einmal voneinander unabhängige Parameter (T_0, T_x, T_y, T_z) und lassen sich für Beschleuniger immer als Drehung um den Winkel ϕ um eine Achse $\vec{\omega}$ ausdrücken:

$$\mathbf{T} = \exp\left(\frac{i}{2} \vec{\omega} \cdot \vec{\sigma} \phi\right) = \mathbf{I} T_0 + i\sigma_1 T_x + i\sigma_2 T_y + i\sigma_3 T_z \quad , \quad \text{mit} \quad \mathbf{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad .$$

Diese vier Komponenten erlauben also eine vollständige Beschreibung eines Stücks Beschleunigerstruktur bzgl. der Spindynamik. Mit ihrer Hilfe lassen sich Transfermatrizen im Spinor-Formalismus definieren (siehe [109]).

Spintransfermatrizen lassen sich auch für das dreidimensionale klassische System aufstellen. Sie sind mit den Spinor-Transfermatrizen wie folgt verknüpft [72]:

$$\vec{S}(\Theta_2) = \begin{pmatrix} T_0^2 + T_x^2 - T_y^2 - T_z^2 & 2(T_x T_y + T_0 T_z) & 2(T_x T_z - T_0 T_y) \\ 2(T_x T_y - T_0 T_z) & T_0^2 - T_x^2 + T_y^2 - T_z^2 & 2(T_y T_z + T_0 T_x) \\ 2(T_x T_z + T_0 T_y) & 2(T_y T_z - T_0 T_x) & T_0^2 - T_x^2 - T_y^2 + T_z^2 \end{pmatrix} \vec{S}(\Theta_1) \quad . \quad (2.13)$$

Daß es sich um den klassischen Fall einer Drehung um den Winkel ϕ um eine Achse $\vec{\omega}$ handelt, erkennt man, wenn man setzt:

$$T_0 = \cos \frac{|\vec{\omega}| \phi}{2}; \quad T_x = \frac{\omega_x}{|\vec{\omega}|} \sin \frac{|\vec{\omega}| \phi}{2}; \quad T_y = \frac{\omega_y}{|\vec{\omega}|} \sin \frac{|\vec{\omega}| \phi}{2}; \quad T_z = \frac{\omega_z}{|\vec{\omega}|} \sin \frac{|\vec{\omega}| \phi}{2} \quad .$$

¹Eigentlich sollte man erwarten, anstelle der Schrödinger-Gleichung eine modifizierte Dirac-Gleichung zu verwenden. Es ist jedoch bislang noch niemanden gelungen, einen einfachen und praktischen Formalismus hieraus zu entwickeln. Die Spinbewegung müßte hierbei von der Teilchenbewegung separiert werden, da letztere klassisch behandelt wird. Man behilft sich deshalb damit, daß man zwei verschiedene Koordinatensysteme verwendet, nämlich eines für die Magnetfelder des Beschleunigers (Laborsystem) und eines, in dem die Spins ausgedrückt werden (Ruhesystem der Teilchen). Die Transformation der Magnetfelder erfolgt deshalb ähnlich wie bei der Ableitung der BMT-Gleichung. Das Konzept mit den Spinoren ist nur eine alternative Schreibweise desselben klassischen Sachverhalts.

Weiterhin erhält man:

$$T_x^2 + T_y^2 + T_z^2 = \sin^2 \frac{|\vec{\omega}|\phi}{2} = 1 - T_0^2 \quad ,$$

$$\begin{pmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{pmatrix} = \frac{1}{\sin \frac{|\vec{\omega}|\phi}{2}} \cdot |\vec{\omega}| \cdot \begin{pmatrix} T_x \\ T_y \\ T_z \end{pmatrix} \quad ,$$

also

$$\frac{\vec{\omega}}{|\vec{\omega}|} = \frac{1}{\sqrt{1 - T_0^2}} \begin{pmatrix} T_x \\ T_y \\ T_z \end{pmatrix} \quad .$$

Gleichung 2.13 schreibt sich dann auch mit Hilfe der Beziehung $\vec{n} := \frac{\vec{\omega}}{|\vec{\omega}|}$

$$\vec{S}(\Theta_2) = \left[\mathbf{1} + \sin \phi \begin{pmatrix} 0 & -n_3 & n_2 \\ n_3 & 0 & -n_1 \\ -n_2 & n_1 & 0 \end{pmatrix} + (1 - \cos \phi) \begin{pmatrix} n_3^2 + n_2^2 & n_1 n_2 & n_1 n_3 \\ n_2 n_1 & n_1^2 + n_3^2 & n_2 n_3 \\ n_3 n_1 & n_3 n_2 & n_2^2 + n_1^2 \end{pmatrix} \right] \vec{S}(\Theta_1) \quad . \quad (2.14)$$

Da die Achse \vec{n} für einen Magneten der Beschleunigerstruktur durch die Richtung des Magnetfeldes gegeben ist, eignet sich diese Gleichung als Basis für ein einfaches Spintracking (siehe Kapitel 4.1).

2.5. Invariante Spinachse und invariantes Spinfeld

Für einen Kreisbeschleuniger macht es Sinn, nach Eigenvektoren der Spin-Transfermatrix für einen Umlauf zu suchen. Bezüglich dieser Matrix existiert im Normalfall an jedem Ort des Rings ein Eigenvektor \vec{n}_0 zum Eigenwert eins. Dieser Eigenvektor ist die in Kapitel 2.2 bereits eingeführte *invariante Spinachse*. Er beschreibt eine Präzessionsachse, um die der Spin von einer festen Position im Ring betrachtet scheinbar präzidiert¹. Folglich ist der Ausdruck für diese Achse:

$$\vec{n}_0 = \frac{1}{\sqrt{1 - T_{1U0}^2}} \begin{pmatrix} \pm T_{1Ux} \\ \pm T_{1Uy} \\ \pm T_{1Uz} \end{pmatrix} \quad . \quad (2.15)$$

Das Konzept der invarianten Spinachse wird wegen der Phasenraumabhängigkeit ausgedehnt zu einem *invarianten Spinfeld*, welches auf dem Phasenraum definiert ist. So ergibt sich eine Abhängigkeit nicht nur von der Teilchenenergie, sondern auch von den tatsächlichen Teilchentrajektorien und von der Stelle im Ring, an der die Spinbewegung beobachtet wird. Je nach zu betrachtendem Problem kann diese Abhängigkeit jedoch auf wenige Parameter reduziert werden. Für ELSA ist die Phasenraumabhängigkeit der invarianten Spinachse außer in der Nähe von intrinsischen depolarisierenden Resonanzen unbedeutend.

2.6. Spindiffusion und Spinkohärenzzeit

Die meßbare Polarisation in einem Kreisbeschleuniger unterliegt verschiedenen Einflüssen, die sich aus der Teilchendynamik ergeben. Eine besondere Bedeutung kommt hier wegen des energieabhängigen Spin-Arbeitspunkts der einzelnen Teilchen dem Energiespektrum des Strahls zu. Durch unterschiedliche Energien der Teilchen haben diese auch unterschiedliche Spin-Arbeitspunkte, und die Spinpräzession kommt nach einer Weile außer Phase. Komponenten des Polarisationsvektors, die senkrecht zur stabilen Spinrichtung stehen, sollten also nach einiger Zeit verschwinden.

¹Dies geschieht in diskreten Schritten, da das Teilchen nur einmal pro Umlauf vorbeikommt.

In Elektronenbeschleunigern ist das Energiespektrum durch die Strahlanregung und -dämpfung durch die Synchrotronlicht-Emission bestimmt. Es stellt sich eine charakteristische annähernd gaußförmige Energieverteilung der Teilchen um eine feste Energie ein, da der Energieverlust des Strahls im Mittel vom HF-System des Beschleunigers wieder ausgeglichen wird.

Dadurch daß der Synchrotronlichtabstrahlungsprozeß in diskreten Quanta geschieht, werden die Synchrotronschwingungen im Beschleuniger permanent stochastisch angeregt (aber auch gedämpft). Die Auswirkungen der Synchrotronlicht-Emission auf die transversale Strahldynamik ist erheblich und bestimmt die Emittanzen und damit die Strahldimensionen im Elektronenbeschleuniger.

Als Konsequenz dieser Effekte kommt es zur Spindiffusion und zur Depolarisation der horizontalen Komponenten. Die Auswirkungen durch die permanent angeregten Synchrotronschwingungen auf die Polarisation werden in einem Abschnitt weiter unten noch näher erläutert. Die Energieunschärfe allein führt jedoch zusätzlich noch zu einer Art Spindiffusion der horizontalen Polarisationskomponenten, die deshalb bei der Beschleunigung verloren gehen.

Spinkohärenz

In diesem Kapitel soll ein neuer Begriff eingeführt werden: *die Spinkohärenz*. Betrachten wir ein Ensemble von nichtmonochromatischen Teilchen (wie es durch die Synchrotronlichtabstrahlung bei Elektronen immer entsteht), so sind die Spin-Arbeitspunkte der einzelnen Teilchen leicht verschieden. Dies führt ähnlich wie in der Lichtoptik zum Verlust der Kohärenz der Spinbewegungen nach einiger Zeit und zu einer Verringerung der Polarisationskomponenten, die senkrecht zur stabilen Spinrichtung stehen, und damit zu einer Verringerung der Gesamtpolarisation des Ensembles. Dies ist insbesondere relevant, wenn in einem Kreisbeschleuniger ein polarisierter Strahl mit horizontal ausgerichtetem Polarisationsvektor beschleunigt werden soll¹, oder mehrere depolarisierende Resonanzen innerhalb der Kohärenzzeit gekreuzt werden (z.B. eine Imperfektionsresonanz mit ihren Seitenresonanzen, die aufgrund der Synchrotronschwingungen der Teilchen entstehen, im folgenden *Synchrotronsatelliten* genannt), was zu einem komplizierten Verlauf der Endpolarisation nach dem Kreuzen führt (siehe Abschnitt 4.9).

In Anlehnung an die Lichtoptik wird eine *Spinkohärenzzeit* τ definiert, in die die Energieunschärfe (bei gaußförmigem Spektrum) eingeht:

$$\tau := \frac{\pi}{2\omega_0 \gamma a \frac{\Delta E}{E}} \quad .$$

Nach dieser Zeit läuft der Spin eines Teilchens mit ΔE Energieunterschied gegenüber dem Referenzteilchen um $\pi/2$ voraus. Die horizontale Polarisation reduziert sich nach einer Überlegung, die in Kap. A.5 (Gleichung (A.2)) näher ausgeführt ist, auf

$$P = \exp\left(-\frac{1}{2}(\pi/2)^2\right) = 29\% \quad .$$

Ein Teilchenpaket mit einer Energie von 1 GeV und einer Energieunschärfe von $\Delta E/E = 5 \cdot 10^{-4}$ hat demnach eine Kohärenzzeit von ca. 100 μs . Bei ELSA entspräche dies etwa 200 Umläufen. Die Zeitabhängigkeit der Depolarisation ist in diesem Fall:

$$P(n) = P_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(2\pi\gamma a \cdot \frac{\Delta E}{E} \cdot n\right)^2\right) \quad ,$$

wobei n die Anzahl der Umläufe angibt (siehe auch Abb. 2.2).

¹Z.B. der geplante ELFE-Beschleuniger am CERN, siehe Anhang A.5.

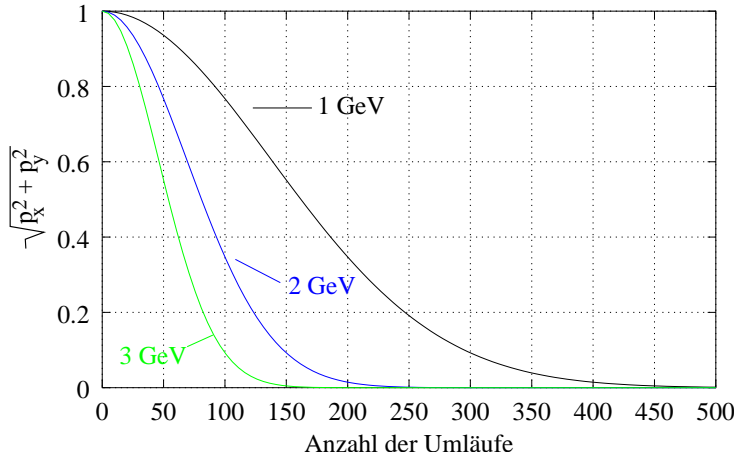


Abbildung 2.2: Dämpfung der horizontalen Polarisationskomponenten mit der Anzahl der Umläufe in ELSA bei 1, 2 und 3 GeV und Energieunschärfe von $5 \cdot 10^{-4}$ ohne Phasenfokussierung.

Das Konzept der Spindiffusion muß für Elektronenbeschleuniger jedoch erweitert werden: Ein Teilchen mit einer Energieabweichung ΔE behält diese nur für wenige Umläufe. Die Teilchen führen aufgrund der longitudinalen Phasenfokussierung Schwingungen im longitudinalen Phasenraum aus mit einem charakteristischen sogenannten *Synchrotron-Arbeitspunkt* Q_s . Dieser liegt bei ELSA etwa bei $Q_s = 0.04$. Das bedeutet, daß das Teilchen mit einer anfänglichen Energieabweichung von ΔE nach 12 Umläufen im Beschleuniger nun eine entsprechende Energieabweichung von $-\Delta E$ hat. Diese Zeit ist wesentlich kürzer als die oben definierte Spinkohärenzzeit, so daß sich die Depolarisationseffekte der horizontalen Komponenten zum größten Teil wieder aufheben. Die resultierende Zeitkonstante für die Spinkohärenz ist daher erheblich größer, was dazu führt, daß die horizontalen Komponenten der Polarisation auch nach vielen tausend Umläufen noch stabil sein können. Die eigentlich zu beobachtende Dekohärenz der Spins kommt daher hauptsächlich durch den Synchrotronlichtabstrahlungsprozeß, der mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit bei jedem Abstrahlprozeß eines Photons einen Spin-Flip auslösen kann. Die Raten hierfür sind zwar ziemlich klein, nehmen aber mit steigender Energie rasch zu.

Im Unterschied zu Protonen- oder Ionen-Beschleunigern ist der Synchrotron-Arbeitspunkt bei Elektronenbeschleunigern um ein Vielfaches größer. Die Spinkohärenzzeit ist hier klein gegenüber der Schwingungsdauer der Synchrotronoschwingungen, weshalb die Depolarisation der horizontalen Komponenten bei Beschleunigern für schwere Teilchen nicht aufgehoben wird.

2.7. Gleichgewichtspolarisation durch Sokolov-Ternov-Effekt

Wenn ein Elektron ein Photon emittiert, gibt es eine bestimmte Wahrscheinlichkeit für einen Spin-Flip bei diesem Prozeß. Sokolov und Ternov haben die beiden Übergangswahrscheinlichkeiten für einen Spin-Flip je nach ursprünglicher Ausrichtung des Spins parallel oder antiparallel zum Führungsmagnetfeld berechnet (sog. *Sokolov-Ternov-Effekt* [7, 27, 6]) und hierbei eine Asymmetrie gefunden. Die Übergangswahrscheinlichkeit R für einen Spin-Flip verursacht durch eine Photon-Abstrahlung in einem Ablenkungsmagnetfeld mit Ablenkradius ρ ist demnach gegeben durch

$$R = \frac{5\sqrt{15}}{16} \frac{e^2 \gamma^5 \hbar}{m_0^2 c^2 \rho^3} \left(1 + \frac{8}{5\sqrt{3}} \vec{S} \cdot \vec{e}_z \right) .$$

Wie man leicht sieht, ist R für unterschiedliche Spinrichtungen (parallel oder antiparallel zum Führungsmagnetfeld) verschieden. Aus dem Grund wird sich eine Polarisation von maximal

$$P_{ST} = \frac{R_{\uparrow\uparrow} - R_{\uparrow\downarrow}}{R_{\uparrow\uparrow} + R_{\uparrow\downarrow}} = \frac{8}{5\sqrt{3}} = 92.4\% \quad (2.16)$$

aufbauen.

Da $R_{\uparrow\uparrow}$ größer ist als $R_{\uparrow\downarrow}$, wird sich die Strahlpolarisation für Elektronen mit der Zeit parallel zum magnetischen Führungsfeld ausrichten. Der Polarisationsaufbau erfolgt exponentiell mit einer charakteristischen Polarisationszeit τ_{ST} :

$$P(t) = P_{\text{ST}} \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{ST}}}\right) \right), \quad \tau_{\text{ST}} = \frac{8m_0}{5\sqrt{3}r_e\hbar} \cdot \frac{\rho^3}{\gamma^5} \quad (2.17)$$

(r_e ist der klassische Elektronradius.).

Die starke Energieabhängigkeit und der kleine Anteil der Photonabstrahlungsprozesse, der einen Spin-Flip auslöst¹, führen dazu, daß für ELSA die Polarisationszeit in der Größenordnung zwischen 10 Stunden bei 1 GeV und 10 Minuten bei 3.5 GeV variiert.

Diese Formeln können hingegen nur als Faustformeln gelten, da sie für einen Beschleuniger mit konstantem Dipolfeld gerechnet wurden. In der Praxis müssen jedoch auch feldfreie Strecken und Korrekturmagnetfelder, Feldfehler und Strahlablagen in Quadrupolen etc. berücksichtigt werden. Eine Verallgemeinerung der Gleichungen (2.16) und (2.17) lautet dann [42]:

$$P_{\text{ST}} = \frac{8}{5\sqrt{3}} \frac{\oint \rho^{-3} ds}{\oint |\rho^{-3}| ds}, \quad \tau_{\text{ST}} = \frac{8m_0 \oint ds}{5\sqrt{3}r_e\hbar\gamma^5 \oint |\rho^{-3}| ds} .$$

In der Praxis wird der theoretische maximale Polarisationsgrad von 92.4% nicht erreicht, da immer auch depolarisierende Effekte im Beschleuniger existieren. Diese depolarisierenden Effekte (siehe auch die vorausgehenden Kapitel) führen gleichfalls zu einer exponentiell abfallenden Depolarisation mit einer bestimmten Zeitkonstante τ_{dep} . Polarisierende und depolarisierende Effekte konkurrieren nun. Die Zeitkonstanten können zu einer effektiven Polarisationszeit τ_{eff} zusammengefaßt werden, in der ein Gleichgewicht erreicht wird:

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_{\text{ST}}} + \frac{1}{\tau_{\text{dep}}} . \quad (2.18)$$

Der Polarisationsaufbau erfolgt nun nach

$$P(t) = P_{\text{ST}} \frac{\tau_{\text{eff}}}{\tau_{\text{ST}}} \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \right) .$$

Die maximal erreichbare Polarisation (Gleichgewichtspolarisation) reduziert sich dabei auf

$$P_{\infty} = P_{\text{ST}} \frac{\tau_{\text{eff}}}{\tau_{\text{ST}}} = \frac{P_{\text{ST}}}{1 + \frac{\tau_{\text{ST}}}{\tau_{\text{dep}}}} . \quad (2.19)$$

¹Bei ELSA ist das Verhältnis der Spin-Flip-Prozesse zu solchen ohne Spin-Flip etwa 10^{-12} .

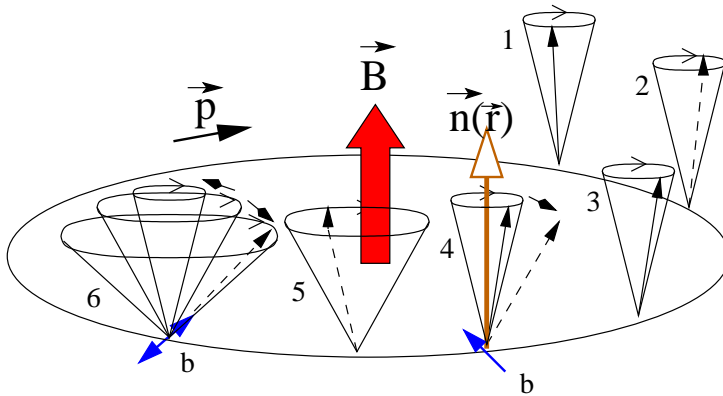


Abbildung 2.3: Spinpräzession unter dem Einfluß von Störfeldern im Beschleuniger. Horizontale Störmagnetfelder beeinflussen den Präzessionskegel, auf dem die Spins der Teilchen durch den Einfluß der Führungsmagnetfelder präzidieren.

2.8. Grundlagen der depolarisierenden Resonanzen

Verschiedene Effekte können die Spindynamik beeinflussen. Außer beim Sokolov-Ternov-Effekt führen alle Effekte letztlich zu einer Depolarisation des Strahls. Diese Depolarisationen treten in Form von Resonanzphänomenen auf, die sich bei bestimmten Energien besonders stark auf den Spin auswirken.

Motivation des Resonanzbegriffs

Wie in Abb. 2.3 veranschaulicht, präzidiert der Spin um die stabile Spinrichtung $\vec{n}(\vec{r})$, die zunächst durch die (vertikale) Richtung der Führungsmagnetfelder gegeben ist. Die Polarisationskomponente projiziert auf diese Achse bleibt erhalten.

Von den Elektronen zusätzlich gesehene (horizontale) Magnetfelder, z.B. in den Quadrupolen, werden den Spinvektor in seiner ursprünglichen Präzessionsbewegung stören und möglicherweise auf einen anderen Präzessionskegel ablenken.

In der Regel sind diese Störmagnetfelder klein und vom Ruhesystem des Elektrons aus gesehen schnell veränderlich, so daß sich ihre Wirkung im Mittel wieder aufhebt. Eine größere Spinstörung kann nur auftreten, wenn sich bestimmte Störungen kohärent addieren. Dies ist dann der Fall, wenn das Störfeld \vec{b} eine Komponente besitzt, die mit der gleichen oder einer vielfachen Frequenz um $\vec{n}(\vec{r})$ präzidiert wie der Spinvektor. Es handelt sich dann also um einen phasenstabilen und damit resonanten Zustand. Die stabile Spinrichtung wird dadurch von der ursprünglichen vertikalen Orientierung durch einen horizontalen Beitrag ausgelenkt. Diese neue Richtung ist dabei ebenfalls eine Invariante, um die die Polarisationsvektoren präzidieren können. Je nach Geschwindigkeit, mit der dieser resonante Zustand eingenommen wird (meistens verursacht durch eine Erhöhung der Energie bei der Beschleunigung des Strahls), kommt es zu einer größer werdenden Aufweitung des Präzessionskegels.

Wegen der stets vorhandenen Energieunschärfe der Teilchen im Strahl präzidieren die einzelnen Spinvektoren mit leicht unterschiedlichen Frequenzen, was dazu führt, daß die horizontalen (bzw. senkrecht zu \vec{n} stehenden) Komponenten der Polarisation mit der Zeit verschwinden. Übrig bleibt die (verkleinerte) z -Komponente. Es wird Depolarisation beobachtet. Selbst wenn die Teilchen so in den Beschleuniger injiziert werden, daß ihr Polarisationsvektor in die Vertikale zeigt, muß dies je nach Energie wegen der Einflüsse horizontaler Störfelder keine stabile Polarisationsrichtung sein.

Um diese zusätzlichen Einflüsse zu quantifizieren, betrachtet man hierzu die komplexe Größe

$$b(\Theta) := b_1 + ib_2 \quad (\Theta := \int_0^s \frac{1}{\rho(s')} ds' \approx \frac{s}{R}, \quad R = \text{mittlerer Ablenkradius}),$$

die die Störmagnetfelder parametrisieren soll, wobei b_1 und b_2 die beiden Komponenten von $\vec{b}(\Theta)$ bezüglich zweier senkrecht zu $\vec{n}(s)$ stehender Achsen \vec{e}_1 und \vec{e}_2 sind [38]. Der Einfachheit halber sei \vec{e}_1

die radiale und \vec{e}_z die longitudinale Richtung im Beschleuniger. Sind keine Solenoidmagnete in der Beschleunigerstruktur eingebaut, so ist der Imaginärteil von $b(\Theta)$ immer Null.

Diese Magnetfelder werden nun entlang des Rings nach allen vom Ruhesystem des Elektrons gesehenen periodischen Magnetfeldern entwickelt:

$$b(\Theta) = \sum_{j=0}^{\infty} b_j e^{iq_j \Theta} \quad .$$

Es ergibt sich wegen der Periodizität der Beschleunigerstruktur ein Linienspektrum mit komplexen Fourierkoeffizienten

$$b_j = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} b(\Theta) e^{-iq_j \Theta} d\Theta \quad .$$

Deren Imaginärteil ist nun nicht unbedingt immer Null, sondern gibt die Phase der Komponente j an.

In die Periodizität der Magnetfelder geht die Periodizität der Phasenraumbewegung der Teilchen ein. Deshalb unterscheidet man bei den Parametern q_j nach der Sorte der diese Komponente der Magnetfelder verursachenden Effekte. Hierzu schreibt man zunächst ganz allgemein:

$$q_j = k_0 + k_x Q_x + k_z Q_z + k_s Q_s \quad ; \quad k_{0,x,z,s} \in \mathbb{Z}$$

entsprechend einem Störfeld \vec{b} , das hervorgerufen wird von ganzzahligen Harmonischen k_0 der Umlauffrequenz, verursacht durch Closed-Orbit-Störungen, Betatronoszillationen mit Arbeitspunkten Q_x und Q_z und Synchrotronoszillationen mit dem Arbeitspunkt Q_s .

$b_j e^{iq_j \Theta}$ repräsentiert eine transversale Komponente von \vec{b} mit der Wellenzahl q_j (bezogen auf einen Umlauf)¹. Diese Komponente hat die gleiche Frequenz wie die Spinpräzession, wenn die *Resonanzbedingung* für den Spin-Arbeitspunkt

$$\boxed{Q_{sp} = k_0 + k_x Q_x + k_z Q_z + k_s Q_s} \quad (2.20)$$

erfüllt ist. Ist diese Bedingung für irgendeinen Satz (k_0, k_x, k_z, k_s) erfüllt, so handelt es sich um eine *depolarisierende Resonanz*.

Die Fourierkoeffizienten b_j können auch als *Resonanzstärke* aufgefaßt werden. Es ist jedoch üblich, die Resonanzstärke als Verhältnis der Präzession um die horizontale Achse $\vec{\Omega}_{\text{BMT}}$, verursacht durch die Fourierkomponente b_j der horizontalen Störmagnetfelder, relativ zur Spinpräzession um die Vertikale im Ruhesystem des Teilchens $\vec{\Omega}'_{\text{BMT}}$ aus Gleichung 2.5 anzugeben:

$$\epsilon := \frac{\vec{\Omega}_{\text{BMT},x,s}}{|\vec{\Omega}'_{\text{BMT},z}|} = (1 + \gamma a) \frac{b_j}{B_0} \quad . \quad (2.21)$$

Die Resonanzstärke ist im allgemeinen ebenfalls komplex. Ihr Betrag $|\epsilon|$ ist ein Maß für die Stärke der Resonanz, und ihre komplexe Phase läßt auf die Phase der sie verursachenden Fourierkomponente der horizontalen Magnetfelder schließen.

Je nach Art des störenden Feldes \vec{b} (bzw. dessen dominierender Komponente im Spektrum) unterscheidet man verschiedene Typen von depolarisierenden Resonanzen.

¹Größen wie Arbeitspunkte oder im speziellen hier auch die Parameter q_j werden gelegentlich auch als „Frequenzen“ bezeichnet. Die Größen werden dabei in Einheiten der Umlauffrequenz ω_0 oder $\nu_0 := \frac{\omega_0}{2\pi}$ gerechnet, weshalb sie selbst dimensionslos sind.

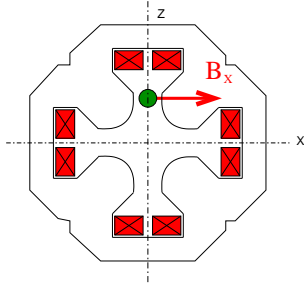


Abbildung 2.4.: Passiert der Elektronenstrahl einen Fokussierungsquadrupol mit einer vertikalen Ablage z , sehen die Elektronen ein horizontales Magnetfeld B_x .

Resonanztypen

Die Wirkung auf die Polarisation soll zunächst anhand von zwei Beispielen erläutert werden:

Eine Verkippung eines Dipolmagneten entlang der Strahlachse führt dazu, daß die Teilchen zusätzlich eine kleine horizontale Magnetfeldkomponente sehen. Dies beeinflusst die Spinbewegung bei bestimmten Spin-Arbeitspunkten, nämlich dann, wenn sich die Störungen bei jedem Umlauf kohärent addieren können, also bei ganzzahligen Spin-Arbeitspunkten. Diese depolarisierenden Resonanzen werden aber noch verstärkt, da die relativ kleinen Magnetfelder aufgrund der Verkippung eines Dipols zu einer vertikalen Strahlablenkung führen, die in den folgenden Quadrupolmagneten deutliche vertikale Ablagen des Strahls hervorrufen können. Hat ein Elektron in einem Quadrupol die Ablagen x und z von der Sollbahn, so erfährt es ein Magnetfeld (siehe Abb. 2.4)

$$\vec{b} = \frac{\partial B_x}{\partial z} z \cdot \vec{e}_x + \frac{\partial B_z}{\partial x} x \cdot \vec{e}_z \quad .$$

Entscheidend sind hier vertikale Ablagen, da diese horizontale Magnetfelder produzieren, die den Spin aus der Vertikalen ablenken. Die horizontalen Magnetfelder, die der Strahl dann in den Quadrupolen sieht, sind in ihrer Gesamtwirkung viel größer als die ursprüngliche kleine Störung. Ein kleiner Justagefehler in einem Dipol kann also schon zu einer deutlichen Wirkung auf die Polarisation führen, die sich bei Energien äußert, bei denen der Spin-Arbeitspunkt ganzzahlig ist. Um die Gleichgewichtsbahn trotz der Feld- und Justagefehler der Magnete wieder annähernd durch die Quadrupolmitten zu führen, werden üblicherweise Korrekturdipolmagnete eingesetzt, die entlang des Rings verteilt sind. Man kann so die Wirkung der Quadrupolablagen auf die Polarisation wieder verkleinern, muß aber, um das zu erreichen, in den Korrektormagneten wiederum (horizontale) Magnetfelder anwenden, die ebenfalls die Polarisationsdynamik beeinflussen.

Ein anderer Typ depolarisierender Resonanzen tritt ebenfalls immer auf. Betrachtet man nicht den Verlauf des Strahlschwerpunkts, sondern die Trajektorien der einzelnen Teilchen entlang des Beschleunigerings, so wird auch hier klar, daß die Teilchen horizontale Magnetfelder sehen. Die Teilchen führen Betatronschwingungen um die Gleichgewichtsbahn mit einem charakteristischen, durch die Emittanzen und die Beschleunigeroptik gegebenen Amplitudenspektrum aus. Die Amplituden und damit die in den Quadrupolmagneten (und auch Sextupolmagneten und allen höheren Multipolfeldern) erfahrenen Magnetfeldstärken sind dann für jedes Teilchen verschieden. Für bestimmte Spinpräzessionsfrequenzen und Betatronschwingungsfrequenzen addiert sich die Wirkung für alle Teilchen jedoch wiederum kohärent, so daß eine Auswirkung auf die Strahlpolarisation beobachtet werden kann.

Diese beiden Typen von depolarisierenden Resonanzen sind die wichtigsten Vertreter der Resonanzen erster Ordnung, auch lineare Resonanzen genannt. Es gibt aber noch weitere Typen, die meist schwächer sind, unter bestimmten Umständen jedoch auch sichtbar werden.

Ganzzahlige oder Imperfektionsresonanzen $Q_{sp} = k_0$

Der Spin präzidiert mit der gleichen oder einer ganzzahligen vielfachen Frequenz wie die Umlauffrequenz der Teilchen.

Imperfektionsresonanzen erhalten ihren Namen wegen der nicht perfekten Aufstellung sowie konstruktionsbedingter Feldfehler der Magnete im Beschleuniger. Diese Fehler führen dazu, daß sich die Gleichgewichtsbahn der Teilchen, der Closed-Orbit, von der Sollbahn entfernt. Für die Spinbewegung störend sind die horizontalen Magnetfelder z.B. in den Quadrupolen, wenn der Closed-Orbit dort vertikal versetzt ist. Die Stärke der Resonanzen ist von der mittleren Closed-Orbit-Ablage sowie natürlich von der Stärke der Quadrupolfelder abhängig.

Durch eine Superperiodizität¹ P im Beschleuniger verstärken sich die Resonanzen bei Vielfachen von P gegenüber den übrigen ganzzahligen Resonanzen. Deshalb unterscheidet man noch zwischen zufälligen und systematischen Imperfektionsresonanzen:

1. *Zufällige Unvollkommenheiten* bezeichnen Fehler in der Magnetoptik, die sich, obwohl der Beschleunigerring aus mehreren identischen Sektionen besteht, nicht in jeder Sektion wiederholen. Diese Fehler werden von den umlaufenden Teilchen pro Umlauf nur einmal gesehen. Deshalb sind alle ganzzahligen Harmonischen des Umlaufspektrums vorhanden, und die Resonanzen finden sich im äquidistanten Abstand $\Delta Q_{sp} = 1$; $\Delta E = 440.65$ MeV.
2. Durch *systematische Unvollkommenheiten* werden die superperiodischen Resonanzen $k_0 = k \cdot P$ verstärkt, da die Feldfehler sich mit der Periodizität der Sektionen systematisch wiederholen und in einem Umlauf mehrmals gesehen werden.

Systematische Feldfehler spielen in einem Beschleuniger in der Regel die kleinere Rolle, da der Closed-Orbit die periodische Struktur der Magnete meist nicht vollständig widerspiegelt.

Intrinsische Resonanzen der Ordnung $n = |k_x| + |k_z| + |k_s|$

Hier sind von besonderer Bedeutung:

- Vertikale Betatronresonanzen erster Ordnung

$$Q_{sp} = k_0 \pm Q_z$$

werden hervorgerufen durch vertikale Betatronoszillationen.

Vertikale Betatronoszillationen sind die zweite wichtige Quelle für depolarisierende Resonanzen. Intrinsische Resonanzen erhalten ihren Namen aus der Tatsache, daß diese Art der Resonanzen auch in einer Maschine ohne Stellfehler der Magnete vorhanden ist, und sie deshalb nur von den „inneren“ Eigenschaften des Beschleunigers abhängen. Die Lage der Resonanzen wird bestimmt durch den vertikalen Arbeitspunkt. Entscheidender Parameter für die Stärke der Resonanzen ist die vertikale Emittanz ε_z , die in Elektronenmaschinen zwar wegen der Strahldämpfung im Verhältnis zur horizontalen Emittanz relativ klein ist, jedoch wegen der nicht völlig entkoppelten transversalen Bewegungen nicht völlig verschwindet.

Bei vorhandener Superperiodizität unterscheidet man auch bei intrinsischen Resonanzen die beiden wichtigen Unterfamilien:

1. *Normale intrinsische Resonanzen* bezeichnen nur noch die unter Berücksichtigung der Superperiodizität P hervorgerufenen Resonanzen bei

$$Q_{sp} = k_0 P \pm Q_z \quad .$$

Alle anderen intrinsischen Resonanzen sollten bei perfekter Symmetrie nicht auftreten, da sich nach vielen Umläufen die Einflüsse der Fokussierungsquadrupole bei unterschiedlichen

¹Die Superperiodizität einer Beschleunigerstruktur bezeichnet die Anzahl der Wiederholungen einer elementaren Struktur, aus denen sich die Beschleunigerstruktur zusammensetzt. Der Stretcherring bei ELSA besteht beispielsweise (abgesehen von den Beschleunigungssektionen) aus zwei identischen Hälften, deren Magnete auch identisch angesteuert werden.

Betatronphasen bei nicht ganzzahligen (auch nicht rationalen) Betatron-Arbeitspunkten gegenseitig aufheben. Bei nicht perfekter Symmetrie treten sie dennoch auf, diese bezeichnet man dann auch als

2. *Gradientenfehlerresonanzen*. Diese Resonanzen entstehen, da zwar die Beschleunigerstruktur mit den Fokussierungsquadrupolen die Superperiodizität P aufweist, aber die einzelnen Quadrupole durch die Fertigungstoleranzen leicht verschiedene Stärken, also unterschiedliche Gradienten im Magnetfeld aufweisen, die dann die Symmetrie stören.

Je mehr identische Sektionen ein Beschleuniger besitzt, desto höher ist die Periodizität und desto stärker treten Resonanzen aus diesen Harmonischen auf. In ELSA ist die Superperiodizität $P = 2$. Man erwartet also besonders starke intrinsische Resonanzen bei $\gamma a = 2k_0 \pm Q_z$.¹ Tatsächlich sind alle anderen Resonanzen so schwach, daß sie sich kaum auswirken.

- Horizontale Betatronresonanzen erster Ordnung

$$Q_{sp} = k_0 \pm Q_x$$

werden hervorgerufen durch horizontale Betatronoszillationen und spielen bei vertikaler Spin-Closed-Solution nur insofern eine Rolle, als es in einem realen Beschleuniger wegen der Feld- und Stellfehler in der Strahlführung, z.B. verursacht durch kleine Drehungen der Quadrupole um die longitudinale Achse, und durch den Einsatz nichtlinearer Elemente wie z.B. Sextupole zur Verringerung der Chromatizität bzw. zur Resonanzextraktion zu einer x - z -Phasenraumkopplung kommt. Dies führt dazu, daß im Spektrum der vertikalen Betatronschwingungen auch Frequenzen aus dem horizontalen Spektrum auftauchen und umgekehrt. Außerdem führt dies zu einer Vergrößerung der vertikalen Emittanz und damit zur Verstärkung der vertikalen Betatronresonanzen.

- Synchrotron(schwingungs)resonanzen (auch *Synchrotronsatelliten*) erster Ordnung aus der Phasenraumkopplung

$$Q_{sp} = k_0 \pm Q_s$$

werden hervorgerufen durch Synchrotronoszillationen. Bedingt durch die vertikale Dispersion D_z wird auch der longitudinale Phasenraum mit dem vertikalen gekoppelt:

$$z(s) = D_z(s) \frac{\Delta p}{p} \cos(\Phi_s(s) + \Phi_0) \quad .$$

Diese Kopplung ist jedoch in der Regel recht klein, so daß man Synchrotronresonanzen hauptsächlich als kinematischen Effekt höherer (meist 2.) Ordnung versteht (siehe unten).

Parametrische Resonanzen können nur durch zeitlich veränderliche Magnete hervorgerufen werden. Sie werden meist absichtlich in speziellen Magneten durch modulierte Magnetfelder erzeugt. Durch das gezielte Verschieben dieser künstlichen Resonanzen und die so verursachte Resonanzdepolarisation kann man über den Spin-Arbeitspunkt z.B. genaue Energiemessungen des Strahls vornehmen (siehe z.B. Kap. 6.2).

¹Aber auch die Periodizität 16 würde nochmals verstärkt, da ELSA aus 16 FODO-Zellen besteht. Die Symmetrie ist hierbei jedoch nicht perfekt, da teilweise Driftstrecken ohne Ablenkdiol dazwischen liegen. Da es sich hierbei aber um Resonanzen bei Energien größer als 7 GeV handeln würde, hat diese Erkenntnis bei ELSA keinen praktischen Wert.

Nichtlineare Resonanzen

Nichtlineare Resonanzen werden durch Multipolfelder höherer Ordnung produziert:

$$b(\Theta) \sim x(\Theta)^l z(\Theta)^m \quad ; \quad (l + m > 1); \quad l, m \in \mathbb{N}_0 \quad .$$

Die Frequenzanalyse von $b(\Theta)$ ergibt die Resonanzbedingung

$$Q_{sp} = k_0 + k_x Q_x + k_z Q_z \quad \text{mit} \quad |k_x| \leq l, |k_z| \leq m \quad .$$

Sextupolfelder zum Beispiel würden nichtlineare Resonanzen mit $|k_x| + |k_z| = 2$ erzeugen. Resonanzen treten dann auf bei

$$Q_{sp} = k_0 \pm Q_x \pm Q_z \quad \text{und} \quad Q_{sp} = k_0 \pm 2Q_{x,z} \quad .$$

Da die bei Beschleunigern typischen Magnetfelder, die ein Strahl entlang des Umlaufs in Sextupolmagneten erfährt, üblicherweise viel kleiner sind als die von Dipolen und Quadrupolen, sind auch die von ihnen verursachten Resonanzen meist sehr viel schwächer, so daß man sie nur in speziellen Ausnahmen, z.B. bei der längeren Speicherung des Strahls, überhaupt zu berücksichtigen braucht.

Feld- und Stellfehler aller Magnete in einem Beschleuniger können sich neben der Störung des Closed-Orbits und der damit verbundenen Verstärkung von Imperfektionsresonanzen ebenfalls durch das vermehrte Auftreten von nichtlinearen Resonanzen bemerkbar machen, da mit größeren Strahlablagen höhere Multipolfelder der Magnete einen stark anwachsenden Einfluß haben.

Kinematische Effekte

Synchrotronoschwingungen führen wegen der Energieoszillationen zusätzlich auch zu den sogenannten Synchrotronseitenbändern anderer Resonanzen und zu deren Verbreiterung. Die Energieoszillationen verursachen eine Modulation des Spin-Arbeitspunktes, der ja direkt von der Energie abhängt ($Q_{sp} = \gamma a$). Ähnlich wie bei der Frequenzmodulation von HF-Wellen, entstehen so *Synchrotron-Seitenlinien* (oder auch *-Satelliten*). So gibt es auf jeder Seite der depolarisierenden Resonanz ($Q_{sp} = Q_R$) Synchrotron-Seiten-Resonanzen

$$Q_{sp} = Q_R + k_s Q_s \quad (|k_s| > 1) \quad .$$

Die Resonanzstärken der Synchrotron-satelliten nehmen jedoch mit zunehmender Ordnung rasch ab.

2.9. Resonanzstärke und -breite

Das Resonanzphänomen kann einfacher verstanden werden, wenn man es von einem rotierenden Koordinatensystem aus betrachtet. Dieses System rotiere mit der Resonanzfrequenz $Q_R \omega_0$ um die vertikale Achse relativ zum Ruhesystem der Teilchen.

In diesem Koordinatensystem präzidiert der Spinvektor \vec{S} um die Vertikale \vec{e}_z mit der Frequenz $\Delta\omega := \delta \cdot \omega_0$, wobei $\delta := (Q_{sp} - Q_R)$. Außerdem ist nun die die Resonanz verursachende Komponente \vec{b}_R des radialen Störfeldes in diesem System stationär, so daß der Spin andererseits auch um diese Komponente präzidiert. Aufgrund der Definition der Resonanzstärke nach Gleichung 2.21 ist die Präzessionsfrequenz hierbei $\Omega_R = |\epsilon| \cdot \omega_0$.

Insgesamt präzidiert der Spin dann um eine Achse

$$\vec{\Omega} = \omega_0 (\delta \cdot \vec{e}_z + |\epsilon| \cdot \vec{e}_{\vec{b}_R}) \quad , \quad (2.22)$$

deren Richtung mit der *Spin-Closed-Solution* in diesem rotierenden System übereinstimmt. $\vec{e}_{\vec{b}_R}$ ist dabei die stationäre Richtung der Störfeldkomponente (in diesem rotierenden Koordinatensystem) und ergibt

sich aus der komplexen Phase der Resonanzstärke. Genau auf der Resonanz ($Q_{sp} \stackrel{!}{=} Q_R$) verschwindet die Präzession um die Vertikale ($\delta = 0$), und die Drehachse $\vec{\Omega}$ ist horizontal, parallel zu \vec{b}_R .

Abb. 2.5 veranschaulicht die Situation beim Durchkreuzen einer Resonanz. Je nachdem wie schnell das Kreuzen im Verhältnis zur Präzession um die Störkomponente ist, also je nach Resonanzstärke, gibt es unterschiedliche Möglichkeiten für den Endzustand nach dem Kreuzen. \vec{B}_{eff} steht dabei für die resultierende Präzessionsachse. Geschieht das Kreuzen schnell genug, kann im Grunde keine Präzession innerhalb der effektiven Kreuzungszeit stattfinden, der Spin behält seine Orientierung bei. Bei hinreichend langsamer Kreuzung kann der Spin öfter um die effektive Präzessionsachse präzidieren und wird somit im Extremfall adiabatisch von der kippenden und das Vorzeichen wechselnden Achse mitgenommen. Der Spin ändert also seine Orientierung. Man spricht vom Spin-Flip. Zwischen den beiden Extrema gibt es natürlich auch Fälle, bei denen der Spin nur unvollständig mitgenommen wird und am Ende irgendeine Zwischenstellung einnimmt, die nicht mehr unbedingt einer stabilen Spinrichtung im Beschleuniger entsprechen muß.

Durch die Resonanzstärke ϵ kann auch eine *Resonanzbreite* definiert werden [72]: z.B. der Bereich um eine depolarisierende Resonanz, innerhalb derer $[Q_R - \epsilon, Q_R + \epsilon]$ der Winkel zwischen Präzessionsachse $\vec{\Omega}$ und der z -Richtung größer als $\frac{\pi}{4}$ ist. Üblich ist auch eine Definition der sogenannten *effektiven Resonanzbreite* als die Differenz $Q_{sp} - Q_R$, bei der die meßbare Komponente¹ der Polarisation

$$P_z = \frac{Q_{sp} - Q_R}{\sqrt{\epsilon^2 + (Q_{sp} - Q_R)^2}} = 99\% \cdot P_{z,0} \quad (2.23)$$

beträgt. In dem Fall ist $Q_{sp} - Q_R = \pm 7.02\epsilon$.

Die so definierten Resonanzbreiten können auch in Simulationen und Messungen bei ELSA beobachtet werden (vgl. Kap. 6.3).

2.10. Spinbewegung in der Nähe einer Resonanz

Um die Situation in der Nähe einer depolarisierenden Resonanz besser zu verstehen, betrachten wir den Fall, bei dem die Energie des gespeicherten Elektronenstrahls so gewählt ist, daß der Spin-Arbeitspunkt einen Abstand δ zur Resonanz hat ($\delta = Q_{sp} - Q_R$).

Ausgehend von Gleichung (2.11) betrachten wir eine einzige Resonanz, die wir mit

$$\zeta(\Theta) = \epsilon \exp(-iQ_R\Theta)$$

parametrisieren, wobei Q_R die Resonanzfrequenz kennzeichnet. Die Spinorgleichung lautet in diesem Fall:

$$\frac{d\Psi}{d\Theta} = -\frac{i}{\hbar} \begin{pmatrix} Q_{sp} & -\epsilon \exp(-iQ_R\Theta) \\ -\epsilon^* \exp(iQ_R\Theta) & -Q_{sp} \end{pmatrix} \Psi \quad (2.24)$$

Zum Lösen dieser Gleichung transformiert man den Ausdruck zunächst in das mit der Frequenz Q_R mitrotierende Koordinatensystem ($\Psi =: \exp(-\frac{i}{2}Q_R\sigma_z\Theta)\Phi$) und erhält

$$\frac{d\Phi}{d\Theta} = \frac{i}{\hbar} \begin{pmatrix} -\delta & \epsilon \\ \epsilon^* & \delta \end{pmatrix} \Phi = \frac{i}{\hbar} (\text{Re}(\epsilon)\sigma_x - \text{Im}(\epsilon)\sigma_y - \delta\sigma_z) \Phi =: \frac{i}{\hbar} (\vec{\omega} \cdot \vec{\sigma}) \Phi \quad ,$$

¹Grundsätzlich wird mit dem Polarimeter und/oder den Experimenten direkt nur die vertikale Komponente der Polarisation im Kreisbeschleuniger gemessen, da in der Regel nur diese stabil ist. In der Nähe einer Resonanz steht die invariante Spinachse jedoch nicht mehr vertikal. Es kommen also auch horizontale Komponenten hinzu, die im Falle einer Imperfektionsresonanz sogar phasenstabil sind und deshalb durch das Extraktionsverfahren nicht zerstört werden. Der Strahl kann so mit anderer Polarisationsrichtung als die Vertikale extrahiert werden. Durch den speziellen Aufbau der externen Strahlführung bei ELSA mißt das Polarimeter unter Umständen auch Beiträge von horizontalen Komponenten der Polarisation (die ja außer in der Nähe einer Resonanz nicht vorkommen). Dies wurde in der Tat bei einer Messung beobachtet (vgl. Kap. 6.5).

Aufschluß über die tatsächliche Änderung des Polarisationsvektors und über die Stärke der Resonanzen kann man u.a. mit numerischen Verfahren erhalten. Eine Möglichkeit ist die Verfolgung des Polarisationsvektors mit den Bewegungsgleichungen über viele Umläufe, das sogenannte *Spin-Tracking*, oder eine etwas vereinfachte ebenfalls numerische Methode, eine Umsetzung des *Courant-Ruth-Formalismus*, die im Kapitel 5.1 noch genauer erläutert wird.

2.10.1. Durchkreuzen einer Resonanz

Das Verhalten des Spinvektors beim Durchkreuzen einer Resonanz und die damit verbundene Depolarisation soll nun näher quantifiziert werden. Hierzu führt man zunächst eine dimensionslose *Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit* ein:

$$\alpha := \frac{d(Q_{sp} - Q_R)}{d(\omega_0 t)} = \frac{1}{\omega_0} \dot{\delta} \quad .$$

Je nach Resonanztyp kann man aus der Resonanzbedingung die Kreuzungsgeschwindigkeit ableiten: Für intrinsische Resonanzen mit der Resonanzbedingung $\gamma a = k_0 P \pm Q_z$ ergibt sich

$$\omega_0 \alpha = \frac{d}{dt}(\gamma a - (k_0 P \pm Q_z)) \quad ,$$

also

$$\alpha = \frac{\dot{\gamma} a \mp \dot{Q}_z}{\omega_0} \quad (2.26)$$

und entsprechend für eine Imperfektionsresonanz

$$\alpha = \frac{\dot{\gamma} a}{\omega_0} \quad . \quad (2.27)$$

In den Überlegungen kann man zunächst von den beiden Extremfällen ausgehen:

- Die Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit α ist so klein gegenüber der Resonanzstärke bzw. der Präzessionsfrequenz um die stationäre Störkomponente, daß der Spin die Bewegung von $\vec{\Omega}$ einfach mitmacht und schließlich wieder vertikal orientiert ist, aber nach unten. Man spricht in diesem Fall von *adiabatischem Spin-Flip*.
- Die Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit α ist vergleichsweise sehr groß. In diesem Fall hat der Spin keine Chance, die Bewegung der Präzessionsachse mitzumachen, und er bleibt während der Zeit des Resonanzkreuzens fast in Ruhe und zeigt nach dem Kreuzen der Resonanz weiterhin in die ursprüngliche Richtung. Man spricht auch von *Überspringen* der Resonanz.

In beiden Fällen läßt sich keine Depolarisation beobachten. Im Fall des adiabatischen Spin-Flips wird der Polarisationsvektor lediglich invertiert.

Zwischen den beiden Extremfällen ist der Spin-Flip unvollständig, und im allgemeinen zeigen die Spins nach dem Durchqueren eben nicht mehr genau in die Vertikale, und somit vermindert sich die z -Komponente des Polarisationsvektors.

2.10.2. Die Froissart-Stora-Formel

Die Resonanzkreuzung läßt sich unter gewissen vereinfachenden Annahmen analytisch beschreiben. Die Bedingung für den adiabatischen Spin-Flip gewinnt man aus folgender Überlegung [38]:

Angenommen, die Energie im Beschleuniger nehme linear zu. Der Spin-Arbeitspunkt ändert sich dann ebenfalls linear:

$$Q_{sp}(t) = Q_R + \alpha \cdot (t - t_0) \omega_0$$



Abbildung 2.6: Der Verlauf der Froissart-Stora-Formel beschreibt alle möglichen Endpolarisationen nach dem Kreuzen einer Resonanz.

(t_0 sei der Zeitpunkt der Resonanzkreuzung). Bei einer Resonanzbreite $\sigma_\epsilon = |\epsilon|$ ist die Kreuzungszeit dann $\Delta t \approx \frac{2|\epsilon|}{\alpha\omega_0}$. In dieser Zeit präzidiert der Spin um einen Winkel

$$\Psi = |\vec{\Omega}| \Delta t = |\epsilon| \omega_0 \Delta t \approx \frac{2|\epsilon|^2}{\alpha}$$

von der Vertikalen (vgl. mit Gleichung (2.22)) weg.

Die adiabatische Bedingung lautet dann $\frac{|\epsilon|^2}{\alpha} \gg 1$ und für das Überspringen $\frac{|\epsilon|^2}{\alpha} \ll 1$.

Eine exakte Lösung für alle Fälle dazwischen gelang *Froissart* und *Stora* [5] unter Nichtberücksichtigung von longitudinalen Feldern, Synchrotronschwingungen, der Vernachlässigung von nicht-periodischen radialen Feldern, Annahme einer linearen Energiezunahme sowie vor allem durch die Betrachtung lediglich einer einzigen isolierten Resonanz. Hiernach beträgt das Verhältnis von vertikaler Polarisation nach (P_f) zu der vor (P_i) der Kreuzung einer Resonanz der Stärke ϵ mit der Kreuzungsgeschwindigkeit α

$$\boxed{\frac{P_f}{P_i} = 2e^{-\frac{\pi|\epsilon|^2}{2\alpha}} - 1} \quad . \quad (2.28)$$

Die Froissart-Stora-Formel beinhaltet die beiden Extremfälle adiabatischer Spin-Flip $\frac{P_f}{P_i} = -1$ und schnelles Überspringen $\frac{P_f}{P_i} = +1$. Besonders starke Depolarisation tritt im Bereich $0.5 < \frac{\epsilon}{\sqrt{\alpha}} < 1$ auf. Ein qualitativer Verlauf der Formel ist in Abb. 2.6 wiedergegeben. Sie kann für Imperfektionsresonanzen oder für einzelne Teilchen direkt angewendet werden.

Für die intrinsischen Resonanzen ist die Resonanzstärke jedoch wesentlich von der vertikalen Betatronamplitude abhängig, die für jedes einzelne Teilchen verschieden ist. In einem Teilchenensemble ist die Resonanzstärke von der *mittleren* Amplitude abhängig und kann aus der Emittanz bestimmt werden. Die Froissart-Stora-Formel ist dann nicht mehr uneingeschränkt gültig und muß modifiziert werden. Unter der Annahme einer gaußförmigen Betatronamplitudenverteilung ergibt sich nach Integration über den vertikalen Phasenraum

$$\frac{P_f}{P_i} = \frac{2}{\frac{\pi|\epsilon_\sigma|^2}{\alpha} + 1} - 1 \quad . \quad (2.29)$$

ϵ_σ bezeichnet die Stärke der Resonanz für ein Teilchen, welches eine Betatronschwingungsamplitude hat, die einer Standardabweichung der Betatronamplitudenverteilung entspricht.

Der Verlauf der integrierten Froissart-Stora-Formel (2.29) weicht insbesondere im Bereich des Spin-Flips von der Froissart-Stora-Formel für ein Teilchen (2.28) ab. Ein vollständiger Spin-Flip wird nur noch langsamer erreicht, da die Teilchen in einer Umgebung des zentralen Strahls immer eine beliebige kleine Resonanzstärke sehen und sich deshalb die Polarisation für den zentralen Strahl nicht umkehrt.

Vermeidung von Depolarisation

Wie man der Froissart-Stora-Formel (2.28) oder ihrer Abwandlung (2.29) ansieht, gibt es mehrere Möglichkeiten, Polarisationsverluste beim Durchkreuzen einer Resonanz zu minimieren:

1. durch Erhaltung von Polarisationsgrad und -richtung,
 - a) durch Verminderung der Resonanzstärke ϵ ,
 - b) durch Erhöhung der Kreuzungsgeschwindigkeit α oder
2. durch adiabatischen Spin-Flip.

2.11. Synchrotronsatelliten

Infolge der Synchrotronoszillationen der Teilchen im longitudinalen Phasenraum mit dem Synchrotron-Arbeitspunkt Q_s ist die Energie jedes Teilchens entsprechend moduliert und deshalb ebenso der Spin-Arbeitspunkt (γ_0 gilt für das Sollteilchen.)

$$Q_{sp} = \gamma_0 a \cdot \left(1 + \left(\frac{\Delta E}{E} \right)_s \cos(\Psi(Q_s, \Theta) + \phi_0) \right) .$$

Je nachdem, wie stark die Energiemodulation relativ zur Beschleunigungsrampe ist, werden die depolarisierenden Resonanzen für jedes einzelne Teilchen zu unterschiedlichen Zeitpunkten, mit unterschiedlicher Kreuzungsgeschwindigkeit und evtl. sogar mehrfach gekreuzt.

Diese Gegebenheit verändert die Froissart-Stora-Abhängigkeit der Depolarisation beim Kreuzen von Resonanzen. K. Yokoya konnte diesen Effekt störungstheoretisch beschreiben [71]. Wesentlich einfacher und praktischer ist die Beschreibung und Ableitung mittels kinematischer Effekte [72]. Hier ist eine Abschätzung der Resonanzstärken möglich [56]. Die durch die Synchrotronoschwingung verursachte Modulationsamplitude g verhält sich umgekehrt proportional zur Frequenz der Synchrotronoschwingung und wächst mit der Energie und der Energieunschärfe des Strahls:

$$g = \frac{\gamma_0 a}{Q_s} \left(\frac{\Delta E}{E} \right) .$$

Die Wirkung der Synchrotronoszillationen können als benachbarte depolarisierende Resonanzen (zwei Satelliten symmetrisch jeweils rechts und links von der eigentlichen Resonanz) interpretiert werden. Die Resonanzstärke der einzelnen Synchrotronseitenbänder ist proportional zur Resonanzstärke ϵ_r der eigentlichen Resonanz.

Die Resonanzstärken der Synchrotronsatelliten ϵ_s nehmen mit zunehmender Ordnung rapide ab. Als Folge der relativen Resonanzstärken für die Synchrotronsatelliten ergibt sich ($Q_{sp} \pm nQ_s$) u.a. nach [56] zu

$$\frac{\epsilon_s}{\epsilon_r} = \frac{1}{2^n n!} g^n . \quad (2.30)$$

Für ELSA ist $g \approx 0.05$, deshalb können alle Synchrotronsatelliten ab der zweiten Ordnung in der Regel völlig vernachlässigt werden, und man hat es lediglich mit einer Synchrotronoschwingungsresonanz vor und hinter der eigentlichen Resonanz zu tun, deren Resonanzstärke etwa anderthalb Größenordnungen kleiner ist als die eigentliche Resonanz.

Bei Synchrotron-Arbeitspunkten kleiner als 10^{-3} , wie sie bei Protonen-Beschleunigern üblich sind, verschwimmen die Synchrotronsatelliten mit der eigentlichen Resonanz. Dies führt letztlich nur zu einer Verbreiterung der Resonanz. Der typische Synchrotron-Arbeitspunkt bei ELSA liegt jedoch etwa bei $Q_s = 0.04$, so daß die Synchrotronsatelliten deutlich von der Resonanz getrennt sind¹.

¹Der Abstand der Synchrotronsatelliten zur eigentlichen Resonanz beträgt dann ca. 18 MeV.

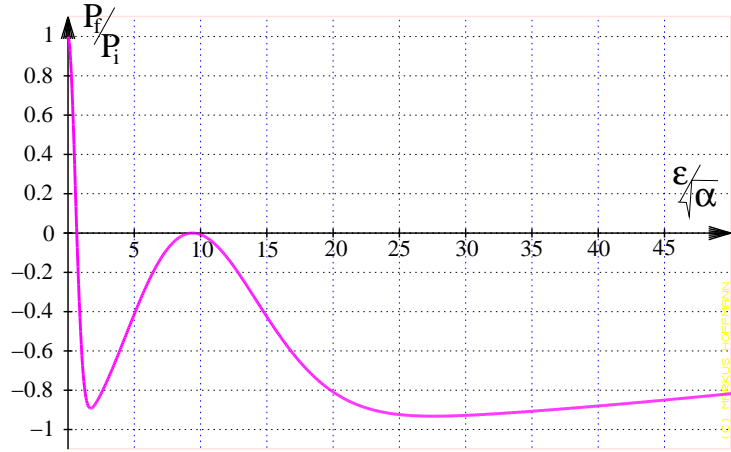


Abbildung 2.7: Die erweiterte Froissart-Stora-Formel beschreibt alle möglichen Endpolarisationen nach dem Kreuzen einer Resonanz und deren Folge von Synchrotronsatelliten.

Bei der Durchkreuzung interferieren die Resonanzen miteinander. Dies bedeutet, daß die Phaseninformation in der Zeit zwischen den einzelnen Resonanzkreuzungen noch nicht vollständig verlorengegangen ist¹. Die Resonanzkreuzungen geschehen also nicht unabhängig voneinander. Es kommt zu einem komplizierten Verlauf der Depolarisation.

Bei ausreichender Entfernung zur eigentlichen Resonanz und unter Berücksichtigung diffusiver Prozesse wie Synchrotronlichtabstrahlung wird die Spinphasenkorrelation zwischen Synchrotronsatelliten und der eigentlichen Resonanz jedoch mehr und mehr aufgehoben. In diesem Fall kann die Abhängigkeit der Depolarisation von der Kreuzungsgeschwindigkeit durch das *unabhängige* Kreuzen der eigentlichen Resonanz und aller ihrer Synchrotronsatelliten beschrieben werden als das Produkt

$$\frac{P_f}{P_i} = \left(2e^{-\frac{\pi|\epsilon|^2}{2\alpha}} - 1 \right) \prod_n \left(2e^{-\frac{\pi|\epsilon_s|^2}{2\alpha}} - 1 \right)^2 .$$

In diesem Bild werden die Einflüsse der Synchrotronschwingungen und der Einfluß der Synchrotronlichtabstrahlung also als Folge von unendlich vielen Kreuzungen von Synchrotronsatelliten betrachtet. Da diese im ganzen Energiebereich verteilt sind, werden in der Praxis niemals alle gekreuzt. Meist genügt die Berücksichtigung der Synchrotronsatelliten erster Ordnung, so erhält man das Produkt dreier Froissart-Stora-Abhängigkeiten mit unterschiedlichen Resonanzstärken ϵ und ϵ_s (siehe auch Abb. 2.7)

$$\boxed{\frac{P_f}{P_i} = \left(2e^{-\frac{\pi|\epsilon|^2}{2\alpha}} - 1 \right) \left(2e^{-\frac{\pi|\epsilon_s|^2}{2\alpha}} - 1 \right)^2} . \quad (2.31)$$

In diesem Fall wäre ein vollständiger Spin-Flip wieder möglich für so kleine Kreuzungsgeschwindigkeiten, daß sowohl die eigentliche Resonanz als auch beide Satelliten einen Spin-Flip verursachen. Dann kann man aber die Synchrotronsatelliten höherer Ordnung nicht mehr vernachlässigen. Je kleiner die Kreuzungsgeschwindigkeiten werden, desto mehr Ordnungen der Synchrotronsatelliten müssen berücksichtigt werden, da dann selbst deren sehr geringe Stärke zu Depolarisation führen wird. Für kleinste Kreuzungsgeschwindigkeiten tendiert die Polarisation deshalb langsam gegen Null, und ein vollständiger Spin-Flip ist nicht möglich.

Dieser Verlauf kann in den Spintracking-Simulationen (siehe Kap. 4.9) und auch in den Messungen bei ELSA (siehe hauptsächlich [59]) gut wiedergefunden werden. Die Spintracking-Simulationen

¹Der Abstand der Synchrotronsatelliten beträgt mindestens ca. 3000 Umläufe. Die Spinkohärenzzeit sollte ebenfalls in dieser Größenordnung liegen. Die Kreuzungen für ein einzelnes Teilchen geschehen nämlich zunächst einmal phasenstarr. Erst nach einer längeren Zeit verlieren die Teilchen ihre Spinphaseninformation durch die Beeinflussung der Spins durch den Synchrotronlicht-Abstrahlprozeß.

zeigen jedoch auch, daß dieser einfache Verlauf durch doch noch vorhandene Phasenkorrelation von einer Art oszillierenden Funktion überlagert wird, deren Stärke energieabhängig ist. Aus diesem Grund verschwindet die Oszillation durch Herausmitteln bei der Betrachtung von mehreren Teilchen im Paket. So darf man den Verlauf, der durch die Gleichung (2.31) beschrieben wird, auch bei einer Messung erwarten.

Synchrotronlichtabstrahlung

Wie schon mehrfach angedeutet, sollen die Einflüsse der Synchrotronlichtabstrahlung auf die Polarisierung in dieser Arbeit in einem vereinfachten Bild betrachtet werden. Es gibt eine Reihe von alternativen Konzepten, von denen einige in [71, 59] beschrieben werden. Teilweise basieren die Ansätze auf recht anspruchsvollen störungstheoretischen Rechnungen. Da auch diese aber nur mehr oder weniger gute Näherungen widerspiegeln, soll hier dieser Weg nicht verfolgt werden. Zum Verständnis der in dieser Arbeit beschriebenen und gemessenen Phänomene genügt es, folgende Punkte zu beachten:

- Nur die Auswirkungen der Synchrotronstrahlung auf den longitudinalen Phasenraum (Energie) werden berücksichtigt. Transversale Strahlanregungen führen über die Emittanzkopplung zu einer nichtverschwindenden vertikalen Emittanz, die als solche in die Rechnungen eingeht.
- Diese Auswirkungen auf den longitudinalen Phasenraum werden als Gleichgewichts-Energieverteilung berücksichtigt. Synchrotronschwingungen werden permanent stochastisch angeregt.
- Die direkten Auswirkungen des Photonabstrahlprozesses auf die Spins der Teilchen finden als Spindiffusion und im Sokolov-Ternov-Effekt Berücksichtigung.
- Alle Effekte, die mit der Synchrotronstrahlung zusammenhängen, haben eine charakteristische Energieabhängigkeit. Die meisten Prozesse skalieren mit der Anzahl der auf einem Umlauf abgestrahlten Synchrotronlichtphotonen ($\sim E$) oder dem Energieverlust pro Teilchen und Umlauf ($\sim E^4$).

3. Der polarisierte Elektronenstrahl der Beschleunigeranlage ELSA

Seit mehr als 10 Jahren werden an der Bonner **Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA** des Physikalischen Instituts der Universität Bonn Experimente der Mittelenergiephysik durchgeführt [31]. In jüngster Vergangenheit wurde die zweite Experimentengeneration, bestehend aus dem *GDH-Experiment*¹ [33, 47] und Experimenten mit dem *Crystal-Barrel*-Detektor [113], in Betrieb genommen. Das GDH-Experiment benötigt longitudinal polarisierte Elektronenstrahlen bzw. die durch den Bremsstrahlungsprozeß daraus gewonnenen polarisierten Photonen für Doppelpolarisationsexperimente zur Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons. Auch für die Messungen mit dem CB-Detektor ist der Betrieb mit polarisierten Elektronen bzw. Photonen als Option für die Zukunft vorgesehen.

An der Beschleunigeranlage ist es seit kurzem möglich, einen polarisierten Elektronenstrahl zu erzeugen. Die polarisierten Elektronenstrahlen werden in einer speziellen Elektronenquelle mit niedriger Energie produziert und müssen dann hauptsächlich in Kreisbeschleunigern auf ihre Endenergie im GeV-Bereich gebracht werden. Da der Elektronenstrahl zudem für die Experimente extrahiert wird und somit nur in einer kurzen Zeit zur Verfügung steht, muß andauernd ein neuer polarisierter Elektronenstrahl nennenswerter Intensität nachgeliefert werden. Die Beschleunigung des polarisierten Elektronenstrahls auf Energien bis 3.2 GeV ist aber nicht ohne weiteres möglich, denn die Polarisation der Elektronen bleibt während der Beschleunigung in einem Kreisbeschleuniger nicht erhalten. Dies liegt am Auftreten von depolarisierenden Resonanzen bei bestimmten Teilchenenergien. Polarisationsmessungen aus dem Jahr 1997 haben dies belegt: Nach dem Kreuzen von vier depolarisierenden Resonanzen während der Beschleunigung bis 2 GeV in ELSA war die Polarisation fast völlig verloren gegangen.

Eine der Hauptschwierigkeiten bei der Bereitstellung des polarisierten Elektronenstrahls liegt deshalb in der Überwindung der depolarisierenden Resonanzen bei der Beschleunigung des polarisierten Elektronenstrahls. Hauptanstrengung war es, den nutzbaren Energiebereich mit polarisiertem Strahl für das GDH-Experiment auf 3.2 GeV zu erweitern.

In diesem Kapitel wird zunächst die Bonner Beschleunigeranlage mit der Quelle für polarisierte Elektronen und dem Møller-Polarimeter in der externen Strahlführung zum Polarisationsnachweis beschrieben. Anschließend wird auf die Anforderungen der Mittelenergieexperimente, speziell des GDH-Experiments, eingegangen.

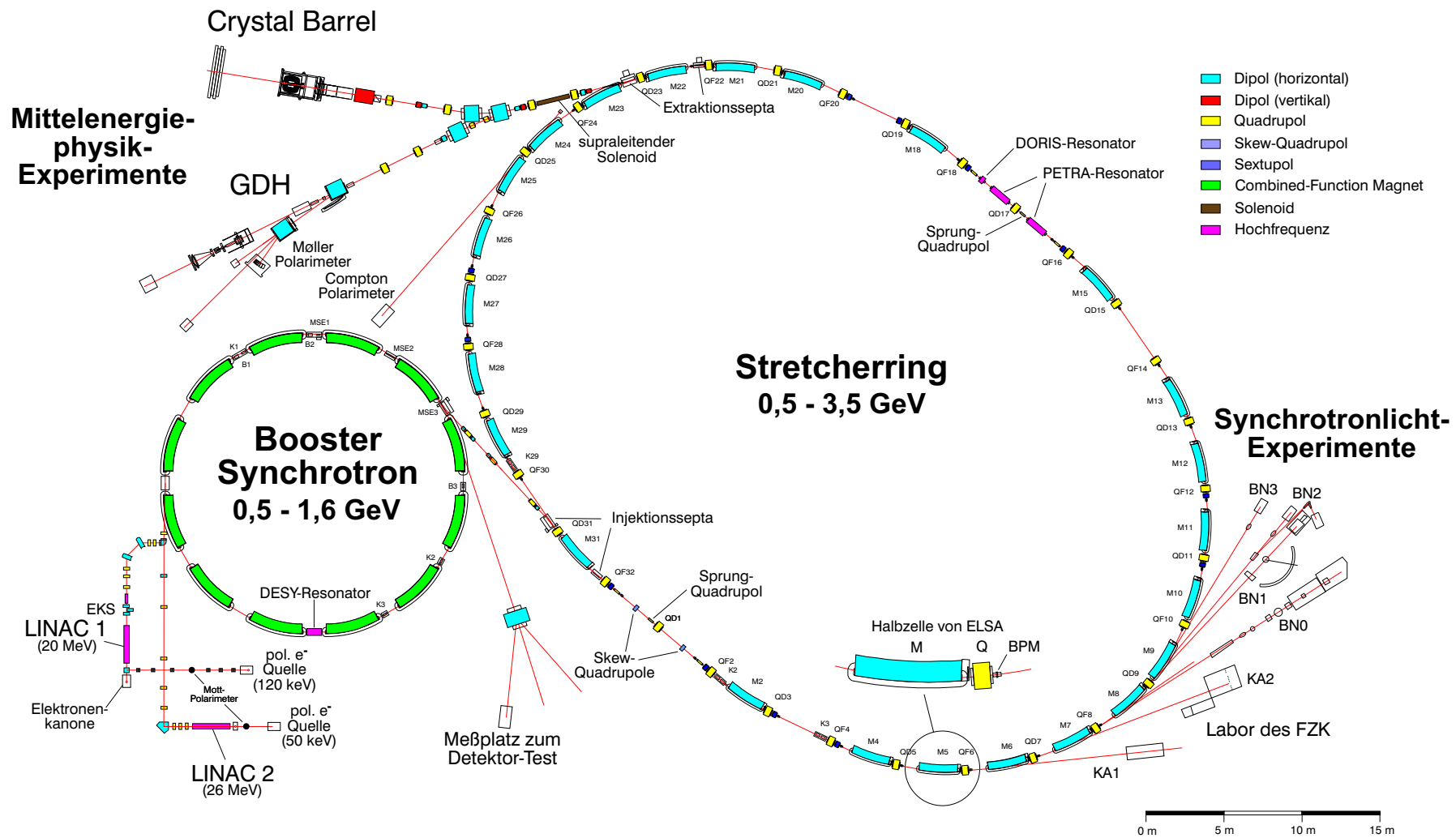
3.1. Die Beschleunigeranlage ELSA

Überblick

Die Bonner Beschleunigeranlage ist in ihrer jetzigen Form seit 1987 in Betrieb [30, 31]. Abb. 3.1 gibt einen Überblick über den Aufbau und die einzelnen Komponenten der Anlage. Elektronen aus einer thermischen Quelle oder einer Quelle für polarisierte Elektronen werden zunächst in jeweils einem von zwei Linearbeschleunigern vorbeschleunigt und anschließend in das Booster-Synchrotron injiziert.

¹Zur Untersuchung der sog. Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel.

Abbildung 3.1.: Die Bonner Beschleunigeranlage ELSA



In den letzten Jahren vollzog sich gerade beim Injektorsystem (Quelle, LINAC) ein Wandel, weshalb es zeitweise eine doppelte Ausführung hiervon gab. 1997 konnte eine erste 120 kV-Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen, die auf dem Photo-Effekt an GaAs-Kristallen basierte, am LINAC1 in Betrieb genommen werden [54, 62]. Seit langer Zeit¹ war es wieder möglich, Studien am polarisierten Strahl im Beschleuniger durchzuführen. Schwächen dieses Systems, insbesondere die schlechte Transfer-Effizienz von der Quelle zum Synchrotron, die nur geringe Strahlströme für die Experimente zuließ, und die recht umständliche Handhabung, führten dazu, daß parallel hierzu für das neue Injektorsystem eine neue Quelle für polarisierte Elektronen gebaut wurde, entsprechend den Anforderungen des LINAC2 mit 50 kV-Beschleunigungsspannung.

Seit Januar 2000 werden polarisierte Elektronen in der neuen 50 kV-Quelle für polarisierte Elektronen erzeugt. Die Elektronen werden in einer separaten Strahlführung in einem neuen 26 MeV Linearbeschleuniger (LINAC2 [108]) beschleunigt und in das Synchrotron injiziert. Eine thermische Gun für diesen LINAC ist im Aufbau, so daß mittelfristig LINAC1 abgebaut werden kann. Langfristig soll an seine Stelle ein neuer modernerer 80 MeV-Linearbeschleuniger, bestehend aus einer Kupfer-Struktur des ehemaligen LINACs der S-Band-Test-Facility (DESY), mit einem Gradienten von 12 bis 14 MeV pro Meter und einer maximalen Energiebreite von 1 % aufgebaut werden (LINAC3 [114]). Die 120 kV-Quelle für polarisierte Elektronen, die bis Anfang 2000 polarisierte Elektronen für Beschleuniger-Studien geliefert hatte, wurde zwischenzeitlich demontiert.

Das Synchrotron fungiert als Vorbeschleuniger (Booster) für den Stretcherring. Es besitzt eine Combined-Function-Struktur, d.h. strahlablekende und strahlfokussierende Magnetfelder sowie auch Sextupolfelder zur Chromatizitätskorrektur sind in einem magnetischen Element vereinigt. Zwölf solcher Ablenkmodule mit je einem radial fokussierenden und defokussierenden Sektor sind regelmäßig auf dem Umfang (69.6 m) verteilt. Dieses Synchrotron war früher der Hauptbeschleuniger der Bonner Anlage, der direkt die Experimente mit hochenergetischen Elektronenstrahlen — allerdings mit sehr kleinem Tastverhältnis — versorgte [10, 11]. (Das Tastverhältnis betrug 1-2 ms Extraktionszeit pro 20 ms-Zyklus.) Um das Tastverhältnis zu verbessern, wurde die Anlage um einen Stretcherring ergänzt, der das Tastverhältnis für die externen Experimente auf 50 bis 95 % verbessert. Nur der Meßplatz für Detektortests wird noch direkt vom Synchrotron bedient.

Der Stretcherring ist eine Separated-Function-Maschine². Er besteht aus 16 FODO-Zellen³, unterteilt in zwei Bögen und zwei gerade Strecken, und weist eine Zweier-Superperiodizität auf. Im Stretcherring können je nach Energie Strahlströme bis zu 250 mA akkumuliert werden, und der Strahl kann auf eine Endenergie bis 3.5 GeV nachbeschleunigt werden. Zwei Experimentierplätze können mit Elektronen, sechs Plätze mit Synchrotronstrahlung versorgt werden. Der Beschleuniger hat einen Umfang von 164.4 m.

Betriebsmodi

Der Beschleunigerring ELSA wird in drei unterschiedlichen Betriebsmodi benutzt:

Im Stretchermodus wird der Strahl vom Booster-Synchrotron in den Stretcherring übernommen und über eine längere Zeit, mindestens über eine Periodenzeit des Synchrotrons, mit konstanter Intensität aus ELSA extrahiert. Auf diese Weise können Koinzidenz-Experimente mit passender Ereignisrate versorgt werden. Die Endenergie kann hier aber nicht größer sein als vom Booster-Synchrotron vorgegeben, da

¹Die letzten Studien mit polarisiertem Strahl wurden 1978 am 2.5 GeV Synchrotron durchgeführt (siehe [19, 23, 26]). Die polarisierten Elektronenstrahlen wurden damals in einer Fano-Quelle mit sehr geringer Intensität erzeugt (siehe [15, 16]).

²Strahlführende und strahlfokussierende Elemente sind getrennt: Neben reinen Ablenkmodulen mit homogener Feldverteilung im Gap werden Quadrupole für die Strahlfokussierung und Sextupolmagnete zur Chromatizitätskorrektur verwendet.

³Eine solche FODO-Zelle besteht aus einem (horizontal) fokussierendem Quadrupol (F) gefolgt von einer Strecke ohne nennenswerte Fokussierung (O) (hier ist es ein Ablenkmodul oder eine Driftstrecke), wiederum gefolgt von einem (horizontal) defokussierendem Quadrupol (D) und einer weiteren Driftstrecke (O). Durch diese Kombination ergibt sich insgesamt eine in beiden Ebenen fokussierende Einheitszelle.

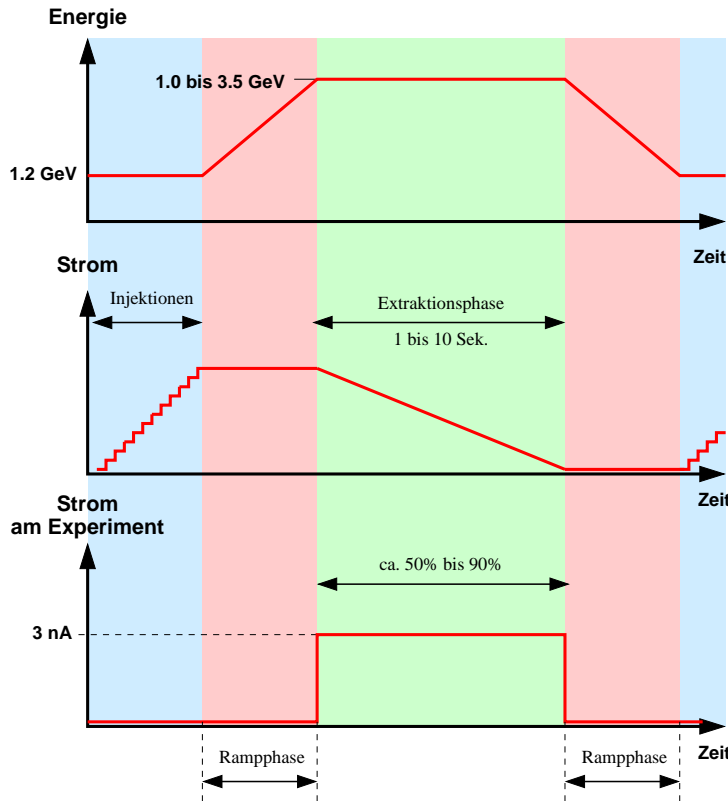


Abbildung 3.2: Der Nachbeschleunigungsmodus: In der Injektionsphase werden mehrere Pulse aus dem Booster-Synchrotron bei typischerweise 1.2 GeV in den Stretcher-Ring transferiert und dort gespeichert. In der Rampphase wird der Strahl dann auf die gewünschte Endenergie nachbeschleunigt. In der anschließenden Extraktionsphase wird der Strahl möglichst gleichmäßig aus der Maschine extrahiert. Anschließend rampen die Magnete des Stretcher-Rings wieder auf die Injektionsenergie. Am Experiment steht so in 50 bis 90 % der Zeit ein konstanter Strom von bis zu 3 nA zur Verfügung.

keine Nachbeschleunigung erfolgt.

Im Nachbeschleunigungsmodus (siehe Abb. 3.2) wird ELSA dazu benutzt, die Elektronen auf Endenergien bis zu 3.5 GeV zu beschleunigen und dann über Zeiten von einer bis zu 60 Sekunden zu extrahieren. Der Nachbeschleunigungsmodus ist der Standard-Betriebsmodus für die Experimente mit polarisiertem Elektronenstrahl. Typischerweise beträgt die Extraktionszeit eine bis 10 Sekunden, die Rampgeschwindigkeit 4.5 oder 6.67 GeV/s. Damit ergeben sich makroskopische Tastverhältnisse von ca. 50 % bis 90 %.

Im Speichermodus schließlich wird ein Strom abhängig von der Energie von typischerweise bis zu 160 mA in ELSA über einen Zeitraum von mehreren Stunden gespeichert. Das abgestrahlte Synchrotronlicht wird dabei für experimentelle Forschung der Molekül- und Atomphysik genutzt, z.B. zur Untersuchung verschiedener Materialeigenschaften sowie auch zur Lithographie.

Extraktion

ELSA verwendet zur Extraktion der Elektronen die sogenannte *Resonanz-Extraktion* [58]. Der Strahl wird in einer nichtlinearen drittelzahligen optischen Resonanz, auch *Betatronresonanz* genannt, mit Hilfe von speziellen Extraktionssextupolen angeregt [40]. Hierbei wird der horizontale Betatronarbeitspunkt bei der Extraktion nahe an eine drittelzahlige Resonanz herangeführt. In Kombination mit den Sextupolfeldern wird der Phasenraumbereich, in dem die Elektronen noch stabil in der Maschine umlaufen können, durch Einschalten von zusätzlichen Quadrupolmagneten kontrolliert reduziert. Dies sorgt dafür, daß die Elektronen die Separatrix auf einem von drei Ästen verlassen, der sie über die Schneide eines Septummagneten führt. Der Strahl kann somit über einen langen Zeitraum kontinuierlich extrahiert werden. Zur Optimierung des mikroskopischen Tastverhältnisses, um also dafür zu sorgen, daß der Strahl möglichst gleichmäßig extrahiert wird, gibt es ein System aus zwei separat ansteuerbaren eisenlosen Quadrupolen, die über eine zu optimierende Ansteuerungsrampe schnell gefahren werden können. Die

extrahierten Elektronen gelangen ohne größere Verluste, die an der Septumschneide entstehen können, in die externe Strahlführung. Hier kann die Form und Divergenz des extrahierten Strahls sowie die Ausrichtung der Polarisation mit einigen Quadrupol-, Dipol- und einem supraleitenden Solenoidmagneten manipuliert werden, bevor der Elektronenstrahl zu einem der beiden Experimentierplätze gelangt. Dort erzeugen die Elektronen jeweils durch einen Bremsstrahlprozeß an einer dünnen Targetfolie (ggf. polarisierte) Photonen. Im Tagging-System werden die zugehörigen abgebremsten Elektronen registriert und ihr Energieverlust bestimmt. Somit werden die Photonen, die dann beim Experiment eine Reaktion auslösen, energiemarkiert.

3.2. Erzeugung polarisierter Elektronen

Da der Sokolov-Ternov-Effekt [7, 27, 6] für die Polarisierung des Strahls wegen der für Experimente zu langen Polarisationszeiten in ELSA nicht genutzt werden kann, müssen vor der Beschleunigung bereits polarisierte Elektronen injiziert werden. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, polarisierte Elektronen zu erzeugen. In Bonn wurden bereits mehrere Wege verfolgt, um eine sogenannte „polarisierte Quelle“ zu bauen [43]. Aktueller Stand der Technik ist jedoch aufgrund der Intensitätsanforderungen der meisten Beschleuniger die Produktion polarisierter Elektronen durch Photoeffekt an speziell strukturierten und präparierten Halbleiterkristallen.

3.2.1. Die 120 kV–Quelle für polarisierte Elektronen

1997 ist eine Quelle, die die Photoemission von Elektronen durch zirkular polarisiertes Laserlicht an GaAs-Kristallen ausnutzt, mit einem speziell strukturierten sogenannten Superlattice-Kristall bestückt worden [62, 48]. In einem Titan-Saphir-Laser werden 1 μ s lange Lichtpulse mit max. 1 mJ Energie der Wellenlänge 770 nm erzeugt und zirkular polarisiert. Durch Bestrahlung eines GaAs-Kristalls mit diesem Licht werden Photoelektronen erzeugt, die longitudinal polarisiert sind. Sie können den Kristall verlassen, wenn zuvor auf dem Kristall eine NEA¹-Oberfläche präpariert wurde. Sie werden zunächst in einer statischen Beschleunigungsstrecke auf 120 keV beschleunigt und dann in einem Deflektor um 90° abgelenkt. Die Spinrichtung bleibt dabei annähernd erhalten, so daß die Elektronen anschließend transversal polarisiert sind [43, 62]. Mit dem sogenannten „Superlattice“-Kristall konnte so ein Polarisationsgrad von 65 % bei einer Quantenausbeute in der Größenordnung von 1 % und einem Pulsstrom von etwa 100 mA erreicht werden [54]. Die Lebensdauer eines Kristalls beträgt bei dieser Quelle etwa 50 Betriebsstunden und ist empfindlich von der Güte des Vakuums ($< 10^{-11}$ mbar) in der Kristallkammer abhängig. In dieser Zeit ist die Quantenausbeute auf 37 % der ursprünglichen abgefallen, und eine spezielle Behandlung des Kristalls, eine Nachcäsierung, wird nötig. Bei jedem dieser Zyklen kann jedoch der ursprüngliche Wert für die Quantenausbeute nicht mehr vollständig erreicht werden, so daß nach einiger Zeit ein Ausheizen des Kristalls oder auch ein Kristallwechsel erforderlich wird, was bei einer Quelle ohne Loadlock-System² etwa einen Monat in Anspruch nimmt, in der die Quelle nicht betriebsbereit ist.

3.2.2. Die 50 kV–Quelle für polarisierte Elektronen

Eine neue gepulste Quelle für polarisierte Elektronen wurde Anfang des Jahres 2000 fertiggestellt [95, 106, 89, 94]. Die alte 120 kV–Quelle, die bis dahin polarisierte Elektronenstrahlen für die Polarisati-

¹NEA=negative electron affinity. Durch Aufbringen von Monolagen aus Cäsium und Sauerstoff kann die Austrittsarbeit aus dem Kristall verkleinert werden, so daß die benötigte Energie für das Austreten der Elektronen nicht größer ist als die für das Erzeugen der Elektronen aus ganz speziellen Zuständen der Kristall-Bandstruktur.

²Ein Loadlock-System ist eine Art Vakuum-Schleuse für den Kristall. Während des Betriebs mit einem Kristall kann eine Extrakammer mit einem zweiten Kristall bereits auf das erforderliche Vakuum-Niveau von 10^{-12} mbar abgepumpt werden, so daß bei einem Kristallwechsel nicht mehr die gesamte Quelle belüftet werden muß. Eine spezielle Mechanik erlaubt das Plazieren und Austauschen der Kristalle in der Vakuumapparatur.

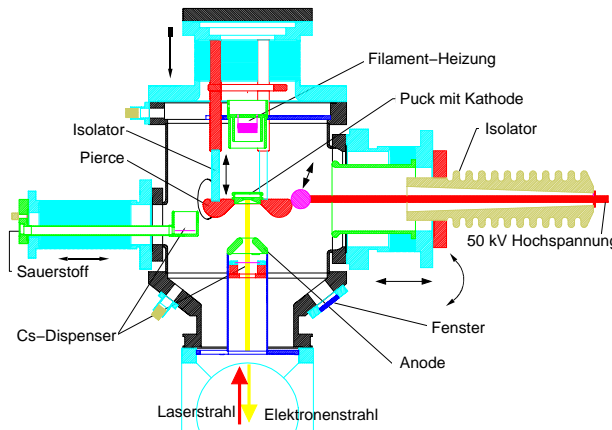


Abbildung 3.3: Querschnitt durch die Kristallkammer der 50 kV-Quelle für polarisierte Elektronen (aus [95]).

onsstudien geliefert hatte, wurde daraufhin abgebaut. Diese 50 kV-Quelle ist eine sogenannte *inverted gun*. Sie übertrifft die alte Quelle an Polarisation (durch Verwendung eines neuen Kristalltyps), an Intensität (da mit ihr auch ein neuer Injektor in Betrieb gegangen ist), an Stabilität (da diese Quelle in der Raumladungssättigung arbeitet) und nicht zuletzt durch die Einfachheit ihrer Handhabung, die lange Zuverlässigkeit, lange Lebensdauern und wesentlich kürzere Ausfallzeiten in den Kristallpräparationsphasen.

Die Anforderungen des neuen Injektionssystems (LINAC2) legen die Parameter der Elektronenquelle fest: Injektionsenergie 50 keV, Pulslänge $1 \mu\text{s}$ und eine Wiederholrate von 50 Hz.

Wird die Quelle in der Raumladungssättigung betrieben, produziert sie einen konstanten Strom von 100 mA während des $1 \mu\text{s}$ andauernden Pulses. Mit dem derzeit als Photokathode eingebauten Be-InGaAs/Be-AlGaAs-Superlattice-Kristall [88] kann ein Polarisationsgrad von 80 % bei einer Quantenausbeute von 0.2 % erzielt werden. Ein Querschnitt durch die Quelle ist in Abb. 3.3 gezeigt. Die Lichtquelle basiert auf einem wellenlängenverstellbaren (700–900 nm), freilaufenden, blitzlampengepumpten 50 Hz-Titan-Saphir-Laser (siehe [115]). Durch Veränderung des Abstands zwischen Kathode und Anode kann die Perveanz¹ der Quelle auf den gewünschten Wert eingestellt werden. Die erlaubt einen Betrieb in der Raumladungssättigung und die Regulierung des Stroms über einen großen Bereich. Es ist mit dieser Quelle möglich, einen Strom von mehr als 3 nA zu den Experimenten zu liefern. Die Forderungen der Experimente hinsichtlich der Intensität des Strahlstromes können mit dem neuen Injektionssystem bei weitem erfüllt werden.

3.3. Nachweis der Polarisation

Zum Nachweis der Polarisation des Elektronenstrahls gibt es bei ELSA zwei unterschiedliche Ansätze. Bereits seit einigen Jahren ist das Møller-Polarimeter [60] in der externen GDH-Strahlführung in Betrieb. Es erlaubt eine Messung aller drei Komponenten der Polarisation des Strahls hinter dem Tagger. Das Verfahren hat für das Studium der depolarisierenden Resonanzen am Beschleunigerring selbst verschiedene Nachteile. So kann z.B. nur indirekt auf die Polarisation des im Beschleuniger umlaufenden Strahls geschlossen werden, da die Wirkung der externen Strahlführung auf die Polarisation berücksichtigt werden muß. Diese ist jedoch nur ungenau bekannt. Außerdem muß für eine Polarisationsmessung der Strahl immer extrahiert werden, was eine Polarisationsmessung nur im Nachbeschleunigungsmodus erlaubt.

¹Die Perveanz einer Elektrodenanordnung beschreibt den Zusammenhang zwischen der angelegten Spannung und dem maximalen Strom, der durch sie beschleunigt werden kann. Ab einer bestimmten Intensität ist der Strom aus der Quelle nicht mehr von der Laserintensität abhängig.

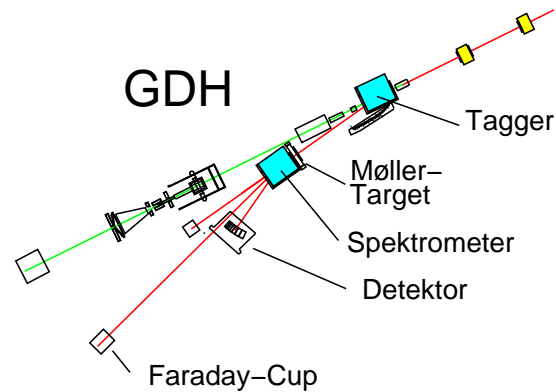


Abbildung 3.4: Die GDH-Strahlführung mit den Komponenten des Møller-Polarimeters.

Da es für viele Fälle wünschenswert und auch in der Handhabung einfacher ist, die Polarisation zerstörungsfrei direkt am umlaufenden Strahl in ELSA messen zu können, wurde ein Compton-Polarimeter konzipiert und aufgebaut [57, 95] (siehe auch Anhang A.3). Leider ist ein Routinebetrieb des Compton-Polarimeters bis dato nicht möglich gewesen. Deshalb fand für die bisherigen Polarisationsstudien das Møller-Polarimeter Verwendung.

Das Møller-Polarimeter

Zur Bestimmung der Polarisation des extrahierten Elektronenstrahls wird die elastische Elektron-Elektron-Streuung (Møller-Streuung [2]) an polarisierten Targetelektronen in einem für das GDH-Experiment entwickelten sogenannten Møller-Polarimeter [60] benutzt. Es können alle drei Polarisationskomponenten gemessen werden. Allerdings ist die Analysierstärke für die Messung der transversalen Komponenten nur sehr klein. Deshalb wird vorwiegend die longitudinale Komponente (in Strahlrichtung) gemessen, und die Strahlführung strahlaufwärts vom Polarimeter muß dafür sorgen, daß der in ELSA vertikal gerichtete Polarisationsvektor nach dem Verlassen des Beschleunigers möglichst vollständig in die longitudinale Richtung gedreht wird.

Bei der Møller-Streuung verhalten sich die Wirkungsquerschnitte für longitudinale parallele ($\sigma(\uparrow\uparrow)$) bzw. antiparallele Spinstellungen ($\sigma(\uparrow\downarrow)$) bei CMS-Streuwinkeln von 90° wie eins zu acht, so daß sich eine theoretische maximale Asymmetrie von

$$a_{zz} = \frac{\sigma(\uparrow\downarrow) - \sigma(\uparrow\uparrow)}{\sigma(\uparrow\downarrow) + \sigma(\uparrow\uparrow)} = \frac{7}{9}$$

ergibt¹ [60].

Das Møller-Polarimeter besteht aus einer polarisierbaren Targetfolie, einem Spektrometer-Dipolmagneten und einem Zwei-Arm-Koinzidenz-Detektorsystem. Den schematischen Aufbau des Møller-Polarimeters in der GDH-Strahlführung zeigt Abb. 3.4.

Das Møller-Target besteht aus verschiedenen auswechselbaren leicht magnetisierbaren, ferromagnetischen Folien mit verschiedener Orientierung zur Messung der drei Komponenten des Polarisationsvektors. Sie stehen in einem Magnetfeld, welches von drei unabhängigen Helmholzspulenpaaren erzeugt wird. Deshalb können sie innerhalb der Folienebene in beliebiger Richtung polarisiert werden. Die Sättigungspolarisation des Materials von etwa $P_{\text{folie}} = 8\%$ wird schon bei relativ geringen Magnetfeldstärken von etwa 6 mT erreicht. Weil die Folien nur in der Folienebene polarisierbar sind und deshalb in einem Winkel zur Strahlachse stehen müssen, kann die longitudinale Polarisation nicht unabhängig von der vertikalen gemessen werden. Die Folie zur Messung der longitudinalen Polarisationskomponente ist unter

¹Da das Detektorsystem nicht ausschließlich CMS-Streuwinkel von 90° erfaßt, muß ein über den ganzen Akzeptanzbereich des Polarimeters gemittelter Wert verwendet werden.

einem Winkel von $\phi_{\text{folie}} = 20^\circ$ zur Strahlachse eingebaut. Das Polarimeter ist somit zu 94 % sensitiv auf die longitudinale Polarisierung, und 34 % der vertikalen Polarisierungskomponente werden mitgemessen. Der Asymmetriekoeffizient für die senkrecht zur Strahlrichtung stehenden Polarisierungskomponenten bei der Møller-Streuung ist jedoch um einen Faktor 7 kleiner. Der Beitrag der vertikalen Polarisierung zum Meßergebnis ist somit nur ca. 5 %¹. Folien mit unterschiedlicher räumlicher Orientierung zur transversalen Polarisierungsmessung stehen zur Verfügung. Auf diese Weise ist das Polarimeter sensitiv auf alle drei Polarisierungskomponenten. Eine gleichzeitige Messung mehrerer Komponenten ist allerdings nicht möglich.

Das Detektorsystem besteht aus zwei Armen mit paarweise in Koinzidenz geschalteten Bleiglas-Čerenkov-Zählern, die die Møller-Elektronenpaare registrieren. Durch den bei der Streuung im Møller-Target erlittenen elastischen Stoß haben beide Elektronen für CMS-Streuwinkel von 90° nur den halben Impuls der Elektronen im Strahl, und sie können deshalb durch einen Ablenkmagneten vom Primärstrahl abgetrennt werden. Durch die geometrische Anordnung der Zähler werden nur Elektronenpaare mit CMS-Streuwinkeln um 90° berücksichtigt. Das Detektorsystem kann an die kinematischen Bedingungen für Elektronenenergien von 0.8 GeV bis 3.5 GeV angepaßt werden.

Gemessen wird nun eine Zählratenasymmetrie

$$A = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$$

der jeweils auf die Strahlintensität normierten Møller-Ereignisse für rechts- bzw. linkshändige Elektronen. Der Helizitätswechsel erfolgt dabei von Beschleunigungszyklus zu Beschleunigungszyklus durch Umschalten der Laser-Polarisation an der polarisierten Quelle.

Die gemessene longitudinale Polarisierung ergibt sich daraus dann zu

$$P = \frac{A}{a_{zz} P_{\text{folie}} \cos(\phi_{\text{folie}})} \quad ,$$

wobei P_{folie} die Polarisierung der Targetfolie, ϕ_{folie} der Winkel der Targetfolie zur Strahlachse und $a_{zz} = 7/9$ der Asymmetriekoeffizient ist.

3.4. Die externe Strahlführung

Die Aufgabe der Strahlführung, die den Beschleuniger mit den Experimenten verbindet, besteht darin, die Strahlparameter des extrahierten Elektronenstrahls an die Anforderungen der Experimente anzupassen. Hierzu gehören nicht nur Strahlquerschnitt und Divergenz, sondern der Polarisationsvektor des Strahls muß gedreht werden. Ziel ist es dabei, eine möglichst vollständige longitudinale Polarisierung am Taggetarget bzw. am Møller-Polarimeter zu erhalten. Da die Polarisierung des umlaufenden Strahls nur in die Vertikale zeigen kann, ist der Strahl nach der Extraktion aus dem Stretcherring auch vertikal² polarisiert. Der Polarisationsvektor muß deshalb vor dem Nachweis der Polarisierung im Polarimeter in die longitudinale Richtung gedreht werden. Dies geschieht mit einer Kombination aus einem supraleitenden Solenoidmagneten sowie den folgenden Ablenkmagneten und dem Taggermagneten (siehe Abb. 3.5).

Der Elektronenspin kann durch Larmor-Präzession zunächst um 90° in die horizontale Ebene und anschließend in einem Dipolmagneten durch Thomas-Präzession in die longitudinale Richtung gedreht werden.

¹Tatsächlich ist er sogar kleiner, etwa nur 3 %. Dies liegt daran, daß aufgrund der Winkel-Akzeptanz, des Levschouk-Effekts und der Geometrie der in Koinzidenz geschalteten Detektoren der effektive transversale Asymmetriekoeffizient kleiner ist (ca. 1/10 statt 1/9). Der longitudinale Asymmetriekoeffizient wird nicht so sehr reduziert, da in diesem Fall die Kinematik des Streuprozesses im Laborsystem eine Φ -Symmetrie aufweist, die für die transversale Polarisierung gebrochen ist.

²Unter ganz speziellen Bedingungen kann die Polarisierung des extrahierten Elektronenstrahls auch horizontale Komponenten besitzen. Dies ist Thema des Kapitels 6.5.

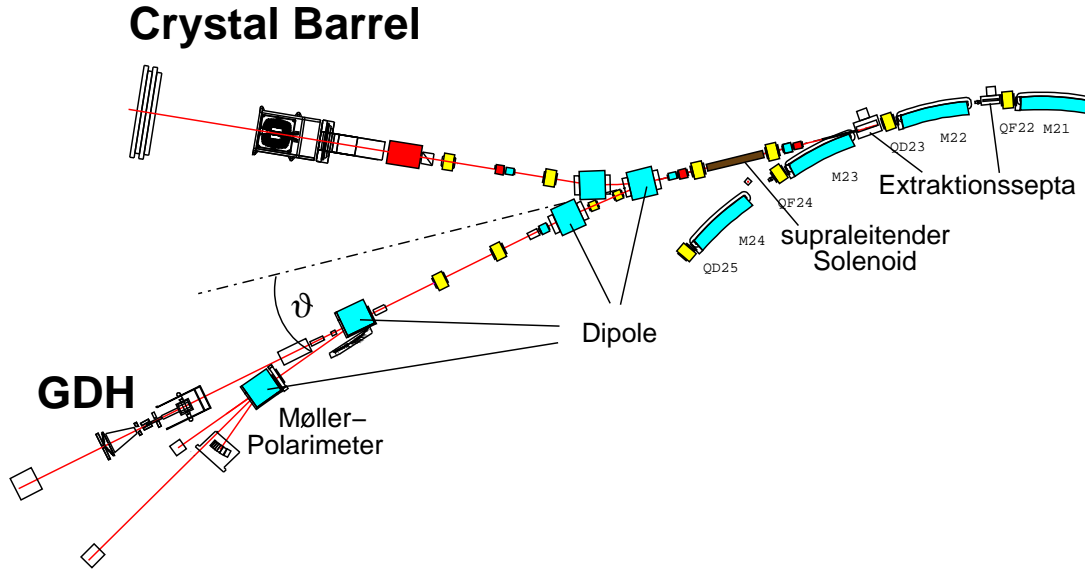


Abbildung 3.5.: Die externe Strahlführung bei ELSA. Der Solenoidmagnet dreht den Spin aus der vertikalen Richtung in die Horizontale. Die folgenden Ablenktdipole schaffen eine i.a. unvollständige Drehung in die longitudinale Richtung. Zur Berechnung des Korrekturfaktors für die Rückrechnung auf die Polarisation in ELSA ist die genaue Kenntnis des Winkels ϑ nötig. Dieser konnte geodätisch vermessen werden zu $\vartheta = 22.88^\circ$.

Der Drehwinkel ϕ im Solenoidmagneten ist gegeben durch

$$\phi = -\frac{e}{m_0 c} \frac{1+a}{\sqrt{\gamma^2-1}} \cdot B_l \cdot l_{\text{eff}} \quad , \quad (3.1)$$

wobei B_l und l_{eff} Feldstärke und effektive Feldlänge des Solenoidmagneten ist. Die Feldstärke wird so eingestellt, daß $\phi = \frac{\pi}{2}$ ist. Dies funktioniert aufgrund der maximalen integrierten Feldstärke von 12.5 Tm jedoch nur bis zu Energien von 2.46 GeV¹. Bei höheren Energien ist diese Drehung unvollständig und es gilt:

$$\phi = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\gamma_{\text{max}}^2 - 1}{\gamma^2 - 1}} \quad .$$

Der Solenoidmagnet dreht den Spin aus der vertikalen Richtung in die Horizontale. Die folgenden Ablenkmagnete können den Spin nicht unabhängig von der Strahlableitung drehen, deshalb ist die Drehung aus der transversalen in die longitudinale Richtung nur für eine einzige Energie vollständig. Der Drehwinkel ψ ist hierbei gegeben durch $\psi = \gamma a \vartheta$, wobei ϑ der Gesamtstrahlableitungswinkel (siehe Abb. 3.5) ist. Eine vollständige Drehung in die longitudinale Richtung am Møller-Polarimeter ist nur für eine Energie gegeben, und zwar muß gelten $\psi = \frac{\pi}{2} = \gamma a \vartheta$, also $E = m_0 c^2 \frac{\pi}{2 a \vartheta}$. Für $\vartheta = 22.88^\circ$ (bis zum Møller-Polarimeter) ist also $E = 1.732$ GeV.

Diese unvollständige Drehung führt nun dazu, daß nur ein Teil der vom Beschleuniger bereitgestellten Polarisation auch am Experiment genutzt werden kann, und zwar nur der Bruchteil $\sin(\phi) \sin(\gamma a \vartheta)$, sofern die Polarisation in ELSA bei der Extraktion vollständig in die Vertikale orientiert ist. Dieser Faktor muß bei der Messung mit dem Møller-Polarimeter bei der Rückrechnung auf die in ELSA vorhandene Polarisation berücksichtigt werden.

¹Siehe Kapitel A.2. Die Drehung des Polarisationsvektors durch das Solenoid wurde direkt vermessen. Hierbei ergab sich eine Diskrepanz zu den aus den Feldlängenmessungen berechneten Werten.

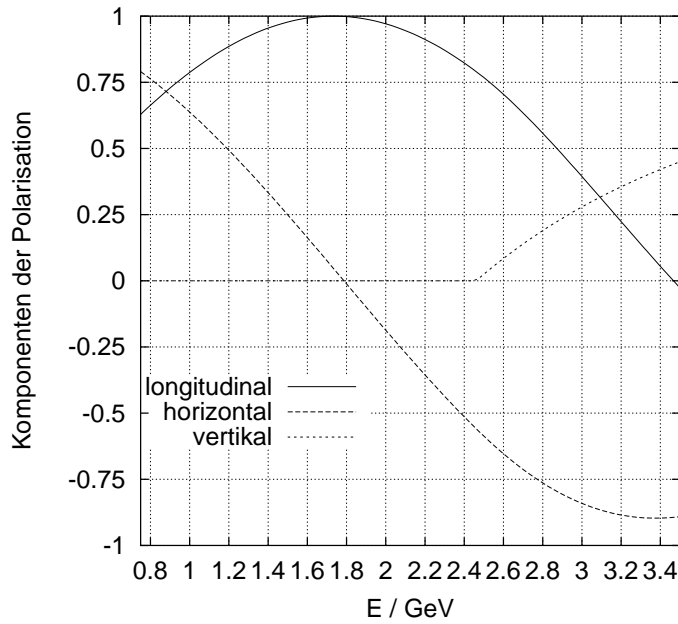


Abbildung 3.6: Polarisationskomponenten am Møller-Polarimeter als Funktion der Energie. Angenommen wurde ein Ablenkwinkel von $\vartheta = 22.88^\circ$ der externen Strahlführung bei ELSA. Bis zu einer Energie von 2.46 GeV kann das Solenoidmagnetfeld so eingestellt werden, daß die Spindrehung durch das Solenoid vollständig ist. Darüberhinaus wird das Solenoidfeld auf seinem maximalen Wert (ca. 12 Tm) beibehalten. Die Spindrehung wird ab dann unvollständiger. Nur die longitudinale Komponente kann mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden.

Gelingt es allerdings, den Polarisationsvektor bereits vor der Extraktion in eine andere Richtung als die Vertikale zu orientieren, wie es für spezielle Energien in der Nähe von Imperfektionsresonanzen möglich sein sollte, so kann evtl. dennoch ein größerer Polarisationsanteil in die longitudinale Richtung am Experiment gebracht werden.

Hierzu betrachten wir die Spin-Drehung der externen Strahlführung für alle Komponenten des Polarisationsvektors. Das Koordinatensystem ist jeweils gegeben durch die vertikale Richtung z , die Richtung des Strahls s (longitudinal) und die senkrechte dazu x (horizontal). Ausgehend von der Polarisation am

Ausgang des Beschleunigers $\vec{P} = \begin{pmatrix} P_x \\ P_s \\ P_z \end{pmatrix}$ ist die Polarisation am Møller-Polarimeter dann

$$\vec{P}_M = \begin{pmatrix} 0 & -\sin(\gamma a \vartheta) & \cos(\gamma a \vartheta) \\ 0 & \cos(\gamma a \vartheta) & \sin(\gamma a \vartheta) \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \vec{P} \quad \text{für } E \leq 2.46 \text{ GeV} \quad \text{und}$$

$$\vec{P}_M = \begin{pmatrix} \cos(\phi) \cos(\gamma a \vartheta) & -\sin(\gamma a \vartheta) & \sin(\phi) \cos(\gamma a \vartheta) \\ \cos(\phi) \sin(\gamma a \vartheta) & \cos(\gamma a \vartheta) & \sin(\phi) \sin(\gamma a \vartheta) \\ -\sin(\phi) & 0 & \cos(\phi) \end{pmatrix} \vec{P} \quad \text{für } E > 2.46 \text{ GeV} \quad .$$

Für den gängigen Fall, daß die Polarisation in ELSA vertikal orientiert ist:

$$\vec{P}_M = \begin{pmatrix} \cos(\gamma a \vartheta) \\ \sin(\gamma a \vartheta) \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{für } E \leq 2.46 \text{ GeV} \quad \text{bzw.}$$

$$\vec{P}_M = \begin{pmatrix} \sin(\phi) \cos(\gamma a \vartheta) \\ \sin(\phi) \sin(\gamma a \vartheta) \\ \cos(\phi) \end{pmatrix} \quad \text{für } E > 2.46 \text{ GeV} \quad . \quad (3.2)$$

Dieser Sachverhalt ist in Abb. 3.6 dargestellt.

Andersherum: Möchte man am Experiment eine bestimmte Polarisationsrichtung erreichen (z.B. vollständig longitudinal), dann muß der Polarisationsvektor in ELSA eine bestimmte Vordrehung ha-

ben:

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ -\sin(\gamma a \vartheta) & \cos(\gamma a \vartheta) & 0 \\ \cos(\gamma a \vartheta) & \sin(\gamma a \vartheta) & 0 \end{pmatrix} \vec{P}_M \quad \text{für } E \leq 2.46 \text{ GeV} \quad \text{und}$$

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} \cos(\phi) \cos(\gamma a \vartheta) & \cos(\phi) \sin(\gamma a \vartheta) & -\sin(\phi) \\ -\sin(\gamma a \vartheta) & \cos(\gamma a \vartheta) & 0 \\ \sin(\phi) \cos(\gamma a \vartheta) & \sin(\phi) \sin(\gamma a \vartheta) & \cos(\phi) \end{pmatrix} \vec{P}_M \quad \text{für } E > 2.46 \text{ GeV} \quad . \quad (3.3)$$

In unserem Beispiel kann am Møller-Polarimeter die volle Polarisation in ELSA gemessen werden, wenn der Polarisationsvektor am Extraktionspunkt in ELSA in die Richtung

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} 0 \\ \cos(\gamma a \vartheta) \\ \sin(\gamma a \vartheta) \end{pmatrix} \quad \text{für } E \leq 2.46 \text{ GeV} \quad \text{bzw.}$$

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} \cos(\phi) \sin(\gamma a \vartheta) \\ \cos(\gamma a \vartheta) \\ \sin(\phi) \sin(\gamma a \vartheta) \end{pmatrix} \quad \text{für } E > 2.46 \text{ GeV} \quad (3.4)$$

zeigt. Dies ist natürlich experimentell recht schwierig zu erreichen.

3.5. Das GDH-Experiment

Mit dem GDH-Experiment soll die Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel [77, 80, 33] erstmals experimentell überprüft werden. Diese Summenregel, in deren Ableitung nur fundamentale Annahmen eingehen, stellt eine Beziehung her zwischen den polarisierten Photoabsorptionquerschnitten $\sigma_{1/2}$ bzw. $\sigma_{3/2}$ am Nukleon und den statischen Eigenschaften des Nukleons wie Masse m und anomalem magnetischen Moment G .

Die Regel besagt, daß das GDH-Integral I für die Streuung mit realen Photonen ($Q^2 = 0$)

$$I(Q^2 = 0) = \frac{m^2}{8\pi^2\alpha} \int_0^\infty \frac{\sigma_{1/2}(\nu) - \sigma_{3/2}(\nu)}{\nu} d\nu = -\frac{G^2}{4}$$

ist; ν ist die Photonenenergie und α die Feinstrukturkonstante.

Die GDH-Vorhersage wurde schon in den 60er Jahren aufgestellt [8, 9], aber nie vollständig experimentell überprüft, da die technischen Voraussetzungen, polarisierte Quellen und Targets, noch nicht gegeben waren. Außerdem muß ein weiter Energiebereich vermessen werden.

Konkret werden die totalen hadronischen Photoabsorptionswirkungsquerschnitte mit zirkularpolarisierten Photonen $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ für die Polarisationsrichtungen parallel und antiparallel zum Nukleon-Spin in Abhängigkeit von der Photonenenergie ν gemessen. Die polarisierten Photonen werden mit einem Bremsstrahlungsprozeß aus polarisierten Elektronen gewonnen und energiemarkiert. Sie treffen auf ein longitudinal polarisiertes sog. *Frozen-Spin-Target*, welches aus einem ca. $2.5 \times 2.5 \times 3 \text{ cm}^3$ großen Behälter mit Butanolkügelchen ($\text{C}_4\text{H}_9\text{OH}$) besteht und von flüssigem Helium umspült auf Temperaturen im Bereich weniger Millikelvin gehalten wird.

Die freien Protonen im Target werden in einem starken Magnetfeld mit Hilfe von Mikrowellen polarisiert. Durch die tiefen Temperaturen reicht dann ein relativ schwaches Haltemagnetfeld, um die Polarisation aufrechtzuerhalten. Die Polarisation relaxiert dann je nach erreichter Temperatur innerhalb einiger Stunden bis Tage [32]. Das polarisierte Target ist technisch gesehen bei dem GDH-Experiment die aufwendigste und problematischste Komponente. Es ist weltweit das einzige Target mit einem horizontalen Kryostaten (für horizontal polarisierte Nukleonen). Dies gewährleistet eine Winkelakzeptanz

von fast 4π des Detektors, der die emittierten Teilchen nachweist [33, 47]. Auf diese Weise können totale Wirkungsquerschnitte bestimmt werden.

Der Bereich von 670 MeV bis hinauf zu 3 GeV soll mit dem GDH-Detektor bei ELSA vermessen werden. Die Theorie sagt, daß der Beitrag oberhalb von 3 GeV vernachlässigt werden kann.

Messungen für den Teilbereich ab der Pion-Produktionsschwelle bis zu Energien von 800 MeV wurden bereits am Mainzer Mikrotron MAMI durchgeführt und erste Ergebnisse veröffentlicht [87, 110, 111]. Der Anschlußbereich bis Energien von 1.4 GeV wurde bei ELSA im Frühjahr 2001 vermessen; der Energiebereich bis 2.4 GeV im Sommer 2001 [112, 116, 117]. Messungen für die höheren Energien bis 3.2 GeV sollen bis Ende des Jahres abgeschlossen werden.

3.6. Anforderungen an den polarisierten Elektronenstrahl

Ein Polarisationsgrad von mindestens 30 % bei allen Energien und eine mittlere Strahlintensität des extrahierten Strahls von mindestens 0.5 nA werden für die Experimente bei ELSA gefordert. Das GDH-Experiment stellt zusätzlich hohe Anforderungen an die Strahllage, das mikroskopische Tastverhältnis und die Untergrundraten bei Extraktionsenergien von 1 GeV, 1.9 GeV, 2.5 GeV und 3.2 GeV.

Die Aufgabe war es nun, den polarisierten Elektronenstrahl bei möglichst wenig Polarisationsverlusten auf hohe Energien zu beschleunigen. Hierbei galt es, die Quellen möglicher Depolarisationen ausfindig zu machen und anhand von weiteren Studien Maßnahmen für deren Beseitigung zu entwickeln und anzuwenden. Das Hauptaugenmerk lag hierbei natürlich auf dem Stretcherring, da er im Gegensatz zum Booster-Synchrotron mit erheblich kleineren Rampgeschwindigkeiten bei der Beschleunigung arbeitet, und sich depolarisierende Resonanzen hier besonders auswirken. Nicht zuletzt geschieht der größte Teil der Beschleunigung und das Kreuzen der meisten Resonanzen hier. Glücklicherweise stehen inzwischen für diesen Ring ausreichend Korrektur- und Diagnoseinstrumente zur Verfügung.

3.7. Beschleunigung des polarisierten Strahls

In diesem Kapitel soll die Beschleunigeranlage ELSA bezüglich der Polarisation betrachtet werden. Jede Beschleunigerkomponente wirkt auch auf die Polarisation des Elektronenstrahls. Nicht alle sind jedoch tatsächlich polarisationszerstörend.

Überblick

Die Experimente benötigen longitudinal polarisierte Elektronen (bzw. Photonen). Der niederenergetische polarisierte Elektronenstrahl ist auch, nach seiner Erzeugung in der Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen, zunächst longitudinal polarisiert. Im Beschleuniger jedoch müssen die Elektronen transversal, genauer vertikal polarisiert sein. Die Elektronenspinrichtung muß deshalb vor der Injektion aus der longitudinalen Richtung in die vertikale und nach der Extraktion aus dem Beschleuniger aus der vertikalen Richtung zurück in die longitudinale gedreht werden.

Auf der niederenergetischen Seite wird ein elektrostatischer Deflektor hierfür eingesetzt. Er lenkt den Strahl um annähernd $\vartheta = 90^\circ$ ab. Da die Energie in diesem frühen Stadium der Beschleunigung mit 50 keV noch klein ist, ist die Spinpräzession im elektrischen Feld, welches immer senkrecht zur Impulsrichtung steht, nach der BMT-Gleichung (2.3)

$$\vec{\Omega} = -\frac{e}{m_0} \left(a + \frac{1}{1 + \gamma} \right) \frac{\vec{E} \times \vec{v}}{c^2} .$$

Das Verhältnis von Spinpräzessionswinkel ϕ und Strahlablenkwinkel ϑ ist dann für kleine Energien

($\gamma a \ll 1$)

$$\frac{\phi}{\vartheta} \approx \frac{\gamma - 1}{\gamma}$$

und für $\gamma \approx 1$ praktisch gleich Null. Der Spin behält seine ursprüngliche Orientierung und steht nach der Strahlablenkung durch den Deflektor transversal.

Nach der Extraktion aus dem Stretcherring dient dazu der supraleitende Solenoidmagnet zusammen mit den Ablenktdipolen in der externen Strahlführung (siehe auch Kapitel 3.4).

Abb. 3.7 gibt einen Überblick über die jeweilige Orientierung des Polarisationsvektors in den einzelnen Beschleunigerkomponenten.

Die Beschleunigung des Elektronenstrahls im LINAC hat auf die Polarisation nur wenig Einfluß. Die im LINAC vorhandenen Solenoidmagnete zur Strahlfokussierung führen dazu, daß der Polarisationsvektor im Linearbeschleuniger in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung gedreht wird. Diese Drehung muß deshalb kompensiert werden. Hierzu gibt es in der 50 keV-Strahlführung eine Anordnung aus Solenoidmagneten, die eine Drehung der Polarisation senkrecht zur Impulsrichtung hervorruft. Das Optimum für diese Spin-Vordrehung wird experimentell bestimmt.

Ein Mott-Polarimeter [36] in dieser Strahlführung erlaubt es, die Polarisation direkt hinter der Quelle noch vor jedem Beschleuniger zu messen. Der Einfluß der Beschleunigeranlage auf die Polarisation, wie sie mit dem externen Møller-Polarimeter nach der Extraktion gemessen werden kann, wird dann auf diesen Meßwert bezogen.

3.8. Polarisation im Booster-Synchrotron

Das Booster-Synchrotron [10, 11] wird mit der Netzfrequenz von 50 Hz betrieben. Dies bedingt eine Zykluszeit von 20 ms, in der das Magnetfeld sinusförmig auf seinen Maximalwert und zurück gefahren wird. Der Maximalwert ist durch die Energie für den Transfer des Elektronenstrahls in den Stretcherring vorgegeben.

Der Beschleunigungszyklus des Synchrotrons ist durch den Verlauf der Wechselspannung vorgegeben. Um einen möglichst großen Teil der 20 ms langen Zykluszeit für die Beschleunigung auszunutzen, wird zu dem Wechselstromanteil für die Magnete ein Gleichstromanteil addiert (siehe Abb. 3.8). Um die Magnete auf einem definierten Hystereseast der Magnetisierungskurve des Magneteisens zu halten, wird die Amplitude des Wechselstromanteils so geregelt, daß sich für eine Zeitspanne Δt_e , die von einer Regelschaltung immer auf dem konstanten Wert $\Delta t_e = 2.3$ ms gehalten wird, eine Umkehr der Magnetfeldrichtung ergibt. Dies definiert das Verhältnis Wechselstromamplitude zu Gleichstromanteil, hier ausgedrückt durch die zugehörigen Energien $\frac{E_{AC}}{E_{DC}} = 1.069$, welches somit festgelegt und ebenfalls konstant ist. Der zeitliche Verlauf der Energie im Synchrotron ist somit (siehe Abb. 3.8)

$$E(t) = E_{DC} + E_{AC} \sin(\omega t + \phi) \quad \text{mit} \quad \omega = 2\pi \cdot 50 \text{ Hz} \quad .$$

Für die Energieänderung ergibt sich

$$\dot{E}(t) = E_{AC}\omega \cos(\omega t + \phi) \quad \text{bzw.}$$

$$\dot{E}(E) = E_{AC}\omega \cos\left(\arcsin\left(\frac{E - E_{DC}}{E_{AC}}\right)\right) \quad .$$

Hieraus kann dann die Geschwindigkeit für das Resonanzkreuzen bestimmt werden:

$$\alpha = \frac{\dot{\gamma} a}{\omega_0} = \frac{\dot{E} \cdot L}{440.65 \text{ MeV} \cdot 2\pi c}$$

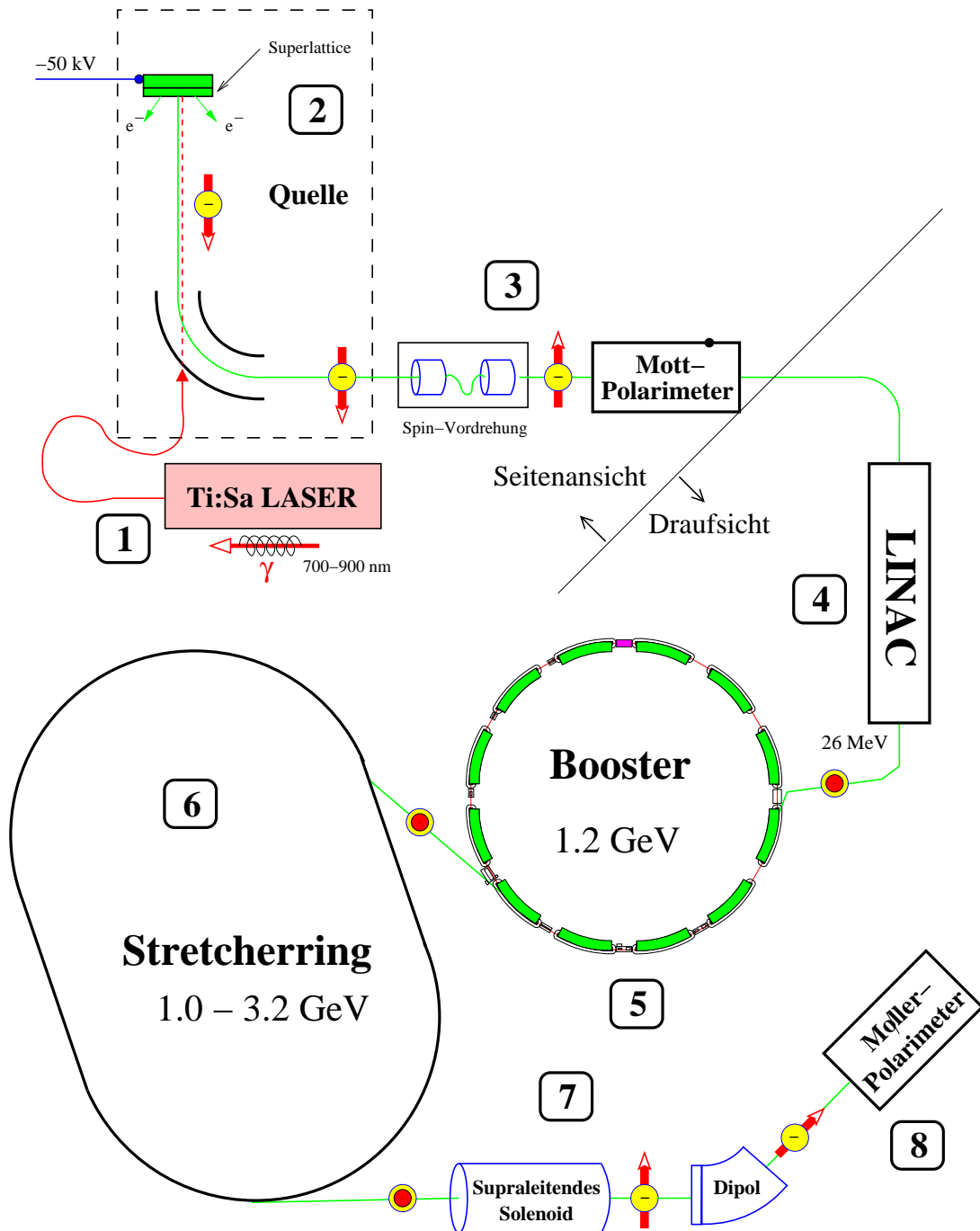
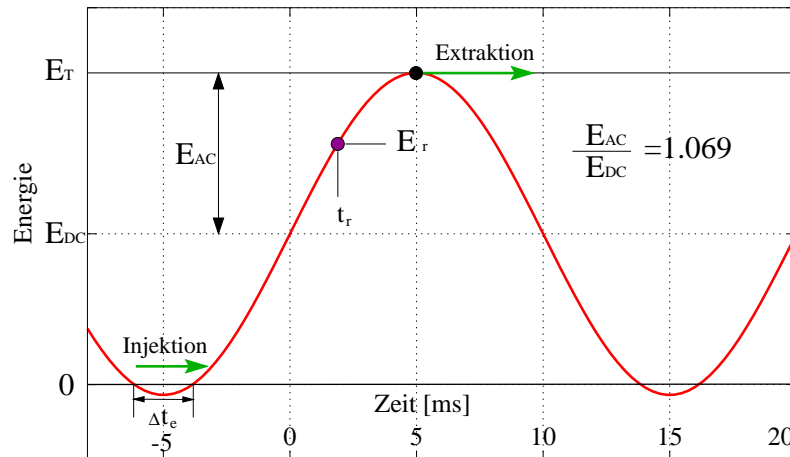


Abbildung 3.7.: Polarisationstransport in ELSA. Ein blitzlampengepumpter Titan-Saphir-Laser (1) erzeugt Pulse sehr intensiven Laserlichts im nahen Infrarot. Über eine Glasfaser wird das Licht zur Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen geleitet und anschließend zirkular polarisiert. Durch den Photoeffekt am GaAs werden zunächst longitudinal polarisierte Elektronen erzeugt (2). Nach der Ablenkung im elektrostatischen Spindrehler ist die Polarisation nun senkrecht zum Teilchenimpuls orientiert, wie es für die Beschleunigung in den Kreisbeschleunigern nötig ist. Durch Solenoidmagnete (3) in der 50 keV-Strahlführung kann die Drehung des Polarisationsvektors in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung, welche im LINAC durch Solenoidmagnetfelder verursacht wird, kompensiert werden, so daß die Polarisation bei der Injektion in das Booster-Synchrotron exakt vertikal orientiert ist. Außerdem kann an dieser Stelle eine Polarisationsmessung mit einem Mott-Polarimeter erfolgen. Nach der Beschleunigung in den drei Beschleunigern LINAC, Booster sowie Stretcher und der Extraktion aus diesem (4,5,6) muß die Polarisation wieder in die longitudinale Richtung gedreht werden. Dies geschieht mit einer Kombination aus einem Solenoidmagneten und Dipol-Ablenkmagneten (7). Der Polarisationsnachweis geschieht mit einem Møller-Polarimeter (8).

Abbildung 3.8: Zeitlicher Energieverlauf im Booster-Synchrotron. Vorgegeben wird der DC-Anteil des 50 Hz-Sinus. Die Wechselstromamplitude wird so geregelt, daß die Zeitdauer Δt_e , für die die Erregung negativ ist, konstant ist. Dies gewährleistet, daß das Verhältnis E_{AC}/E_{DC} ebenfalls konstant ist.



(L ist der Beschleunigerumfang und c die Lichtgeschwindigkeit). Daraus kann dann der zu erwartende Verlauf der Polarisation in Abhängigkeit von der Extraktionsenergie aus der Froissart-Stora-Formel bei bekannten Resonanzstärken errechnet werden.

Die Polarisation bei der Extraktion aus dem damaligen 2.5 GeV-Synchrotron wurde 1978 gemessen [23, 26]. In Abb. 3.9 sind die damals gemessenen Polarisationsgrade bezogen auf die Quellenpolarisation in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen. Der Verlauf der eingezeichneten Kurve entsteht durch eine Anpassung der Resonanzstärken über die Froissart-Stora-Abhängigkeit an die gemessenen Daten. Da immer im Maximum der sinusförmigen Rampe extrahiert wird, führt dies zu längeren Verweilzeiten bei dieser Energie. Wird genau auf einer depolarisierenden Resonanz extrahiert, so ist die depolarisierende Wirkung viel stärker als beim Kreuzen der Resonanz auf der ansteigenden Rampe des Sinus.

Der quantitative Verlauf der Kurve wurde berechnet [19], so daß die Effekte im Booster-Synchrotron als weitgehend verstanden gelten dürfen. Die Messungen seit August 1997 haben die schwache Depolarisation im Booster-Synchrotron bestätigt [54]. Im April 2001 wurde bei einer Messung hierzu die Transferenergie zum Stretcherring in der Nähe der 880 MeV-Resonanz in kleinsten Schritten variiert. Es zeigte sich, daß außer in einem extrem schmalen Energiebereich von etwa ± 1 MeV kein signifikanter Einfluß der Resonanz $\gamma a = 2$ weder im Booster-Synchrotron noch im Stretcherring zu beobachten war¹. Die Resonanzstärke dürfte also durch die Neujustierungen auch der Magnete des Synchrotrons in der Zeit nach 1980 noch deutlich reduziert worden sein. Man darf also resümieren: Im Booster-Synchrotron bleibt die Polarisation in hohem Grade erhalten, wenn die Polarisation bei der Injektion genau vertikal eingestellt wird und vor der Imperfektionsresonanz $Q_{sp} = 3$ bei 1.32 GeV oder vor der Imperfektionsresonanz $Q_{sp} = 2$ bei 880 MeV in den Stretcherring transferiert wird. In diesem Fall reicht die Kreuzungsgeschwindigkeit aufgrund der 50 Hz-Wiederholrate des Synchrotrons aus, die Imperfektionsresonanzen bei 440 MeV (und evtl. 880 MeV) mit einem Polarisationsverlust von insgesamt kleiner als 3% zu durchkreuzen². Die einzige³ intrinsische Resonanz im Energiebereich des Synchrotrons $Q_{sp} = 0 + Q_z = 3.4$ bei 1.50 GeV braucht nicht gekreuzt zu werden. Die typischen Standardtransferenergien liegen deshalb bei 1.2 GeV und 750 MeV.

Spezielle darüber hinausgehende polarisationserhaltende Maßnahmen sind also für das Synchrotron nicht nötig. Signifikante Polarisationsverluste treten im Stretcherring auf. Dies liegt auch hier am Kreuzen

¹Hierbei wurde die Transferenergie von 750 MeV bis 930 MeV variiert und die Polarisation nach anschließender Beschleunigung auf 1 GeV gemessen. Selbst das so bedingte Durchkreuzen der 880 MeV-Resonanz im Stretcherring verursachte keine meßbare Depolarisation.

²Die 3% ergeben sich aus der Meßgenauigkeit des Möller-Polarimeters und den Bedingungen der Messung im April/Mai 2001. Sie gelten als obere Schranke.

³Alle anderen intrinsischen Resonanzen sind wegen der 12-fachen Symmetrie der Magnet-Anordnung stark unterdrückt.

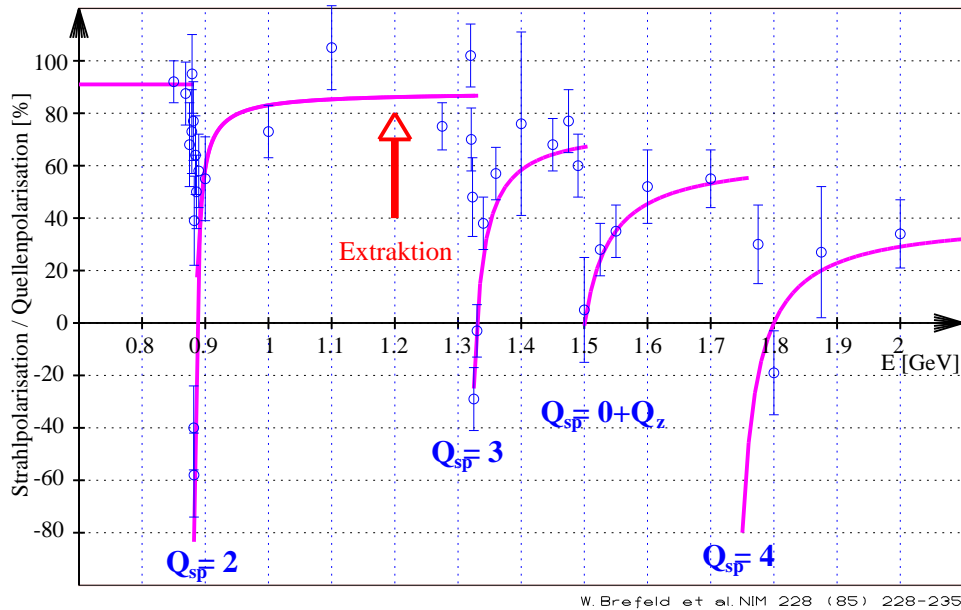


Abbildung 3.9.: Depolarisierende Resonanzen im Booster-Synchrotron [23]. Eingezeichnet ist die typische Transferenergie, bei der der Strahl vom Vorbeschleuniger in den Stretcherring transferiert wird. Die nachfolgenden Resonanzen brauchen deshalb nicht gekreuzt zu werden.

zen von verschiedenen depolarisierenden Resonanzen.

Erste Berechnungen zum Einfluß der depolarisierenden Resonanzen im Stretcherring wurden bereits 1993 von Jessenberger [34] durchgeführt. Es zeigte sich, daß die Resonanzen ab 2 GeV so stark sind, daß die Polarisation ohne spezielle Maßnahmen zur Polarisationserhaltung fast vollständig verloren geht. Dies konnte in Messungen 1997 bestätigt werden [54, 55].

Die polarisationserhaltenden Maßnahmen konzentrieren sich deshalb auf die Überwindung der depolarisierenden Resonanzen im Stretcherring.

4. Ein Simulationsprogramm für die Polarisationsdynamik

4.1. Das Spintracking-Programm für ELSA

Wesentlicher Teil der Arbeit mit polarisierten Elektronenstrahlen im Stretcherring ELSA war es, ein Rechenwerkzeug zu entwickeln, mit dem sich Vorhersagen zu Polarisationsverlusten machen lassen. So entstand ein Programm, welches in der Lage ist, Resonanzstärken der depolarisierenden Resonanzen zu berechnen, Spintracking von Teilchenpaketen über viele Umläufe im Beschleuniger und insbesondere auch während einer Energierampe zu berechnen, den Einfluß von schnellen Kickermagneten zu studieren oder auch z.B. den der Tunejump-Quadrupole (siehe Kap. 5.2). Als spezielle Besonderheit soll der Einfluß der für Elektronenbeschleuniger so charakteristischen Synchrotronstrahlung in der Simulation beobachtbar sein. Als Ergebnis dieser Bemühungen liegt nun ein Programmpaket vor, welches im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde und als Ergänzung zu der Software, mit der Teilchenbewegungen, optische Funktionen etc. berechnet werden können, verwendet werden kann. Es trägt den Arbeitstitel *DEPOL/SPINDANCE*. Eine Einbindung in das Programmpaket und die Simulationsroutinensammlung zu *XSIM* [79] wurde als Option vorgesehen.

Die Möglichkeiten dieser Art Simulation, insbesondere des schnellen Spintrackings mit Simulation des Synchrotronstrahlungsprozesses, konnten bisher nur ansatzweise genutzt werden. Dies liegt aber insbesondere daran, daß Meßzeiten zur Untersuchung der teilweise nur kleinen Effekte sehr rar waren und deshalb nur wenige tatsächliche Meßergebnisse als Ergänzung zu den Simulationsrechnungen vorliegen.

Anforderungen

Die vorliegende Version entstand aus den folgenden Überlegungen:

- Bis zu 100 Teilchen in einem simulierten Teilchenpaket sollen von Magnet zu Magnet über bis zu 10 Mio. Umläufe in noch akzeptabler Rechenzeit verfolgt werden können. Dies entspricht einer maximalen Zykluszeit von ca. 5 Sekunden im Nachbeschleunigermodus von ELSA. Hierbei können sowohl die Teilchenkoordinaten wie auch Polarisation und Emittanz des Teilchenpakets von Umlauf zu Umlauf verfolgt werden.
- Eine beliebige Energierampe soll vorgegeben werden können.
- Der longitudinale Phasenraum soll simuliert werden. Dies erlaubt die Berücksichtigung von Energieschwingungen der einzelnen Teilchen (Synchrotronoszillationen).
- Die Synchrotronlicht-Emission soll in einem einfachen und schnellen Monte-Carlo-Algorithmus bei der Behandlung der Ablenkmagnete implementiert werden.
- Ein vereinfachtes Modell des transversalen Phasenraums ermöglicht eine extrem schnelle Berechnung der Spinbewegung.

- Für die Behandlung zeitabhängiger Magnetfelder, wie z.B. dem von Kickermagneten oder dem des Arbeitspunktsprungsystems, soll optional ein Tracking des transversalen Phasenraums mit linearer Optik möglich sein. Hierbei kann so eine realistische Betatronamplitudenverteilung berücksichtigt werden.
- Die Berechnung von Sextupolen, Randfeldern und anderen nichtlinearen Elementen soll möglich sein.
- In je einem separaten Programmteil können Resonanzstärken nach dem Courant-Ruth-Formalismus (siehe Kap. 5.1) oder die Spin-Response-Funktion des Beschleunigers (siehe Kapitel 6.2.2) berechnet werden.
- Als Eingangsparameter dient lediglich die Beschleunigerstruktur, eine Energierampe und evtl. ein Closed-Orbit, der entweder aus einer Berechnung mit den Codes MAD [64] oder XSIM [79] stammt oder aus einer Messung mit dem Monitorsystem bei ELSA.

Die bisherigen Ansätze zu Spintrackingimulationen, wie sie von A. Lehrach [56] und C. Steier [59] in ihren Spintracking-Berechnungen für COSY und ELSA gemacht wurden, gingen von einem Formalismus aus, der einen ganzen Teilchen-Umlauf mit Hilfe von Spintransfermatrizen berechnet, in denen die gesamte Beschleunigerstruktur statisch enthalten ist. Auch die Einflüsse von Synchrotronstrahlung konnten hier nur an wenigen Stellen im Umlauf berücksichtigt werden. Die Resonanzstärke der jeweils zu untersuchenden Resonanz ging hier jeweils als separater Parameter ein, der von einer Messung oder Berechnung mit anderen Programmen stammte. Bereits diese vereinfachte aber dafür wesentlich schnellere Berechnungsmethode hat zum Verständnis der Spinbewegung in der Nähe einer depolarisierenden Resonanz beigetragen. Zum ersten Mal wurden hier durch Modulation des Spin-Arbeitspunktes Synchrotronsatelliten bei ELSA simuliert.

Mit gesteigerter Rechenleistung handelsüblicher Computer sollte jedoch auch ein Spintracking möglich sein, welches die Beschleunigerstruktur selbst als Eingangsparameter enthält und dafür frei von weiteren Annahmen über depolarisierende Resonanzen ist. Die Resonanzstärken lassen sich so auch unabhängig aus der Simulation gewinnen, und auch das Verhalten der Polarisation beim Kreuzen mehrerer Resonanzen kann so studiert werden, insbesondere, da die Resonanzen sich oft gegenseitig beeinflussen. Alles in allem ist so ein Ansatz leichter um zusätzliche Effekte durch spezielle Magnete erweiterbar, und die Spinbewegung läßt sich auch innerhalb eines Umlaufs verfolgen. Dies ergibt insgesamt wesentlich flexiblere Einsatzmöglichkeiten, ist aber in der Regel dafür langsamer.

4.2. Der Algorithmus

Der Polarisationsvektor (ausgedrückt im Teilchen-Ruhsystem) wird als Mittelwert der Spins eines modellierten Bunches mit z.B. ca. 100 Teilchen berechnet. Die Spinvektoren der einzelnen Teilchen werden von Element zu Element der Beschleunigerstruktur und von Umlauf zu Umlauf in der Maschine verfolgt. Hierzu muß man die Teilchenbewegung im Beschleuniger modellieren, um die vom Ort oder allgemeiner von den Phasenraumkoordinaten der Teilchen abhängigen Magnetfelder in den Beschleunigermagneten zu bestimmen. Das Programm verwendet für die Berechnung der Spindynamik eine sehr einfache Vorschrift, die jedem Element eine Präzessionsachse und einen Präzessionswinkel zuordnet. Man erhält im Ergebnis die Spinbewegung im Beschleuniger mit allen spezifischen Effekten wie z.B. depolarisierenden Resonanzen und Synchrotronsatelliten frei von weiteren Annahmen wie Resonanzstärken, die ansonsten separat gemessen oder berechnet werden müßten. Die Details und die Genauigkeit der Berechnungen hängen ansonsten nur von der Güte des Modells des Beschleunigers ab, welches in einer Tabelle vorliegt, die die Positionen, Magnetfeldstärken, Gradienten, Multipolkomponenten und alle Feld- und Stellfehler — soweit bekannt —, die berücksichtigt werden sollen, enthält. Die Teilchenbewegungen können dann

simuliert werden. Hierzu gehen die Emittanzen des Strahls, Energieunschärfe und eine evtl. berechnete oder gemessene Gleichgewichtsbahn ein.

Durch jedes Magnetfeld ist eine Präzessionsachse \vec{n} und -winkel ϕ gegeben. Die Spins der einzelnen Teilchen transformieren sich dann (vgl. auch 2.13) durch:

$$\vec{S}(s_1) = T(\vec{n}, \phi) \vec{S}(s_0) \quad ,$$

wobei s_0 und s_1 die Orte vor und hinter dem zu betrachtenden Element sind. Dazwischen präzidieren die Spins der einzelnen Teilchen um den Winkel ϕ um die Achse \vec{n} . Hierdurch sind die Parameter der Spintransfermatrix eindeutig¹ gegeben, und der Ausdruck für diese Transformation kann auch geschrieben werden als

$$T = \mathbf{1} + \sin \phi \begin{pmatrix} 0 & -n_3 & n_2 \\ n_3 & 0 & -n_1 \\ -n_2 & n_1 & 0 \end{pmatrix} + (1 - \cos \phi) \begin{pmatrix} n_3^2 + n_2^2 & n_1 n_2 & n_1 n_3 \\ n_2 n_1 & n_1^2 + n_3^2 & n_2 n_3 \\ n_3 n_1 & n_3 n_2 & n_2^2 + n_1^2 \end{pmatrix} \quad .$$

Dieser einfache Formalismus wurde im Programm implementiert. Die ganze Problematik reduziert sich daher darauf, zu jedem Magneten in der Beschleunigerstruktur und zu den dazugehörigen Teilchenkoordinaten die Spinpräzessionsachse und den Winkel zu bestimmen. Die wichtigsten Magnet-Typen, die implementiert wurden, sind Dipolmagnete und Quadrupolmagnete.

Für Dipole mit einem Magnetfeld, welches in die Richtung \vec{e}_B zeigt, ergibt sich aus dem Ablenkwinkel l/ρ und der Energie bzw. dem Spin-Arbeitspunkt γa

$$\vec{\omega} = \gamma a \frac{l}{2\pi\rho} \vec{e}_B \quad ,$$

woraus sich $\phi = |\vec{\omega}|$ und $\vec{n} = \frac{\vec{\omega}}{|\vec{\omega}|}$ ergeben.

Für Quadrupole mit der Quadrupolstärke k ergibt sich aus den Teilchen-Ablagen (x, z)

$$\vec{\omega}(x, z) = \gamma a \cdot kl \begin{pmatrix} x \\ 0 \\ z \end{pmatrix} \quad .$$

Für Sextupole und allgemein für Multipolfelder ergibt sich entsprechend jeweils ein $\vec{\omega}(x, z)$. Auch Solenoidfelder in der Beschleunigerstruktur können berücksichtigt werden. Hierbei ist allerdings die andere Energieabhängigkeit der Larmor-Präzession zu beachten.

Allein mit diesem Ansatz, Magnet für Magnet die Spinbewegung einzelner Teilchen-Spins (im klassischen Vektormodell) zu verfolgen, lassen sich bereits viele komplexe Effekte der Spinbewegung auf diese einfachen Gleichungen zurückführen. Die Komplexität kommt dabei aus dem sehr vielfältigen Zusammenwirken der Beschleunigerparameter über viele Umläufe. Bei ELSA ist die Energierampe mitunter eine Sekunde lang. Hier müssen dann z.B. ca. 2 Millionen Umläufe simuliert werden. Das Ergebnis ist dafür von weiteren Annahmen frei und spiegelt, wie sich zeigt, die tatsächliche Situation recht gut wider.

Um ein möglichst anschauliches Bild von der Polarisationsdynamik in ELSA zu bekommen, wird im folgenden mit einem einfachen Ein-Teilchen-Tracking begonnen und die Komplexität dann langsam erhöht durch sukzessives weiteres Anschalten der Phasenraumbewegungen der Teilchen. Hierdurch können dann die Effekte durch Synchrotronstrahlung, Synchrotronlichtabstrahlung und transversale Strahlanregung simuliert werden.

¹In Wahrheit handelt es sich nur um einen Spezialfall der allgemeinen, aus der Spinorgleichung gegebenen Transfermatrizen. Für rein transversale Magnetfelder (vertikal und radial) bedeutet diese Parametrisierung keine Einschränkung und enthält alle möglichen Fälle. Es sind aber im Prinzip noch andere Spintransfermatrizen erlaubt, die zunächst keine einfache Drehung beschreiben.

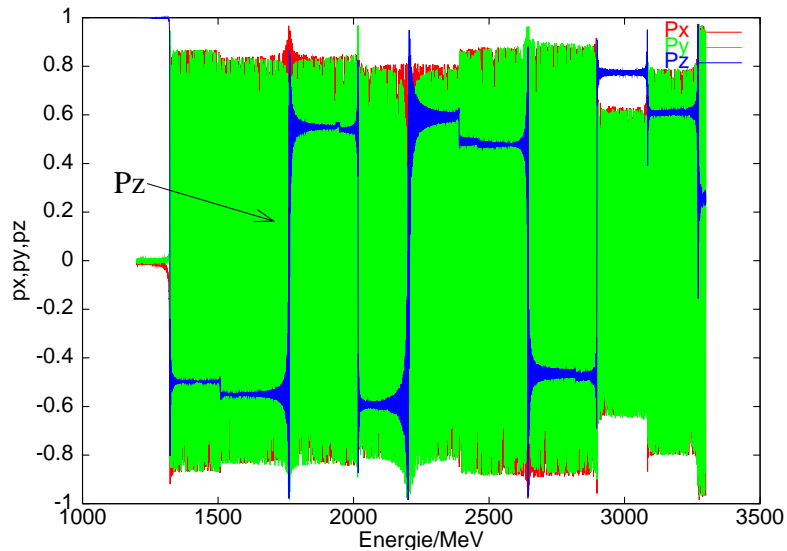


Abbildung 4.1: Spin-tracking bei ELSA mit unkorrigiertem Orbit für ein Teilchen auf einer Rampe mit 4 GeV/s. Aufgetragen sind gegen die Teilchenenergie während der Beschleunigung die drei Komponenten des Polarisationsvektors, dessen Betrag hier immer gleich eins ist. Die dunkle Linie ist die vertikale Komponente.

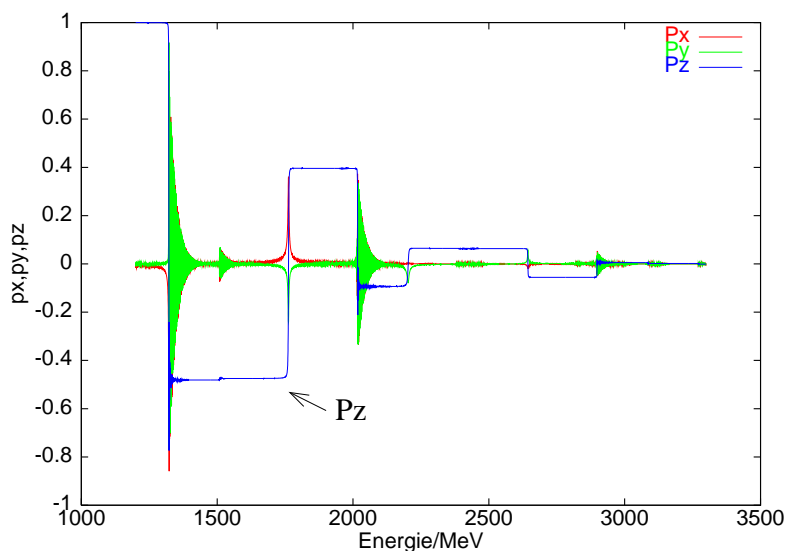


Abbildung 4.2: Spin-tracking mit sich abdämpfenden horizontalen Komponenten.

Ein-Teilchen-Tracking

Die einfachste Anwendung des Spintrackings nach oben beschriebenem Verfahren ist das Tracking eines einzelnen Teilchens durch den Beschleuniger. Die Polarisation ist dabei immer erhalten, lediglich die Orientierung des Polarisationsvektors kann sich ändern. Die ersten einfachen Simulationen zeigen ein Elektron im Beschleuniger während der Beschleunigung. Der Polarisationsvektor präzidiert im allgemeinen um die Vertikale mit der typischen Präzessionsfrequenz. Die vertikale Richtung ist stabil. An Abbildung 4.1, welche eine typische Energierampe bei ELSA zeigt, erkennt man die einzelnen depolarisierenden Resonanzen, die tatsächlich bei den erwarteten Energien auftreten. Es kann hier allerdings vorkommen, daß die z -Komponente nach einer Resonanz wieder größer wird, wenn Anteile aus der horizontalen Ebene wieder in die Vertikale gedreht werden.

Horizontale Komponenten sind jedoch nicht stabil und können bei der Extraktion nicht erhalten werden¹. Berücksichtigt man dies in der Simulation durch ein exponentielles Abklingen der horizontalen Komponenten, so ergibt sich ein Bild wie in Abb 4.2. Hier wird der vertikale Anteil der Polarisation bei jeder Resonanz kleiner.

¹Außer in der Nähe einer ganzzahligen (Imperfektions-)Resonanz.

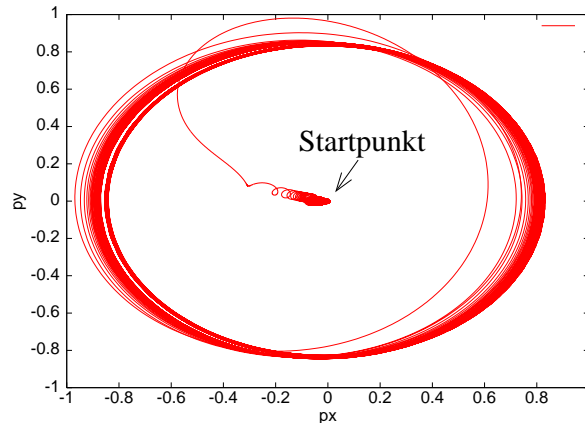


Abbildung 4.3: x und y -Komponente des Polarisationsvektors beim Durchkreuzen einer Resonanz.

Resonanzkreuzungen

Mit diesem sehr einfachen Ansatz kann nun bereits das Kreuzen einer Resonanz untersucht werden. Während einer Resonanzkreuzung kann mit Hilfe des Spintrackings beobachtet werden, wie der Vektor in eine neue Lage kippt. Dieses Verhalten wurde in Kapitel 2.9 und 2.10.1 bereits analytisch behandelt. Hier kann man die tatsächliche Bewegung anschaulich verfolgen. Die Abbildung 4.3 zeigt die Spur des Polarisationsvektors in einer Projektion auf die x - y -Ebene bei einer Resonanzkreuzung, bei der fast die gesamte vertikale Polarisationskomponente verloren geht. Nach dem Kreuzen präzidiert die Polarisation in einem weit geöffneten Kegel.

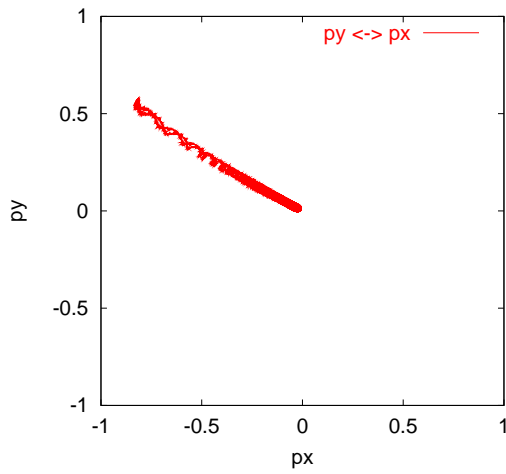
In den Abbildungen 4.4 und 4.5 sind die beiden Extremfälle des Resonanzkreuzens am Beispiel der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 4$ bei $E = 1762$ MeV und der Gradientenfehlerresonanz $\gamma a = Q_z - 1$ bei $E = 1510$ MeV dargestellt. In ersterem Fall ergibt sich ein adiabatischer Spin-Flip, da die Resonanz bei einem simulierten unkorrigierten Closed-Orbit relativ stark ist. Die Gradientenfehlerresonanz ist selbst bei einem Teilchen mit großer Betatronschwingungsamplitude und langsamer Kreuzungsgeschwindigkeit so schwach, daß die Depolarisation nur wenige Prozent ausmacht. Die Abbildungen zeigen zusätzlich die jeweiligen Projektionen in die x - y -Ebene und in die x - z -Ebene.

Beim adiabatischen Spin-Flip präzidiert der Spin sehr oft um den langsam aus der Vertikalen in die entgegengesetzte Vertikale kippenden Vektor der Spin-Closed-Solution. Der Betrag der vertikalen Polarisation bleibt dabei erhalten. Der Präzessionsvektor kippt dabei in einem bestimmten, von der komplexen Phase der Resonanzstärke der Resonanz abhängigen, Winkel durch die x - y -Ebene. Die Polarisation folgt hier der invarianten Spinachse, deren Orientierung man im Prinzip hieraus ablesen könnte.

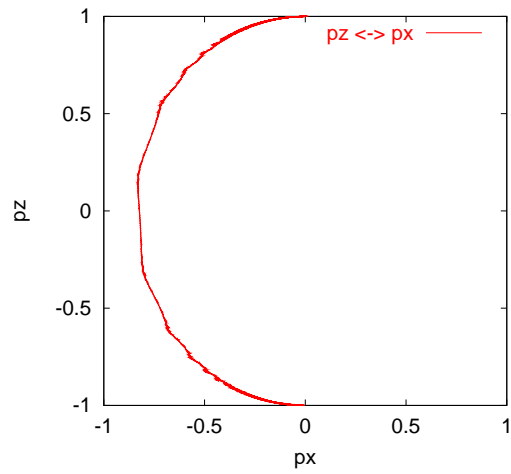
Beim schnellen Kreuzen wird der ursprünglich vollständig vertikal orientierte Polarisationsvektor leicht aus der vertikalen Richtung ausgelenkt. Er präzidiert fortan um die Vertikale, welches man an den Oszillationen der horizontalen Komponenten erkennen kann. Hier stellt sich recht schnell nach der Resonanzkreuzung ein Gleichgewicht der Amplitude ein. Die Präzession ist nicht wie in Abb. 4.4 phasenstarr bei Beobachtung an einer festen Position im Ring, da der Spin-Arbeitspunkt bei allen Resonanzen mit Ausnahme der Imperfektionsresonanzen nicht ganzzahlig ist.

4.3. Tracking der Teilchenbewegungen

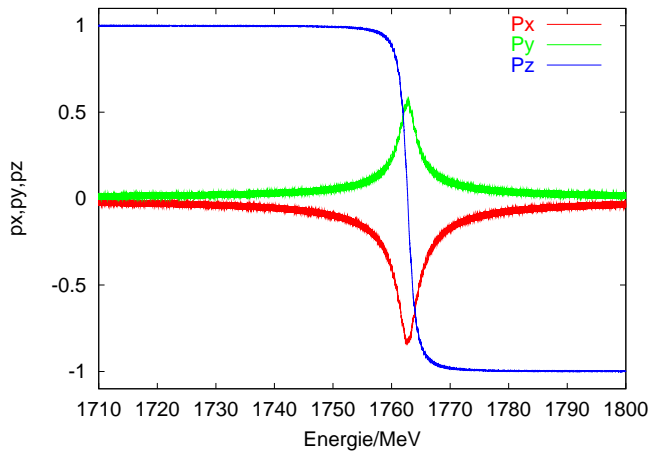
Um weitaus komplexere Effekte simulieren zu können, die auf die Polarisation einen Einfluß haben können, insbesondere die Wirkungen von Energieunschärfen und Synchrotronoszillationen, aber auch die Einflüsse durch schnelle Kickermagnete, wurde der gesamte longitudinale und transversale Phasenraum für die Teilchenbewegung mitsimuliert. Da dies nicht in jedem Fall nötig ist, viele Effekte auch allein aus der Spinbewegung zu verstehen sind, wurde dieses Phasenraum-Tracking als Option vorgesehen, die separat ab- und zuschaltbar ist. Dies ermöglicht in jedem Fall eine dem jeweiligen Problem angepaßte



(a) x - y -Ebene



(b) x - z -Ebene



(c) x, y, z -Komponenten

Abbildung 4.4: x -, y - und z -Komponenten des Polarisationsvektors beim adiabatischen Durchkreuzen einer Resonanz. Es wurde ein Teilchen mit starrer Phasenraumposition berechnet.

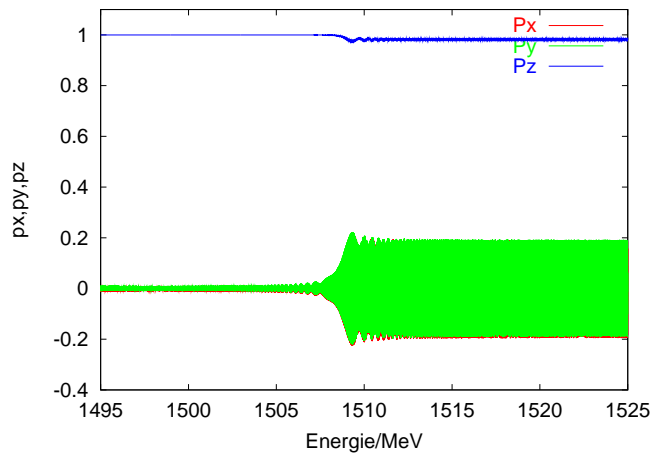


Abbildung 4.5: x, y und z -Komponenten des Polarisationsvektors beim schnellen Durchkreuzen einer Resonanz.

Komplexität, die sich ja in Rechenzeit äußert.

Transversaler Phasenraum

Aus Rechengeschwindigkeitsgründen wurden in das Spintracking-Programm zwei alternative Ansätze zum Tracking des transversalen Phasenraums implementiert.

1. Ein einfacher, aber extrem schneller Algorithmus berechnet oder übernimmt im Vorhinein die Betatronphasenvorschübe für alle Elemente der Beschleunigerstruktur. Diese werden dann verwendet, um die vertikalen Betatronbewegungen (nur diese sind ja entscheidend für die depolarisierenden Resonanzen) aus den gegebenen optischen Funktionen der Beschleunigerstruktur bei einer Amplitude von 1 Sigma der Betatronamplitudenverteilung (gegeben durch die vertikale Emit-tanz, deren Energieabhängigkeit bekannt ist) zu simulieren. Die Gleichgewichtsbahn wird dabei entweder separat berechnet (z.B. von MAD oder XSIM), oder es kann eine Gleichgewichtsbahn aus einer Messung verwendet werden. Beim Tracking mehrerer Teilchen kann eine individuelle Anfangsphase und im Prinzip auch eine Betatronamplitudenverteilung vorgegeben werden. Nachteil dieses Vorgehens ist, daß die Beschleunigerstruktur für das gesamte Spintracking starr und unveränderlich ist und keine zeitabhängigen Magnetfelder oder Feldfehler berücksichtigt werden können.
2. Um diesen Nachteil aufzuheben, kann die Berechnung der Phasenraumkoordinaten eines jeden Teilchens auch direkt von Element zu Element erfolgen. Hierbei wird für die Standard-Magnete des Beschleunigers die lineare Matrizenoptik verwendet. Es lassen sich aber auch nichtlineare Magnetfelder, also solche, deren Magnetfeld auch noch in einer komplizierteren Weise von der Phasenraumkoordinate des Teilchens abhängt, einzeln implementieren. Insbesondere können auch zeitabhängige Magnetfelder wie die schneller Kicker Magnete oder Quadrupole simuliert werden, die zu einer Veränderung der optischen Funktionen führen. Deren Einfluß auf die Polarisation, aber auch auf die Strahlbreiten und Emittanzen, lassen sich somit untersuchen. Es soll aber hier nicht unerwähnt bleiben, daß es bessere Programme für reine Strahlbreiten-Untersuchungen gibt als das hier vorgestellte Programm DEPOL/SPINDANCE. Nachteile dieser Methode sind ein erheblich höherer Rechenaufwand und leichte Ungenauigkeiten, die aus der Näherung für dünne Linsen stammen.

Longitudinaler Phasenraum

Bisher wurden die Spinbewegungen nur für Teilchen simuliert, die alle die Sollenergie haben. In der Regel ist dies jedoch nicht der Fall. Um nun die Energieunschärfe oder Energieverteilung der Teilchen im Bunch zu berücksichtigen, müssen die Synchrotronoszillationen in die Berechnung mit aufgenommen werden. Für jedes Teilchen werden deshalb Energie und Phasenlage für jeden Umlauf gesondert mitberechnet und entsprechend dem vorgegeben Synchrotron-Arbeitspunkt moduliert. Dies geschieht iterativ, so daß auch Energie-Sprünge, wie sie bei der Abstrahlung von Synchrotronlicht auftreten, mitberücksichtigt werden können. Die Entwicklung der Energieverteilung kann so leicht mitverfolgt werden. Typische Energieunschärfen von $\frac{\Delta E_i}{E} = 7 \cdot 10^{-4}$ treten bei ELSA auf.

Einmal pro Umlauf wird der longitudinale Phasenraum gemäß dem Synchrotron-Arbeitspunkt gedreht nach der Formel

$$\begin{pmatrix} \Delta E_i \\ \phi_i \end{pmatrix}_{\text{neu}} = \begin{pmatrix} \cos(2\pi Q_s) & \sin(2\pi Q_s) \\ -\sin(2\pi Q_s) & \cos(2\pi Q_s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta E_i \\ \phi_i \end{pmatrix}_{\text{alt}} .$$

Anschließend wird der Schwerpunkt der Energieverteilung der Teilchen im Teilchenpaket auf die neue Sollenergie gebracht.

4.4. Berechnung der Resonanzstärken

Mit Hilfe des Spintracking kann die Froissart-Stora-Abhängigkeit beim Resonanzkreuzen reproduziert werden. Die Resonanzstärken lassen sich zudem auf diese Weise unabhängig von dem Courant-Ruth-Formalismus (siehe Kapitel 5.1) bestimmen. Hierzu läßt man eine Resonanz mit unterschiedlichen Rampgeschwindigkeiten kreuzen. An die so gewonnenen Werte läßt sich die Abhängigkeit der Endpolarisation durch die Froissart-Stora-Formel (2.28) anpassen. Aus der Kurvenanpassung (siehe Abb. 4.6) erhält man die Resonanzstärke.

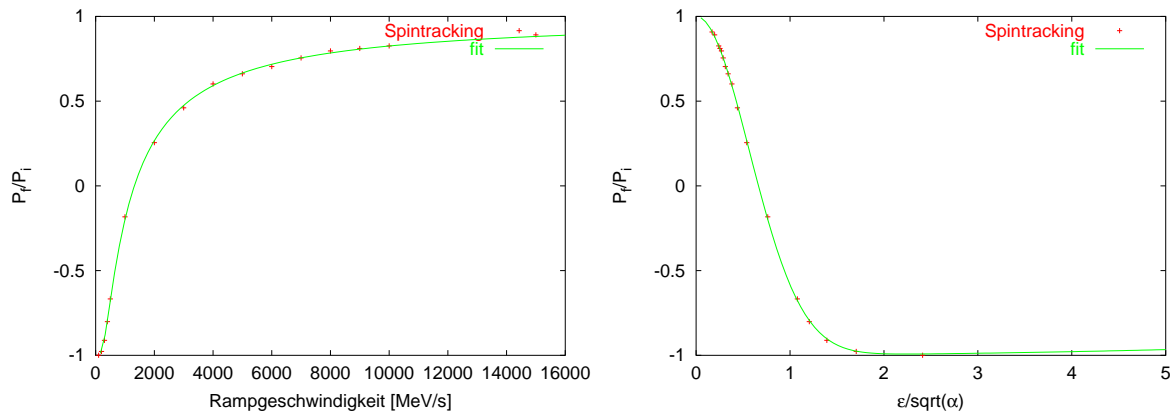


Abbildung 4.6.: Depolarisation an der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 3$ in Abhängigkeit von der Rampgeschwindigkeit bzw. vom Quotienten $\epsilon/\sqrt{\alpha}$ mit der Resonanzstärke ϵ und Kreuzungsgeschwindigkeit α , berechnet für ein Teilchen auf einem typischen (unkorrigierten) Closed-Orbit.

Der Vergleich der so gewonnenen Werte mit den nach dem Verfahren aus Kap. 5.1 berechneten zeigt eine Übereinstimmung in den Resonanzstärke-Verhältnissen bis auf wenige Prozent. Die durch das Spintracking gewonnenen Werte sind systematisch etwas kleiner als die über den Courant-Ruth-Formalismus gefundenen. Dies mag daran liegen, daß im Spintracking die Randfelder der Magnete keine besondere Berücksichtigung erfahren und somit die Effekte durch Kantenfokussierung nicht beitragen.

Der Vorteil beim Spintracking liegt daran, daß man nicht auf die Berechnung der Einflüsse einer einzigen isolierten Resonanz beschränkt bleibt. Dies wird insbesondere bei dicht liegenden Resonanzen und im Speziellen für die Synchrotronsatelliten von Bedeutung.

Resonanzstärken der intrinsischen Resonanzen

Die Resonanzstärken der intrinsischen Resonanzen hängen von der vertikalen Emittanz des Strahls ab. Es macht deshalb wenig Sinn, hier ein einzelnes Teilchen zu betrachten. Die Resonanzstärke selbst kann zwar für ein Teilchen mit einer Betatronamplitude von 1 Sigma der Verteilung angegeben werden, bei der Berechnung der Depolarisationen durch diese Resonanzen muß jedoch die tatsächliche Betatronamplitudenverteilung berücksichtigt werden. Die Froissart-Stora-Abhängigkeit kann durch Integration über den gesamten vertikalen Phasenraum modifiziert werden (siehe Gleichung (2.29)). SPINDANCE kann auch diesen Verlauf durch Tracking mehrerer Teilchen mit entsprechender Betatronamplitudenverteilung nachvollziehen.

Abb. 4.7 zeigt das Verhalten anhand der Resonanz $\gamma a = 0 + Q_z$. Eingezeichnet sind zusätzlich zu den Tracking-Ergebnissen die Fits nach den Gleichungen (2.28) und (2.29). Man erkennt, daß das Spintracking mit 50 Teilchen bereits eine gute Reproduktion bei einer gaußförmigen Betatronamplitudenverteilung für die Froissart-Stora-Abhängigkeit liefert.

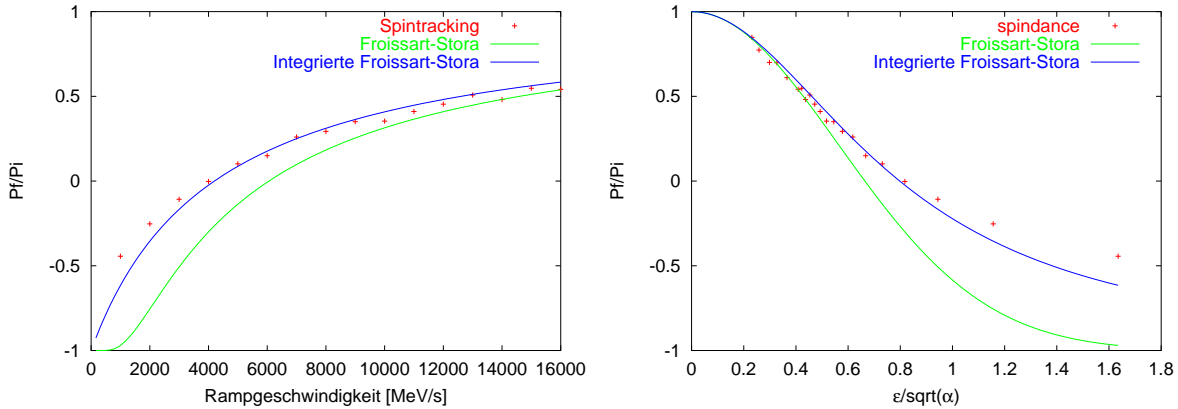


Abbildung 4.7.: Depolarisation in Abhängigkeit von der Rampgeschwindigkeit bzw. vom Quotienten $\epsilon/\sqrt{\alpha}$ mit der Resonanzstärke ϵ und Kreuzungsgeschwindigkeit α , für die intrinsische Resonanz $\gamma a = 0 + Q_z$, berechnet für einen Bunch mit 50 Teilchen und einer vertikalen Emittanz von 12 nm rad und ohne Berücksichtigung des Einflusses der Synchrotronoszillationen. Angepaßt wurden jeweils die Froissart-Stora Formel (2.28) sowie die über den vertikalen Phasenraum integrierte Formel (2.29).

4.5. Bestimmung von Depolarisationszeiten und Resonanzbreite

Für die schwächeren Resonanzen, z.B. die Gradientenfehlerresonanzen bei ELSA, ist es wichtig zu wissen, welchen Einfluß diese auf die Polarisation haben können. Die Thematik umfaßt nicht so sehr das Durchkreuzen dieser Resonanzen (wegen der um zwei Größenordnungen schwächeren Resonanzstärken ist die Depolarisation hier nicht sichtbar), als vielmehr die Speicherung des Elektronenstrahls bei einer solchen Resonanzenergie. Die Extraktionszeit ist eine Speicherzeit und dauert bei ELSA typischerweise eine bis einige Sekunden. Der Strahl verweilt also mehrere Millionen Umläufe bei dieser Energie, und auch schwache Gradientenfehlerresonanzen können hier depolarisieren.

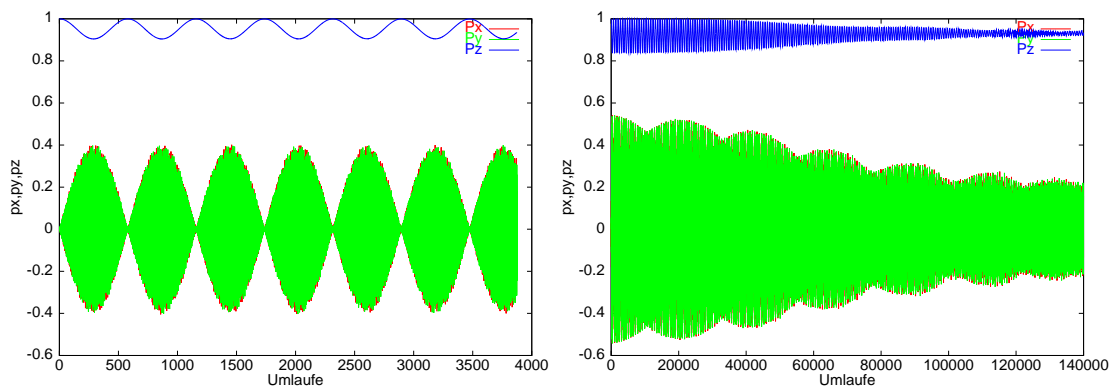


Abbildung 4.8.: Modulation der vertikalen Polarisationskomponente in der Nähe ($E=1952.6$ MeV) der Resonanz $0 + Q_z$ sowie Depolarisation im Verlaufe von ca. 1/10 Sekunde.

Die mit einem Polarimeter, welches nur auf die vertikale Komponente der Polarisation sensitiv ist, beobachtbare Depolarisation hat dabei zwei Ursachen. Erstens kann die Spin-Closed-Solution für bestimmte Energien, speziell in der Nähe depolarisierender Resonanzen, aus der Vertikalen abgelenkt werden. Der Polarisationsvektor präzidiert dabei nicht mehr um die Vertikale, so daß die vertikale Komponente mit einer scheinbaren Präzessionsfrequenz (um die nun aus der Vertikalen verkippte Spin-Closed-

Solution) moduliert ist (siehe Abb.4.8.a). Die Amplitude dieser Präzession und auch deren Frequenz ist unterschiedlich groß, je nach Abstand von der depolarisierenden Resonanz, und nimmt genau auf der Resonanz (die invariante Spinachse liegt nun in der horizontalen Ebene) ein Maximum an¹. In diesem Fall oszilliert die Polarisation mit dieser Frequenz zwischen $+1$ und -1 . Eine eigentliche Depolarisation ist dies jedoch noch nicht. Die Präzessionsachse ist sehr stabil und die Polarisation (hier dann horizontal) bleibt erhalten. Ein Polarimeter jedoch sieht die vertikale Polarisation über eine gewisse Zeit (z.B. 1 Sekunde) gemittelt. Es wird also eine kleinere Polarisation gemessen. Kann man zeitaufgelöst messen, so sollte man die scheinbare Präzessionsfrequenz (die ja um ein Vielfaches langsamer ist als die Spinpräzession selbst,) auflösen können. Abb. 4.11 zeigt die Auslenkung der invarianten Spinachse in Abhängigkeit von der Energie in der Nähe der Resonanz $\gamma a = 3$.

Zweitens kommt zusätzlich zu dieser Verkippung der stabilen Spinrichtung in der Nähe einer Resonanz noch eine tatsächliche Depolarisation hinzu, verursacht durch die Diffusion durch den Synchrotronlichtabstrahlungsprozeß. Beobachtet man die vertikale Komponente der Polarisation, so ergibt sich insgesamt eine gedämpfte Modulation und eine exponentielle Abnahme der Polarisation allerdings über einen relativ langen Zeitraum (siehe Abb.4.8.b).

SPINDANCE ist in der Lage, diese Depolarisationen auszurechnen. Die simulierten Depolarisationszeiten liegen in der Größenordnung von einer Zehntelsekunde. Die dann resultierende Polarisation gibt praktisch die Projektion der invarianten Spinachse auf die Vertikale wieder. Je nach Stärke der jeweiligen Resonanz ist der Energiebereich, in dem die Spin-Closed-Solution von der Vertikalen um einen bestimmten Winkel abweicht, größer oder kleiner. Dies definiert die Resonanzbreite. Sie wurde bereits in Kapitel 2.9 eingeführt und in den Messungen zur Energiekalibration und zur Extraktion von horizontalen Polarisationskomponenten aus ELSA nachgewiesen (Vergleiche Kap. 6.1 und 6.5).

Eine Depolarisationszeit τ , z.B. als Zeit, in der die vertikale Polarisation auf $1/e$ abgefallen ist, läßt sich für die Wirkung von Resonanzen auf ihre energetische Nachbarschaft streng genommen nicht definieren, da es sich eigentlich nicht um eine Depolarisation handelt, sondern um eine Verkippung der Präzessionsachse. Depolarisation tritt hier also eigentlich nicht auf, da die Verkippung stark ist und nicht wie bei einer Resonanzkreuzung bewegt wird. Die entstehenden horizontalen Komponenten des Polarisationsvektors unterliegen auch nicht dem Spindiffusionsprozeß durch Energieunschärfe, wie die nach einer Resonanzkreuzung produzierten horizontalen Komponenten. Es verschwinden nur die Komponenten, die senkrecht zur stabilen Spinrichtung stehen. Dies ist z.B. an der Abdämpfung der Amplitude der scheinbaren Präzession um die stabile Spinrichtung in Abb. 4.8.b zu sehen, da die Simulation von einer anfangs vollständig vertikalen Polarisation ausgegangen ist. In der Realität wird man jedoch zu einer bestimmten Energie (relativ langsam) hinrampen oder den Polarisationsaufbau bei bereits gespeichertem Strahl ausnutzen. In diesem Fall wird sich die Polarisation automatisch vollständig in der stabilen Spinrichtung aufbauen. Wird mit einem Polarimeter nur die vertikale Komponente gemessen, so wird man natürlich je nach Verkippung der stabilen Spinachse weniger messen. Die horizontalen Komponenten der stabilen Spinrichtung lassen sich nur messen, wenn der Spin-Arbeitspunkt ganzzahlig ist, also an einer Imperfektionsresonanz. Dann ist die Präzessionsphase bei jedem Umlauf der über mehrere Umläufe stattfindenden Extraktion² immer gleich. Dieser Effekt konnte bei einer Messung bestätigt werden (siehe Kap. 6.5).

Die Breiten der depolarisierenden Resonanzen, so wie sie in Kap. 2.9 definiert wurden, lassen sich sichtbar machen, wenn man die vertikale Komponente der invarianten Spinachse abhängig von der Energie aufträgt. Startet man in der Spintracking-Simulation mit vertikal ausgerichteter Polarisation, so muß man (bei ELSA) jeweils ca. 200000 Umläufe abwarten, bis sich die Präzessionsamplitude abgedämpft

¹Die Frequenz beträgt hier $\pm\epsilon$ in Einheiten der Umlauffrequenz, wobei ϵ die Resonanzstärke ist (siehe auch Abschnitt 4.6).

²Auch bei einer Messung mit einem internen Polarimeter, wie z.B. dem Compton-Polarimeter, mit dem sich im Prinzip auch horizontale Komponenten messen ließen, muß der Spin-Arbeitspunkt ganzzahlig sein. Eine solche Messung dauert in der Regel ja auch mehrere Minuten. Über diese Zeit muß die Phase der Spinbewegung am Einbauort des Polarimeters konstant sein.

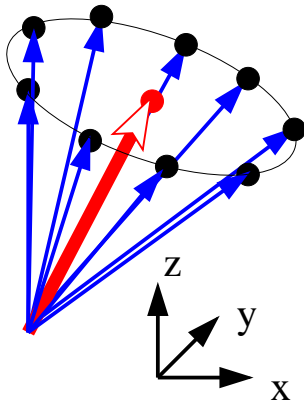


Abbildung 4.9.: Scheinbare Präzessionsbewegung des Polarisationsvektors in der Nähe einer Resonanz. Aus dem Mittelpunkt der Präzession, die an einem Punkt im Beschleuniger beobachtet in diskreten Schritten erfolgt, kann die Orientierung der invarianten Spinachse bestimmt werden.

hat. Aus der dann resultierenden vertikalen Komponente ergibt sich die Projektion der stabilen Spinrichtung auf die Vertikale.

So kann in einem Diagramm, bei dem in Abhängigkeit von der Energie die Polarisation nach einer bestimmtem Zeit (z.B. der Extraktionszeit) aufgetragen ist, die Struktur der Resonanzen gut sichtbar gemacht werden. Da jedoch für einen einzelnen Punkt in diesem Diagramm ca. 200000 Umläufe mit 40 Teilchen berechnet werden müssen (was jeweils 8 Stunden dauert mit einem 400 MHz-Standart-PC), ist diese Methode zur Berechnung der Spin-Closed-Solution nicht gut geeignet. Dennoch lassen sich die Resonanzen auch schon durch Auftragen der vertikalen Polarisationskomponente nach z.B. 3000 Umläufen darstellen (siehe z.B. Abb. 4.14). Da aber die scheinbare Präzessionsfrequenz auch energieabhängig ist, ergeben sich leichte Artefakte als oszillierende Struktur auf diesen Graphen.

Allgemein nicht berücksichtigt wird bei diesen Simulationen die Selbstpolarisation des Strahls (Sokolov-Ternov-Effekt), welche zu einer Gleichgewichtspolarisation führen würde. Die Selbstpolarisationszeiten sind aber für die Energien bei ELSA wesentlich länger als alle Effekte, die mit SPINDANCE und heutigen Rechnern berechnet werden können¹.

4.6. Berechnung der Spin-Closed-Solution

Die Spin-Closed-Solution kann im Prinzip näherungsweise analytisch berechnet werden. Hierzu versucht man, die Eigenvektoren der Spin-Transfer-Matrizen für einen Umlauf zu finden. Dies ist allerdings bereits nicht mehr so einfach, da in der Regel die Teilchenbahnen wegen der Betatronoszillationen nicht unbedingt geschlossen sind, was dazu führt, daß es keine Invariante der Spinbewegung mehr gibt, und insbesondere in der Nähe von intrinsischen Resonanzen die Spin-Closed-Solution stark von der Betatronamplitude abhängt. In diesem Fall kann das Konzept der Spin-Closed-Solution auf Spinfelder ausgeweitet werden, die über dem Teilchenphasenraum entstehen. Durch sog. stroboskopisches Mitteln kann dann doch wieder eine Präzessionsachse gefunden werden.

Dieses Verfahren ist aber insbesondere bei den Modellen zur Simulation der Wirkungsweisen von sibirischen oder partiellen Schlangen sehr nützlich, und es ist ausreichend für eine Theorie für die Dynamik in der Nähe einer depolarisierenden Imperfektionsresonanz.

Einen einfacheren numerischen Ansatz bietet auch hier das Spintracking. Man verfolgt dabei an einer (beliebigen²) Stelle im Ring den Polarisationsvektor nach jedem Umlauf für eine geschickt ge-

¹Nämlich etwa 15 Minuten oder $2 \cdot 10^9$ Umläufe.

²Die Lage der Spin-Closed-Solution in der horizontalen Ebene ist abhängig von der Längsposition im Beschleuniger. Allgemein hängen diese Komponenten von der Phase der komplexen Resonanzstärke ab, die ebenfalls von der zu wählenden Anfangsposition s_0 abhängt. Will man z.B. die stabile Spinrichtung für den Extraktionspunkt bei ELSA ausrechnen, so muß relativ zum theoretischen Injektionspunkt der Beschleunigerstruktur, der sich vor Quadrupol QD1 befindet, ein entsprechend

wählte Startrichtung (in der Regel reicht es aus, wenn man die Polarisation vertikal starten läßt). Der Polarisationsvektor, beobachtet an dieser Stelle, wird dabei (in diskreten Schritten) um eine Achse präzidieren (siehe Abb. 4.9). Aus der Entwicklung des Polarisationsvektors über einige Umläufe gilt es dabei, diese Achse herauszufinden. Abb. 4.10 zeigt die Komponenten des Polarisationsvektors in verschiedenen Ansichten bei unterschiedlichen Energien in der Nähe der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 3$. Bei der Berechnung wurden jeweils etwa bis zu 5000 Umläufe verfolgt. Man erkennt die Projektionen von unterschiedlichen Präzessionskegeln, deren Mittelpunkte die Richtung der stabilen Spinrichtung angeben.

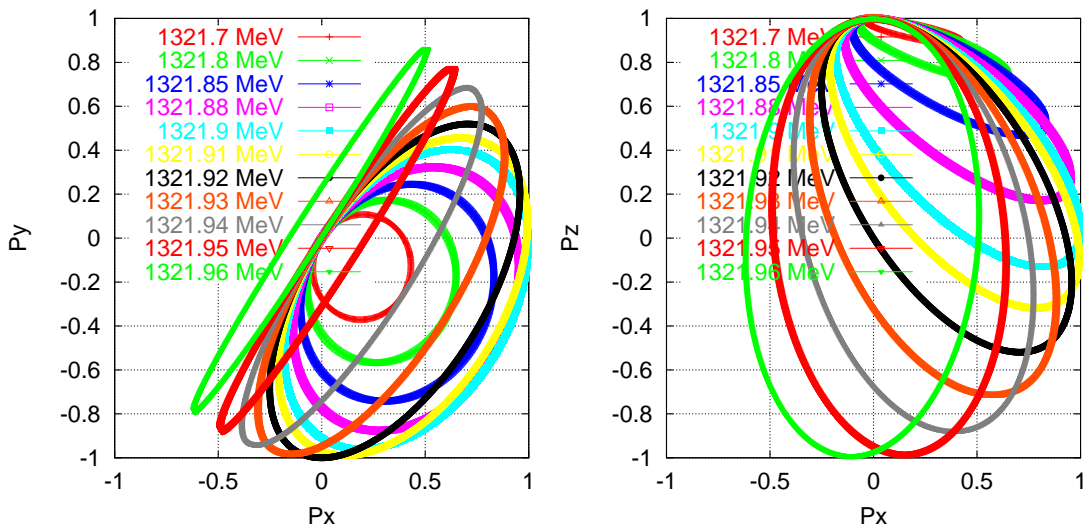


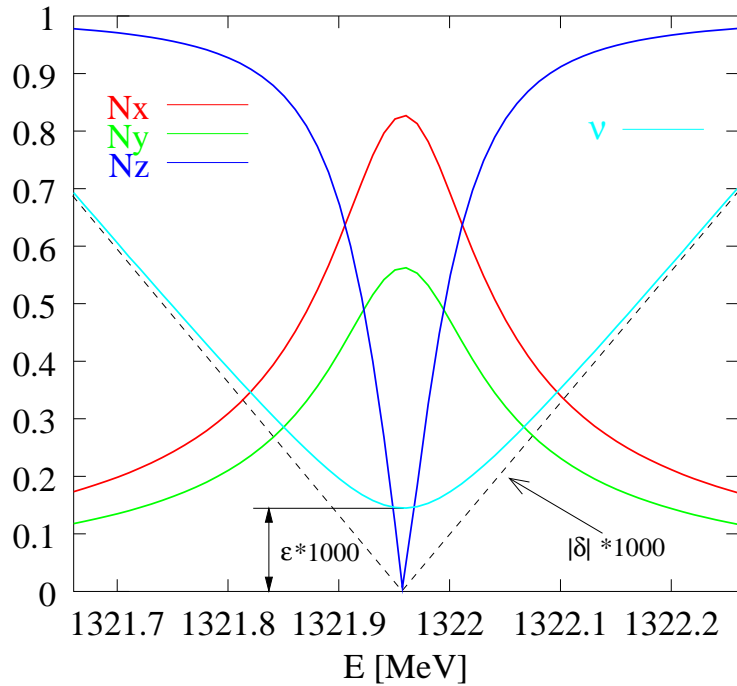
Abbildung 4.10.: Scheinbare Präzessionsbewegung des Polarisationsvektors in der Nähe der Resonanz $\gamma a = 3$. Aufgetragen sind die Komponenten des Polarisationsvektors in verschiedenen Projektionsebenen. Der Mittelpunkt einer jeweils zu einer Energie gehörigen Ellipse gibt die Projektion der Spin-Closed-Solution an.

Die Präzessionsachsen wurden durch Mittelung der Vektoren über genau eine Präzessionsperiode gewonnen. Die scheinbare Präzessionsfrequenz wird ja gerade durch den nicht-ganzzahlige Anteil des Spin-Arbeitspunktes gegeben (vergleiche auch Kap.2.10). Der resultierende Vektor ist ein Vektor, der die Präzessionsachse angibt, dessen Länge jedoch nur mit der Öffnung des Präzessionskegels zu tun hat, welche wiederum von der (beliebigen) Startbedingung abhängt. Ein Einheitsvektor in diese Richtung gibt die Spin-Closed-Solution.

Abb. 4.11 zeigt die so gewonnenen Komponenten der Spin-Closed-Solution in der Nähe der Resonanz $\gamma a = 3$. Genau auf der Resonanz ist die stabile Spinrichtung horizontal und weit weg davon, wie es zu erwarten war, vertikal orientiert. Die Projektion der Spin-Closed-Solution auf die horizontale Ebene wird bestimmt von der Phase der Resonanzstärke am Ort, für den die Berechnung erfolgt. Dies ist im Einklang mit den Vorhersagen der analytischen Betrachtung nach Gleichung (2.25). Die Frequenz, mit der die Spins um diese Achse scheinbar präzidieren, ist fernab der Resonanz gleich dem nicht-ganzzahligen Anteil des Spin-Arbeitspunktes $\nu = \text{frac}(Q_{sp})$. In der Nähe der Resonanz kommt zu dem Anteil aus der Präzession um die vertikale Richtung der Ablenkmagnetfelder noch die Präzession um die horizontale Achse, die von der depolarisierenden Resonanz vorgegeben wird, hinzu. Um diese Achse präzidieren die Spins mit einer Frequenz $\nu_{\delta \rightarrow 0} = \epsilon$ pro Umlauf. Hier läßt sich also die Resonanzstärke ablesen. Die Präzessionsfrequenz um die stabile Spinrichtung läßt sich in der Nähe einer (isolierten) Resonanz

anderes s_0 gewählt werden. Für den Extraktionspunkt ergäbe sich etwa $s_0 = 115$ m. Dies muß bei der Berechnung der Phase der Resonanzstärke dann berücksichtigt werden.

Abbildung 4.11: Absolutbetrag der x, y und z -Komponente der Spin-Closed-Solution sowie die scheinbare Präzessionsfrequenz ν , mit der diese Achse präzidieren, aufgetragen gegen die Energie in der Nähe der Resonanz $\gamma a = 3$. Diese Frequenz entspricht dem Abstand δ zur Resonanz bzw. dem nicht-ganzzahligen Anteil des Spin-Arbeitspunktes Q_{sp} fernab der Resonanz.



ausdrücken als

$$\nu = \pm \sqrt{\delta^2 + \epsilon^2} \quad , \quad (4.1)$$

wobei $\delta = \gamma a - Q_R$ der Abstand zur Resonanz und im Falle einer Imperfektionsresonanz gleich dem nicht-ganzzahligen Anteil des Spin-Arbeitspunktes ist. Im Falle einer intrinsischen Resonanz ist die Resonanzstärke ϵ eine Funktion der Betatronamplitude des betrachteten Teilchens. Man spricht deshalb bei Gleichung (4.1) auch vom *amplitudenabhängigen Spin-Arbeitspunkt* (vergleiche auch [109, 104]). Da in dieser Definition evtl. mehrfache Präzessionen des Spins im Verlaufe eines Umlaufs nicht eingehen, darf man den Resonanzarbeitspunkt Q_R , der in diesem Fall eine ganze Zahl¹ ist, addieren:

$$Q_{sp}(\epsilon_R) := Q_R + \nu \quad .$$

Weitab von Resonanzen erhält man dann wieder den gewohnten Ausdruck $Q_{sp}(0) := \gamma a$.

Betrachtet man Abb. 4.15, so erkennt man, daß dies auch für Synchrotronsatelliten und ganz allgemein auch für Resonanzen höherer Ordnung gilt, wobei in einem Energiebereich immer die mit ihrer Stärke gewichtete nächstgelegene Resonanz dominiert. Im Übergangsbereich der Einflüsse zweier Resonanzen (und auch bei Vorhandensein von sibirischen Schlangen u.ä. [109]) kann der Spin-Arbeitspunkt einen komplizierteren Verlauf annehmen, der analytisch nicht mehr geschlossen berechnet werden kann, sondern mit Spintracking berechnet wird.

4.7. Berechnung des invarianten Spinfeldes durch stroboskopisches Mitteln

Das Verfolgen des Polarisationsvektors in der Nähe von intrinsischen Resonanzen führt nicht, wie im Falle der Imperfektionsresonanzen, zu einer eindeutigen stabilen Spinrichtung, da die Achse hier stark von

¹Im Falle von intrinsischen Resonanzen ist Q_R im allgemeinen nicht ganzzahlig. Definiert man aber ein Koordinatensystem, welches mit der entsprechenden Betatronphase mitrotiert, also z.B. mit Q_z , so ist der verbleibende Spin-Arbeitspunkt in diesem System wiederum ganzzahlig und es gilt das oben Gesagte. Es handelt sich um dasselbe Koordinatensystem, welches auch eingeführt wird, um die Phasenabhängigkeiten des invarianten Spinfeldes zu eliminieren. Die stabilen Spinachsen sowie die so definierten Spin-Arbeitspunkte sind dann nur noch amplitudenabhängig. Daher auch der Name.

Invariantes Spinfeld E = 1952.5 GeV

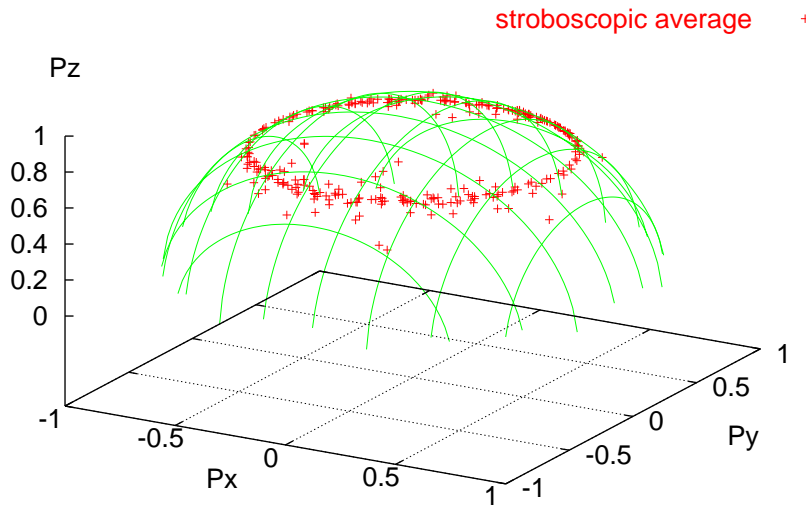


Abbildung 4.12:
 Invariante Spinfeldkurve $\vec{n}(\vec{z}(\phi_z))$ in der Nähe der intrinsischen Resonanz $\gamma a = 0 + Q_z$ berechnet durch stroboskopisches Mitteln bei einer vertikalen Emittanz von $\varepsilon_z = 6.5$ nm rad. Die Phasenraumellipse im vertikalen Phasenraum wird auf die Einheitskugel abgebildet.

den Phasenraumkoordinaten (insbesondere im vertikalen Phasenraum) der einzelnen Teilchen abhängt. Im Verlaufe eines Umlaufs ändern die Teilchen jedoch ihre Phasenraumlage entlang einer Emittanz-Ellipse und insbesondere hat ein und dasselbe Teilchen bei Beobachtung an einem festen Punkt im Beschleuniger bei jedem Durchlauf (sofern der Arbeitspunkt nicht ganzzahlig ist) andere Koordinaten.

Wenn man jedoch nur die Polarisationswerte aufnimmt, bei denen das simulierte Teilchen sich in einer vorher festgelegten Phasenraum-Parzelle befindet, so kann man aus den erhaltenen Werten wiederum eine Präzessionsachse ablesen, die dann der invarianten Spinachse (siehe Kapitel 2.5) für den gewählten Phasenraumbereich entspricht und Teil des invarianten Spinfeldes ist. Dieses Verfahren heißt *stroboskopisches Mitteln*. Mit ihm kann das invariante Spinfeld auf einem Gitter im Teilchenphasenraum berechnet werden. Hierbei sind die Lösungen allerdings Mittel über den betrachteten Phasenraumhyperquader.

Ohne Phasenraumkopplung ist bei ELSA nur eine Variation des invarianten Spinfeldes über den vertikalen und longitudinalen Phasenraum vorhanden. Bei vorgegebener vertikaler Betatronamplitude kann durch stroboskopisches Mitteln für jede Phasenraumkoordinate \vec{z} auf der Phasenraum-Ellipse, die über den vertikalen Phasenvorschub ϕ_z parametrisiert werden kann, eine invariante Achse gefunden werden. Bildet man die gesamte Phasenraum-Ellipse nun so auf eine Einheitskugel ab, so erhält man in der Nähe der intrinsischen Resonanz $\gamma a = 0 + Q_z$ ein Bild wie in Abb. 4.12. Die Kurve beschreibt den Schnitt $\vec{n}(\vec{z}(\phi_z))$ durch das invariante Spinfeld, der durch die Betatronamplitude vorgegeben wird. In diesem Fall hat das Teilchen eine Emittanz von $\varepsilon_z = 6.5$ nm rad.

Durch Rotation des Koordinatensystems entsprechend der Phase der Betatronbewegung kann das invariante Spinfeld in der Nähe einer intrinsischen depolarisierenden Resonanz phasenunabhängig gemacht werden. Die Abbildung der Phasenraum-Ellipse fällt dann auf einen Punkt zusammen. Jetzt ist die Achse nur noch von der Betatronamplitude abhängig (Dies ergibt eine Linie auf der Kugel, deren Orientierung wiederum mit der Phase der Resonanzstärke zusammenhängt.). Durch Integration über die Betatronamplitudenverteilung des gesamten Bunches erhält man auch eine effektive Orientierung der stabilen Spinrichtung. Diese Linie oder diese „effektive stabile Spinrichtung“ ist nun vom Abstand zur intrinsischen Resonanz abhängig und verhält sich ähnlich wie bei einer Imperfektionsresonanz.

Sind höhere Multipolfelder im Beschleuniger dominant, z.B. bei eingeschalteten Sextupolfeldern, wenn sibirische Schlangen oder sonstige Spinrotatoren eingebaut sind oder in der Nähe einer depolarisierenden Resonanz höherer Ordnung, ergeben sich kompliziertere Verläufe der invarianten Kurve. Dies führt z.B. bei HERA dazu, daß auch zwischen depolarisierenden Resonanzen gewisse Maximalpolarisationen nicht überschritten werden können, da über den gesamten 6-dimensionalen Phasenraum integriert

werden muß und die stabilen Spinrichtungen für jeden Phasenraumpunkt erheblich anders sind. Dies spielt bei ELSA jedoch kaum eine Rolle. Hier ist das invariante Spinfeld außer in der Nähe von depolarisierenden Resonanzen konstant und vertikal.

Andere Methoden zur Berechnung des invarianten Spinfeldes sind denkbar: z.B. mit sogenanntem *anti damping* [90, 102]. Hierbei wird zunächst von einer fiktiven Maschine ohne Betatron- oder Synchrotronschwingungen ausgegangen. Die Polarisation wird dabei so eingestellt, daß sie parallel zu der (für diesen Fall bekannten, vertikalen) stabilen Spinrichtung steht. Ausgehend von dieser Situation werden dann die Phasenraumbewegungen (kohärent für den ganzen Strahl) langsam, über viele Umläufe eingeschaltet (oder von einem fiktiven HF-Dipol angeregt). Im Idealfall folgt der Polarisationsvektor dann adiabatisch der Spin-Closed-Solution für diese Anregung mit bestimmter Amplitude. Auf diese Weise läßt sich leicht das invariante Spinfeld berechnen. Dieses Vorgehen wäre auch für ELSA denkbar, wurde aber bislang noch nicht ausprobiert.

4.8. Modell zur Synchrotronlicht-Emission

Im Spintracking sollen die Synchrotronlichtabstrahlungsprozesse berücksichtigt werden. Es ist deshalb nötig, einen sehr schnellen Monte-Carlo-Algorithmus zu verwenden, der in der Lage ist, für jeden Dipol die Energieverluste zu berechnen. Für das hier entwickelte Programm wurde bewußt kein fertiger Monte-Carlo-Algorithmus verwendet (z.B. der Generator von H. Burkhard, CERN [76]), da diese Routinen zwar genau, aber zu langsam sind. Um eine vernünftige Rechengeschwindigkeit des Spintrackings auch bei vielen Teilchen zu erhalten, wurden folgende Einschränkungen gemacht:

1. Die Auswirkung auf die Position im transversalen Phasenraum der Teilchen wird vernachlässigt (dies wäre aber für die Berechnungen depolarisierenden Resonanzen höherer Ordnung (Synchro-Betatron-Kopplung) nötig).
2. Die Genauigkeit wird eingeschränkt dadurch, daß für die pro Dipol und Teilchen abgestrahlten Synchrotronlichtphotonenanzahl lediglich die mittlere Anzahl pro Teilchen berechnet wird (und nicht eine Anzahlverteilung) und daraus die Summe der Photonen für den gesamten Bunch. Diese werden dann zufällig auf alle beteiligten Teilchen verteilt. Der Fehler, den man hierbei macht, ist klein (Abweichung bei im Mittel mehreren tausend Photonen pro Elektron $< 3\%$) und wird zudem noch kleiner mit hohen Energien und der Anzahl der Teilchen.
3. Das Energiespektrum der Synchrotronstrahlung wird durch eine Treppenfunktion angenähert.

Die Einbußen an Genauigkeit hierdurch werden in Kauf genommen, da es bei der Untersuchung der Effekte durch die Synchrotronstrahlung zunächst auf die qualitativen Effekte und Größenordnungen ankommt.

Für einen Dipol der Länge l und Ablenkwinkel l/ρ ist die mittlere pro Elektron abgestrahlte Photonenzahl (integriert über alle Photonenenergien) gegeben (nach [12]) durch

$$N_d = \int_0^\infty n(u) du \approx \frac{5}{2\sqrt{3}} \frac{\gamma}{137} \frac{l}{\rho} .$$

Dabei ist die Spektralverteilung der abgestrahlten Photonen gegeben durch

$$n(u) = \frac{P_\gamma}{u_c^2} F\left(\frac{u}{u_c}\right) ,$$

wobei P_γ die Verlustleistung durch Synchrotronstrahlung ist, die ausgedrückt werden kann durch

$$P_\gamma = \frac{cC_\gamma}{2\pi} \frac{E^4}{\rho^2}$$

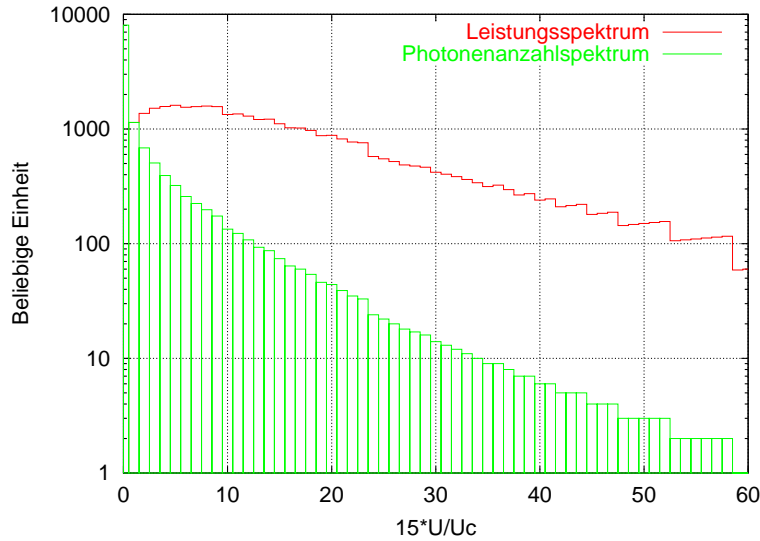


Abbildung 4.13: Diskretisierte normierte Leistungs- und Photonenanzahlspektralfunktion für die Simulation der Synchrotronlichtabstrahlung.

mit

$$C_\gamma := \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(mc^2)^3} = 8.85 \cdot 10^{-5} \frac{\text{m}}{\text{GeV}^3}$$

(r_e klassischer Elektronenradius, c Lichtgeschwindigkeit).

u_c ist die sogenannte *kritische Energie*

$$u_c = \frac{3 \hbar c \gamma^3}{2 \rho} \quad ,$$

und die Spektralfunktion $F(x)$ ist

$$F(x) = \frac{1}{x} S(x)$$

mit

$$S(x) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} x \int_x^\infty K_{5/3}(x') dx'$$

mit der modifizierten Besselfunktion $K_{5/3}$. Das Leistungsspektrum $P(u)$ für ein Elektron ist dabei

$$P(u) = \frac{P_\gamma \hbar}{u_c} S\left(\frac{u}{u_c}\right) \quad .$$

Die normierten Spektralfunktionen werden für den Monte-Carlo-Algorithmus diskretisiert und gehen als Lookup-Tabelle in das Programm ein. Dies hat den Vorteil, daß die Funktionen beim Spintracking selbst nicht ausgewertet werden brauchen. Ungenauigkeiten durch das Binning und die Treppenstufen werden in Kauf genommen (siehe Abb. 4.13). Der Algorithmus besteht dann nur noch aus der Vorschrift, die für jeden Dipol anzuwenden ist:

Für alle im Dipol abgestrahlten Photonen ($N_d \cdot$ Teilchenanzahl):

- Würfle ein Teilchen,
- würfle ein Photon aus dem Spektrum und
- ziehe seine Energie von der Teilchenenergie ab!

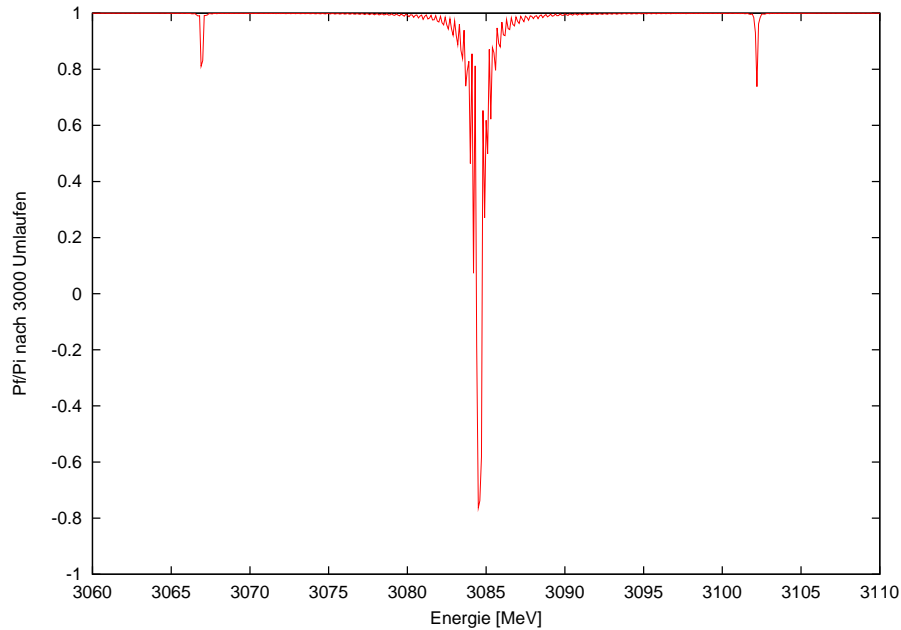


Abbildung 4.14.: Synchrotronsatelliten erster Ordnung neben der Resonanz $\gamma a = 7$.

4.9. Untersuchung der Einflüsse von Synchrotronstrahlung und Energieunschärfe

Mit SPINDANCE können auch mehrere Teilchen mit einer charakteristischen Energieverteilung (bei ELSA typischerweise $\Delta E/E = 10^{-3}$) simuliert werden. Hierbei wird auch die Abstrahlung von Synchrotronlichtphotonen in jedem Ablenktdipol berücksichtigt. Die Resonanzkreuzungen der einzelnen Teilchen erfolgen somit nicht mehr gleichzeitig. Insgesamt können sich insbesondere für langsame Kreuzungsgeschwindigkeiten, hohe Energien und starke Resonanzen zusätzliche Depolarisationen ergeben. Ein vollständiger Spin-Flip ist dann meist nicht mehr möglich. Für ELSA trifft dies für die Resonanzen ab 1.5 GeV zu.

Einflüsse von Synchrotronoszillationen

Synchrotronoszillationen der Teilchen mit endlicher Energieunschärfe führen zu Synchrotronsatelliten der depolarisierenden Resonanzen. Diese sind symmetrisch verteilt um die Hauptresonanz im Abstand $\Delta E = Q_s \cdot 440.6 \text{ MeV}$ und nehmen mit jeder höheren Ordnung in der Stärke um etwa eine Größenordnung ab. Diese Resonanzen lassen sich durch das Spintracking bei unterschiedlichen Energien über eine feste Anzahl von Umläufen sehr schön sichtbar machen (siehe Abb. 4.14).

Abb. 4.15 zeigt eine Berechnung der stabilen Spinrichtung und des amplitudenabhängigen Spin-Arbeitspunkts (siehe Gleichung (4.1)) für einen Strahl mit einer (starken) kohärenten Synchrotronstrahlung mit einer Amplitude von $\Delta E/E = 3 \cdot 10^{-3}$. Aufgetragen ist der Bereich in der Nähe der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 3$ und eines Synchrotronsatelliten. In deren Einflußbereich wird die Spinpräzessionsfrequenz ν verändert. Sie nimmt fernab von den Resonanzen jedoch wieder ihren festen Wert δ an. Die treppenstufenartigen Sprünge im Frequenzverlauf kommen daher, daß die Periodendauer einer Präzession in ganzen Umläufen gemessen wird.

Beim Durchkreuzen werden die Synchrotronsatelliten ebenfalls gekreuzt (siehe Abb. 4.16). Das Verhalten der Depolarisation in Abhängigkeit von der Kreuzungsgeschwindigkeit wird somit komplizierter, da mehrere Resonanzen gekreuzt werden.

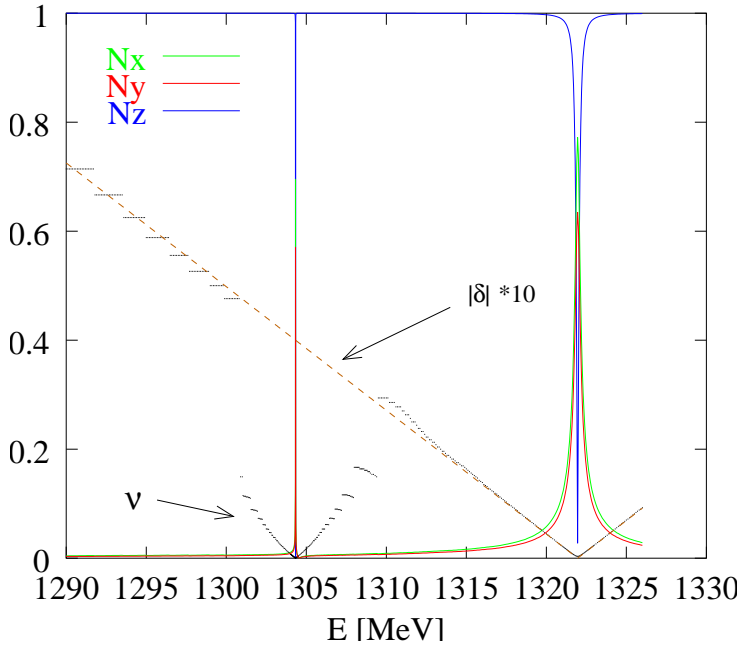


Abbildung 4.15: Ähnliche Situation wie in Abb. 4.11. Es wurde die stabile Spinrichtung \vec{n} und der amplitudenabhängige Spin-Arbeitspunkt ν berechnet für einen Strahl mit einer kohärenten Synchrotron-schwingung mit einer Amplitude von $\Delta E/E = 3 \cdot 10^{-3}$. Aufgetragen ist der Bereich in der Nähe der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 3$ und eines Synchrotronsatelliten.

Man kann die Kreuzung mehrerer Resonanzen zunächst einmal unabhängig voneinander betrachten. In diesem Fall liefert jede einzelne Resonanz ihren Beitrag gemäß der Froissart-Stora Formel zur Gesamtdepolarisation. Die Froissart-Stora-Formel läßt sich in diesem Fall modifizieren für die ersten Satelliten rechts und links der eigentlichen Resonanz:

$$\frac{P_f}{P_i} = \left(2e^{-\frac{\pi|\epsilon|^2}{2\alpha}} - 1 \right) \left(2e^{-\frac{\pi|\epsilon_s|^2}{2\alpha}} - 1 \right)^2, \quad (4.2)$$

wobei ϵ_s die Resonanzstärke der ersten Synchrotronsatelliten ist. Abb. 2.7 in Kapitel 2.11 zeigt diesen Verlauf.

Allerdings berücksichtigt diese Formel nicht die Tatsache, daß die Synchrotronsatelliten relativ dicht beieinander liegen, so daß möglicherweise noch horizontale Polarisationskomponenten vorhanden sind, die bei der Kreuzung der vorausgehenden Resonanz entstanden sind und noch nicht durch Spindiffusion abgedämpft wurden. Abb. 4.17 zeigt den Verlauf der modifizierten Froissart-Stora-Formel zusammen mit einer Spintracking-Simulation für die Resonanz $\gamma a = 7$. Die Wirkung des nicht-unabhängigen Kreuzens der Synchrotronsatelliten zusammen mit der Hauptresonanz äußert sich im Bereich, wo der Spin-Flip erwartet wird, in einer Art Oszillationen um die von Gleichung (4.2) vorgegebene Kurve. Je nachdem, ob die Kreuzungsgeschwindigkeit ausreicht, eine horizontale Komponente wieder in die Vertikale zu drehen oder nicht, verstärkt sich die Depolarisation oder wird abgeschwächt. Die Resonanzen interferieren miteinander (siehe Abb. 4.17). Die Stärke der Oszillationen ist allerdings von der Anzahl der simulierten Teilchen abhängig und von den mehr oder weniger gleichen Anfangsbedingungen der Simulation.

Das Phänomen der Oszillationen in der Froissart-Stora-Abhängigkeit ist bereits in [71] beschrieben, wo analytische Zusammenhänge hierzu ausgearbeitet werden, sowie in [72], wo die Spindynamik von Protonen in Beschleunigern mit Hilfe von Ein-Umlauf-Spintransfermatrizen simuliert wurde.

Wird die Synchrotronlichtabstrahlung berücksichtigt, wird die Korrelation zwischen den Resonanzen ganz oder teilweise zerstört und die Oszillationen werden schwächer, bis letztlich nur noch das durch Gleichung (4.2) beschriebene Verhalten für die unkorrelierten Kreuzungen resultiert (siehe auch Abb. 2.7). Das Maß der Ausprägung dieser Oszillationen ist aber außerdem stark von der Energieunschärfe des Strahls abhängig, vom Synchrotron-Arbeitspunkt und vom Grad der Kohärenz der Synchrotron-schwingungen, also der Form der Energieverteilung. Es wäre zu erwarten, daß für einen Bunch mit

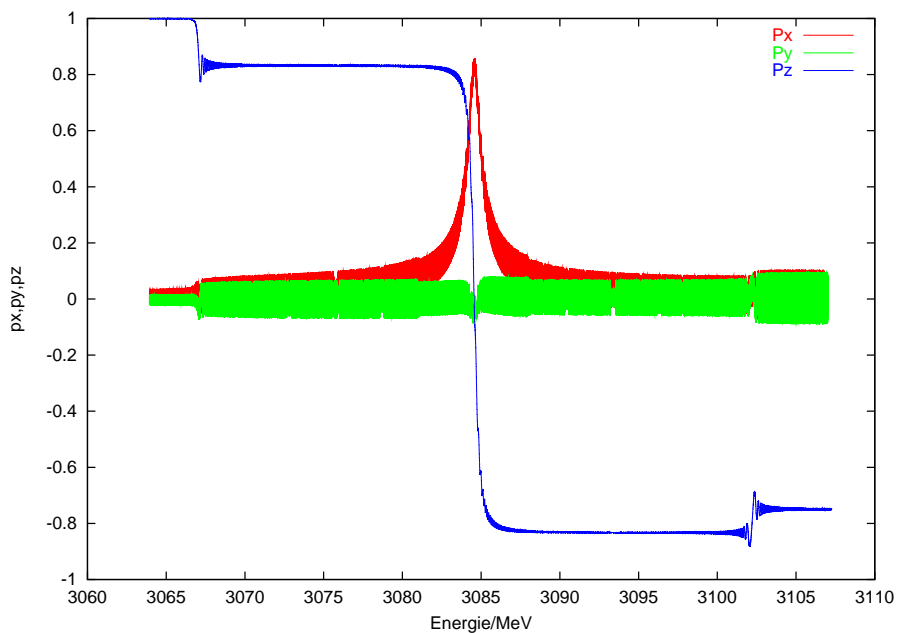


Abbildung 4.16.: Depolarisationen durch Synchrotronsatelliten

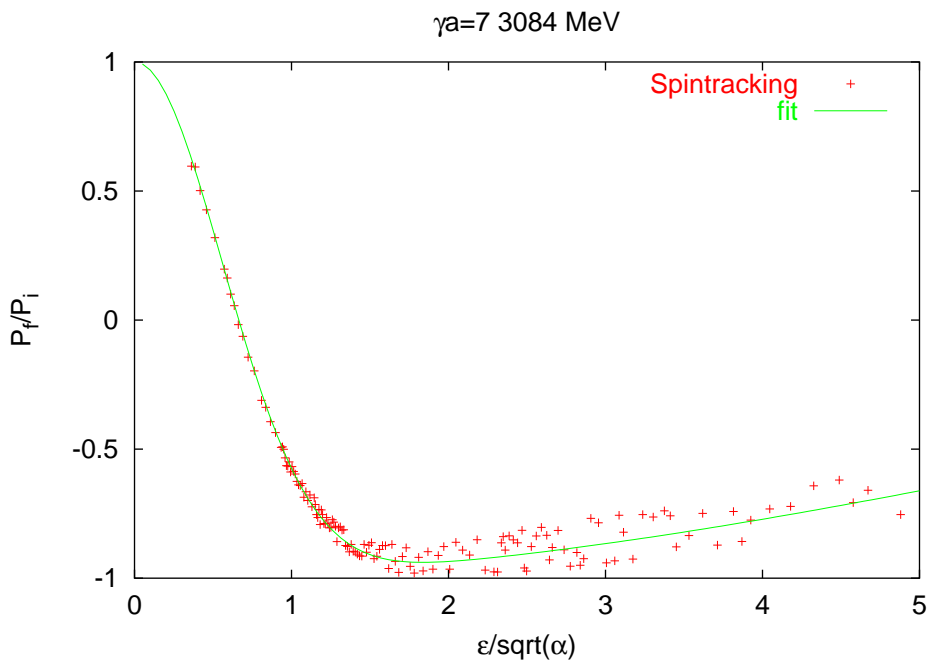


Abbildung 4.17.: Unvollständiger Spin-Flip bei höheren Energien. Aufgetragen ist die Spintrackingsimulation für die Resonanz $\gamma a = 7$ bei unkorrigiertem Closed-Orbit. Der Einfluß der Synchrotronsatelliten ist hier deutlich sichtbar. Der Fit erfolgte mit Formel (4.2).

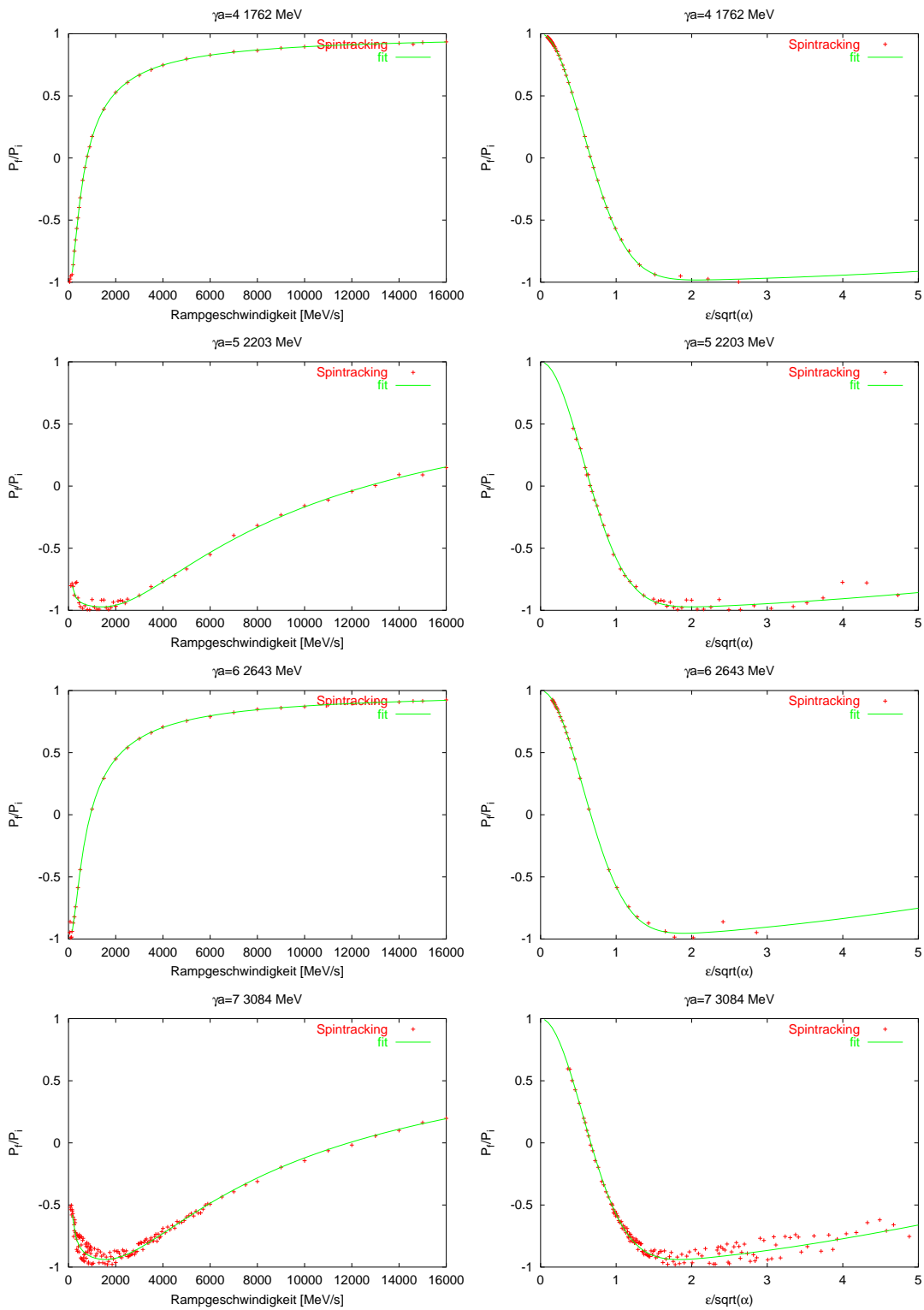


Abbildung 4.18.: Depolarisationen beim Durchkreuzen der Imperfektionsresonanzen bei ELSA bei unkorrigiertem Closed-Orbit unter Berücksichtigung der Synchrotronstrahlungen. Die Darstellung erfolgt analog zu der in den Abbildungen 4.6 und 4.7. Es wurden jeweils 50 Teilchen mit einer Energieunschärfe von $\Delta E/E = 7 \cdot 10^{-4}$ berechnet mit $Q_s = 0.04$. Der Fit erfolgte mit Formel 4.2.

Tabelle 4.1: Aus dem Spintracking gewonnene Stärken der Synchrotronsatelliten erster Ordnung der Imperfektionsresonanzen. Angenommen wurde eine konstante Energieunschärfe von $\Delta E/E = 7 \cdot 10^{-4}$ und ein Synchrotronarbeitspunkt von $Q_s = 0.04$ bei unkorrigiertem Closed-Orbit.

$Q_{sp} = \gamma a$	E [MeV]	$\epsilon [10^{-5}]$	$\epsilon_s [10^{-5}]$	ϵ_s/ϵ
2	881.30	5.3	0 ± 0.1	0
3	1321.96	34	0 ± 0.3	0
4	1762.61	26	0.6 ± 0.3	0.02
5	2203.26	105	3.2 ± 0.2	0.03
6	2643.91	28.4	1.2 ± 0.5	0.043
7	3084.56	102	5.2 ± 0.2	0.051

sehr vielen Teilchen die Struktur der Oszillation in der erweiterten Froissart-Stora-Abhängigkeit nicht sichtbar wird, es sei denn der gesamte Strahl macht starke kohärente Energieschwingungen als Ganzes.

Abb. 4.18 zeigt die simulierten Abhängigkeiten der Depolarisation von der Kreuzungsgeschwindigkeit für die Imperfektionsresonanzen bei ELSA für unkorrigierten Closed-Orbit. Man erkennt, daß es je nach Energie und Resonanzstärke Unterschiede für die einzelnen Resonanzen gibt. Aus einem Fit mit (4.2) ergeben sich die Resonanzstärken der Synchrotronsatelliten (siehe Tabelle 4.1). Wie zu erwarten war, nehmen sie mit der Energie zu, und zwar etwa proportional zur Energie und der Resonanzstärke der Imperfektionsresonanz nach Formel (2.30).

Resonanzen höherer Ordnung

Resonanzen höherer Ordnung, also solche, die durch Multipolfelder höherer Ordnung oder nichtlinearer Magnete hervorgerufen werden, können mit dem beschriebenen Programm ebenfalls simuliert werden. Es zeigt sich allerdings, daß diese für den Nachbeschleunigermodus mit polarisierten Elektronen bei ELSA keine relevanten Auswirkungen haben. Im Speicherbetrieb werden sich diese jedoch in unterschiedlichen Gleichgewichtspolarisationen und Aufbauzeiten des Sokolov-Ternov-Effekts äußern. Die Zeitkonstanten hierbei sind allerdings sehr groß und lassen sich deshalb nur ansatzweise durch ein vollständiges Spintracking nachvollziehen.

Von zumindest akademischem Interesse sind allerdings die zusätzlichen schwachen Resonanzen höherer Ordnung. Sie lassen sich in einigen Punkten außer in ihrer Stärke auch qualitativ unterscheiden. In ihrer Nähe verhält sich die Spin-Closed-Solution anders. Dies wäre ein Ansatz für zukünftige nähere Untersuchungen, die über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen.

5. Maßnahmen zur Erhaltung der Polarisation im Stretcherring

Inzwischen sind für verschiedene Beschleuniger Methoden entwickelt worden, Depolarisation bei der Kreuzung von depolarisierenden Resonanzen zu verhindern. Eine Reihe dieser Methoden sind in [59] vorgestellt. Nicht alle eignen sich für ELSA. Da ELSA ein Elektronenbeschleuniger ist, eignen sich adiabatische Kreuzungsmethoden nur bei kleineren Energien, denn ein Spin-Flip ist bei Energien größer 1.5 GeV im Stretcherring nicht mehr vollständig. Hingegen hat man aber auch nicht die Nachteile der nicht-adiabatischen Korrekturen zu befürchten, wie es bei Protonen-Beschleunigern (siehe z.B. ZGS [18]) der Fall ist, wo man unter allen Umständen ein Emittanzwachstum des Strahls vermeiden muß. Bei Elektronenbeschleunigern hingegen dämpft sich der Strahl innerhalb von Millisekunden von selbst wieder ab.

Die Korrekturmaßnahmen im Stretcherring konzentrieren sich daher ausschließlich auf die Verringerung der Resonanzstärken und die Erhöhung der effektiven Kreuzungsgeschwindigkeit. Dies bedeutet hauptsächlich: Eine möglichst schnelle Energierampe (max. 7 GeV/s sind bei ELSA möglich), Verringerung der Justagefehler von Dipolen und Quadrupolen sowie Korrektur der Gleichgewichtsbahn (zur Verringerung der Resonanzstärke der Imperfektionsresonanzen) und die Verringerung der Resonanzstärken der intrinsischen Resonanzen durch Verkleinerung der vertikalen Emittanz, dies hauptsächlich durch Verringerung der Phasenraumkopplung der horizontalen und vertikalen Betatronbewegungen. Letzteres kann durch den Einsatz von Skew-Quadrupolen [96] geschehen.

In den folgenden Kapiteln werden die spezifischen Maßnahmen vorgestellt, die inzwischen bei ELSA zur Erhaltung der Polarisation angewendet werden. Schwerpunkt der Arbeit war es, nach den erfolgreichen Tests, die die prinzipielle Machbarkeit der Maßnahmen im Jahre 1999 gezeigt haben und teilweise in [59] und [96] beschrieben sind, bis zu einem Routinebetrieb mit polarisierten Elektronen zu führen. Hierbei zeigten sich neue (meist technische) Schwierigkeiten, die bei der weiteren Optimierung überwunden werden mußten. Diese erforderten einen tiefen Eingriff in die Steuerung des Beschleunigers. Die Fortschritte der letzten Jahre können schließlich in einer Grafik am Ende von Kapitel 7.1 verfolgt werden.

Zu den systematischen Untersuchungen, die zu einem besseren Verständnis der Polarisationsphänomene im Beschleuniger geführt haben, gehörten die Vermessung der Resonanzstärken sowie die Untersuchungen der Gleichgewichtsbahn. Auch die Messungen mit dem neuen Arbeitspunktsprung-System zeigten weitere Verbesserungsmöglichkeiten auf. Schließlich galt es, die Messungen auch quantitativ zu verstehen und mit Polarisationsberechnungen in Einklang zu bringen. Dies beruht hauptsächlich auf einem Spintracking-Simulationsprogramm, welches in Kapitel 4.1 vorgestellt wird.

5.1. Bestimmung der Resonanzstärken

Für die Berechnung der Resonanzstärken ist es nützlich, den Formalismus von Courant und Ruth [21] zu verwenden: Die vereinfachte BMT-Gleichung kann für kleine Auslenkungen von der Sollbahn in erster Näherung auch mit Hilfe des folgenden Operators Ω_{BMT} durch die transversalen Ablagen des

Teilchenorbits ausgedrückt werden. Es ist (in erster Näherung)¹

$$\vec{B}_\perp = (B_0 R) \left(1 - \frac{x}{\rho}\right) \left(\left(x'' - \frac{1}{\rho}\right) \vec{e}_z - z'' \vec{e}_x + \frac{z'}{\rho} \vec{e}_s \right)$$

$$B_\parallel = B_s + z' B_0 = - \left((B_0 R) z \frac{d}{ds} \left(\frac{1}{\rho}\right) + z' (B_0 R) \frac{1}{\rho} \right) = - (B_0 R) \left(\frac{z}{\rho}\right)'$$

wobei $\rho = \rho(s)$ der lokale Ablenkradius, B_0 das Feld in den Ablenkdiolen, $B_0 R$ die magnetische Steifigkeit und

$$\Theta(s_0) = \int_0^{s_0} \frac{ds}{\rho(s)}$$

ist, und damit

$$\frac{d\vec{S}}{d\Theta} = \mathbf{\Omega}_{\text{BMT}} \vec{S} = \vec{\omega} \times \vec{S} \quad \text{mit} \quad \mathbf{\Omega}_{\text{BMT}} = \begin{pmatrix} 0 & -\omega_z & \omega_y \\ \omega_z & 0 & -\omega_x \\ -\omega_y & \omega_x & 0 \end{pmatrix},$$

wobei

$$\begin{aligned} \omega_x &= (1 + \gamma a) \rho z'' , \\ \omega_y &= -(1 + \gamma a) z' + \rho(1 + a) \left(\frac{z}{\rho}\right)' , \\ \omega_z &= \gamma a - (1 + \gamma a) \rho x'' \approx \gamma a . \end{aligned}$$

Die gestrichenen Größen kennzeichnen Ableitungen nach der Längskoordinate s .

In dem Formalismus von Courant und Ruth führt man eine komplexe Funktion ζ ein

$$\zeta(\Theta) := i\omega_y - \omega_x = -(1 + \gamma a)(\rho z'' + iz') + i\rho(1 + a) \left(\frac{z}{\rho}\right)' \approx (1 + \gamma a) \frac{B_\perp}{B_0} + i(1 + a) \frac{B_\parallel}{B_0} , \quad (5.1)$$

welche ein Maß für die Störung der Spinbewegung darstellt, also die Auslenkungen aus der Vertikalen durch die beiden Horizontalkomponenten (ω_x, ω_y) der Präzessionsachse. Sie beinhaltet nun die von der Längskoordinate abhängigen Größen. Hierbei beschreibt der Realteil von ζ Störungen durch horizontale Magnetfelder (transversal zur Impulsrichtung und zur Führungsmagnetfeldrichtung) und der Imaginärteil longitudinale Felder. Die vertikalen Magnetfelder der Ablenkdiolen führen nicht zu einer Auslenkung des Polarisationsvektors aus der Vertikalen und gehen deshalb nicht explizit ein. Evtl. vertikale Störmagnetfelder führen lediglich zu Störungen des Spin-Arbeitspunktes (ausgedrückt durch die Krümmung der horizontalen Teilchenbahn relativ zur Sollbahn x'' : $Q_{sp} = \gamma a - (1 + \gamma a)x''$), und sie gehen lediglich in Form von Störungen des Ablenkradius $\rho(s)$ ein.

$\zeta(\Theta)$ beinhaltet sowohl die Einflüsse der Quadrupole ($B_\perp^{\text{horizontal}} = \frac{\partial B_x}{\partial z} z = B_0 R z''$) als auch Einflüsse von schrägen Teilchenbahnen in Dipolen ($B_\parallel = B_0 z'$, $B_\perp^{\text{vertikal}} = z \frac{\rho'}{\rho}$ und $B_\perp^{\text{horizontal}} = \frac{z'}{\rho}$) und Solenoiden, falls vorhanden. Der Hauptbeitrag zu der Störung kommt von den Quadrupolen. Die Resonanzstärken erhält man nun hieraus durch Fouriertransformation von $\zeta(\Theta)$ nach einer Frequenz ω der Spinbewegung im lokalen System:

$$\epsilon(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \zeta(\Theta) e^{i\omega\Theta} d\Theta = \frac{1}{2\pi} \int_0^L \frac{\zeta(\Theta(s))}{\rho(s)} e^{i\omega\Theta(s)} ds . \quad (5.2)$$

Für eine depolarisierende Resonanz ist ω gerade der Spin-Arbeitspunkt $\omega = \gamma a = Q_{sp}$ und $\epsilon(\omega)$ die (i.a. komplexe) Resonanzstärke. Das Integral kann nun elementweise aufsummiert werden. Feldfreie (gerade) Strecken ergeben keinen Beitrag zur Resonanzstärke.

¹Man wundere sich nicht, daß das transversale Magnetfeld eine longitudinale Komponente in Richtung \vec{e}_s besitzt. Dies kommt daher, daß das im Laborsystem rein transversale Magnetfeld von einem schrägen Orbit aus gesehen auch eine longitudinale Komponente hat.

Beiträge der Quadrupole

Berücksichtigt man nur den Hauptbeitrag der Quadrupole in (5.1), so erhält man

$$\epsilon_q(\omega) = -(1 + \gamma a) \frac{1}{2\pi} \int_0^L z'' e^{i\omega\Theta(s)} ds = (1 + \gamma a) \frac{1}{2\pi} \int_0^L k(s) z(s) e^{i\omega\Theta(s)} ds \quad (5.3)$$

mit der Quadrupolstärke

$$k = \frac{\frac{\partial B_x}{\partial z}}{B_0 R} = -\frac{z''}{z} \quad ,$$

unter Benutzung der Hillschen Differentialgleichung.

Beiträge der Kantenfokussierung

Die (vertikale) Kantenfokussierung eines Ablenkmagneten mit Kanten bei s_1 und s_2 liefert eine Fokussierungsstärke

$$k(s) = \frac{1}{\rho} (\tan \alpha_1 \cdot \delta(s - s_1) + \tan \alpha_2 \cdot \delta(s - s_2)) \quad ,$$

wobei α_1 und α_2 die Winkel der Kanten bezüglich des Krümmungsradiusvektors des Magneten sind. Für einen Sektormagneten sind diese gleich Null, und für einen Rechteckmagneten mit Bogenlänge l , wie sie auch bei ELSA verwendet werden, ist $\alpha_1 = \alpha_2 = \frac{l}{2\rho}$.

Für kleine Winkel $\alpha_{1,2}$ ist der Beitrag der Kantenfokussierung aller Ablenkmagnete zur Resonanzstärke also

$$\epsilon_k(\omega) = (1 + \gamma a) \frac{1}{4\pi} \sum_{\text{Dipole}} \frac{l}{\rho^2} \left(z(s_i) e^{i\omega\Theta(s_i)} + z(s_i + l) e^{i\omega\Theta(s_i + l)} \right) \quad , \quad (5.4)$$

wobei die s_i jeweils die Position der ersten Kante des Magneten Nr. i angeben.

Weitere Beiträge

Möchte man auch noch andere Einflüsse als die der Quadrupole und der Feldkanten der rechteckförmigen Ablenkdiopole in die Rechnung miteinbeziehen, so ergibt sich zusätzlich nach Gleichung (5.2):

$$\begin{aligned} \epsilon_a(\omega) &= -(1 + \gamma a) \frac{i}{2\pi} \int_0^L \frac{z'(s)}{\rho(s)} e^{i\omega\Theta(s)} ds \\ &= -(1 + \gamma a) \frac{1}{2\pi} \sum_{\text{Dipole}} \frac{z(s_i + l) - z(s_i)}{\omega l} \int_{s_i}^{s_i + l} \frac{i\omega}{\rho(s)} e^{i\omega\Theta(s)} ds \\ &= -(1 + \gamma a) \frac{1}{2\pi} \sum_{\text{Dipole}} \frac{z(s_i + l) - z(s_i)}{\omega l} \left(e^{i\omega\Theta(s_i + l)} - e^{i\omega\Theta(s_i)} \right) \quad , \end{aligned}$$

da z'/ρ im Innern eines Dipols konstant ist, und

$$\begin{aligned} \epsilon_b(\omega) &= (1 + a) \frac{i}{2\pi} \int_0^L \left(\frac{z(s)}{\rho(s)} \right)' e^{i\omega\Theta(s)} ds \\ &= (1 + a) \frac{1}{2\pi} \sum_{\text{Dipole}} \frac{z(s_i + l) - z(s_i)}{\omega l} \left(e^{i\omega\Theta(s_i + l)} - e^{i\omega\Theta(s_i)} \right) \quad . \quad (5.5) \end{aligned}$$

Da im Innern der Dipole

$$\Theta(s_i+l) = \Theta(s_i) + \frac{l}{2\pi\rho}, \quad \Theta(s) = \Theta(s_i) + \frac{l}{2\pi\rho} \cdot \frac{s-s_i}{l} \quad \text{und} \quad z(s) = z(s_i) + (z(s_i+l) - z(s_i)) \cdot \frac{s-s_i}{l}$$

gilt, ergibt sich

$$\epsilon_a(\omega) + \epsilon_b(\omega) = \frac{a(1-\gamma)}{2\pi\omega} \sum_{\text{Dipole}} \frac{1}{l} (z(s_i+l) - z(s_i)) \left(e^{i\omega\Theta(s_i+l)} - e^{i\omega\Theta(s_i)} \right) \quad . \quad (5.6)$$

Ablagen

Mit den Formeln (5.3), (5.4) und (5.6) lassen sich Resonanzstärken $\epsilon = \epsilon_q + \epsilon_k + \epsilon_a + \epsilon_b$ der Hauptresonanzen (vertikale intrinsische und Imperfektionsresonanzen) für einen Beschleuniger numerisch berechnen. Hierzu zerlegt man die vertikale Ablage z in einen Anteil, der von der Betatronschwingung herrührt, sowie in einen Anteil, der durch Closed-Orbit-Störungen verursacht wird:

$$z(s) = z_\beta(s) + z_{cos}(s)$$

mit

$$z_\beta(s) = \sqrt{\beta_z(s)\epsilon_z} \cos(\mu(s) + \Theta_0) \quad ,$$

wobei die vertikale Enveloppe $\sqrt{\beta_z\epsilon_z}$ sowie der Closed-Orbit z_{cos} über einen Umlauf geschlossen sind, die Teilchenbahn z_β aber i.a. nicht ($\Theta_0 = 2\pi nQ_z$).

Die Resonanzstärken der Imperfektionsresonanzen werden nun aus den Closed-Orbit-Ablagen berechnet (siehe Abb. 5.1), während die intrinsischen Resonanzen aus den simulierten vertikalen Ablagen der Betatronschwingungen für ein Teilchen genau auf der Emittanz-Ellipse berechnet werden.

Die auftretenden Integrale können nun durch Summation über die Elemente der Beschleunigerstruktur berechnet werden. Bei den intrinsischen Resonanzen ist aber der Teilchenorbit i.a. nicht geschlossen. Deshalb integriert man hier über mehrere Umläufe (ca. 100 reichen für die erzielbare Genauigkeit aus) und berechnet dann den Mittelwert für einen Umlauf¹.

Die Resonanzstärken der intrinsischen Resonanzen sind proportional zur Wurzel der vertikalen Emittanz des Strahls

$$\epsilon(\gamma a = \pm k \pm nQ_z) \sim \sqrt{\epsilon_z} \quad ,$$

da diese mit der Wurzel in z_β eingeht. Die Resonanzstärken der Imperfektionsresonanzen skalieren mit der RMS-Closed-Orbit-Ablage. Die Resonanzstärken der einzelnen Resonanzen ergeben sich aber aus den Fourierkoeffizienten z_k der vertikalen Gleichgewichtsbahn

$$z_{cos}(\Theta) = \sum z_k e^{ik\Theta} + c.c.$$

Und zwar tragen die Komponenten z_k hauptsächlich aber nicht ausschließlich zu den Resonanzstärken der Resonanzen $\gamma a = k$ bei. Die jeweiligen Beiträge sind abhängig von den Spektralkomponenten der Funktion $k(s)$, die selbst als Faltung einer Rechteckfunktion und eines Delta-Kamms dargestellt werden kann. Nähere Einzelheiten finden sich in [75].

¹Bei rationalem vertikalen Betatronarbeitspunkt $Q_z = a/b$ läßt sich ein exaktes Ergebnis erzielen, wenn man das Integral über soviele Umläufe berechnet wie der kleinste mögliche Nenner b .

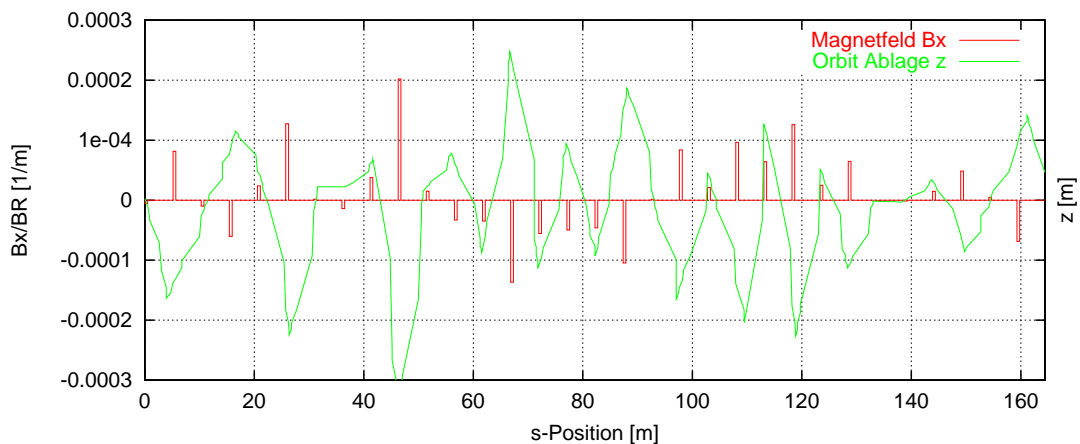


Abbildung 5.1.: Vertikale Gleichgewichtsbahn nach der Orbit-Korrektur und horizontale Magnetfelder in den Quadrupolen, die der Strahl auf dem Umlauf sieht. Die Magnetfelder der vertikalen Korrektormagnete wurden der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet. Deren Wirkung $\int B dl$ ist in der gleichen Größenordnung wie die der Quadrupole. Aufgrund ihrer kurzen Baulänge (ca. 10 cm) würden ihre Magnetfelder jedoch nicht mehr in diese Darstellung passen.

5.1.1. Berechnung der Resonanzstärken

Die Resonanzstärken der depolarisierenden Resonanzen im Stretcherring ELSA wurden zum ersten Mal von Jessenberger [34] berechnet. Grundlage waren allerdings Annahmen über die Justage- und Stellfehler der Maschine und die damalige Beschleunigeroptik, welche in der Zwischenzeit stark verbessert bzw. geändert wurden. Außerdem erlaubt heute ein neues Closed-Orbit-Korrektursystem eine gegenüber damals stark verbesserte Korrektur.

Das in [59] verwendete Programm zur Berechnung der Resonanzstärken basiert ebenfalls auf dem Courant-Ruth-Formalismus und kann die optischen Funktionen der Beschleunigerstruktur extern einlesen. Für die intrinsischen Resonanzen ergeben sich aber leicht fehlerhafte Werte.

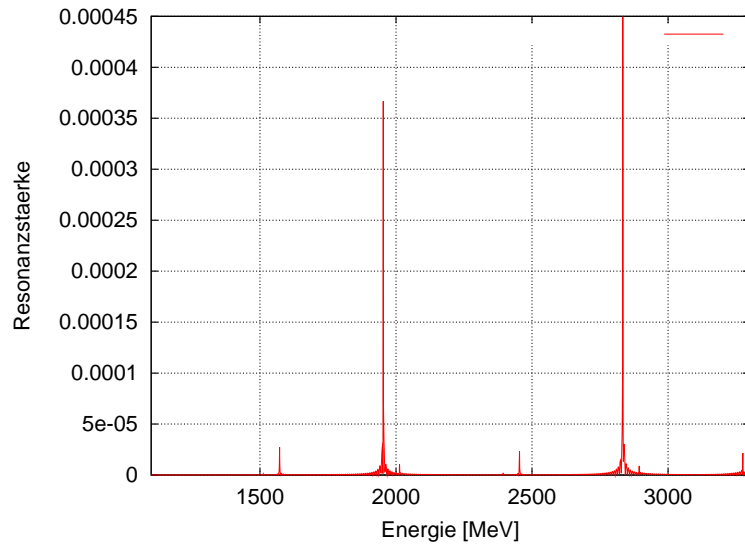
Deshalb wurde zusammen mit dem Spintracking-Programm eine Routine zur Berechnung der Resonanzstärken nach dem oben beschriebenen Prinzip implementiert, welche die Resonanzen für eine gegebene Beschleunigerstruktur bestimmt, welche in einem MAD-Twiss-Format (Tabelle mit den Elementen und optischen Funktionen der Beschleunigerstruktur, Ausgabedatei des Programms MAD, siehe [64]) vorliegt. Der Closed-Orbit kann separat in die Rechnung eingebaut werden, so lassen sich u.a. auch gemessene Orbits verwenden, wie z.B. der aus Abb. 5.1. Schließlich gibt es eine Anbindung an die XSIM-Bibliothek [79], die dann die Berechnungen der optischen Funktionen und der Gleichgewichtsbahn vornimmt, auf Wunsch auch nach den aktuell an der Maschine eingestellten Parametern.

Das Programm berechnet die Integrale nach den Formeln (5.3), (5.4) und (5.6) wahlweise auch über mehrere Umläufe gemittelt. Dies ist für intrinsische Resonanzen wichtig, da die Betatronbewegung i.a. erst nach sehr vielen Umläufen geschlossen ist. Da der Closed-Orbit über einen Umlauf geschlossen ist, reicht für die Berechnung der Imperfektionsresonanzen ein Umlauf aus.

Vertikale Emittanz

In die Berechnung der Resonanzstärke der intrinsischen Resonanzen geht die vertikale Emittanz des Strahls ein. Die natürliche horizontale Gleichgewichtsemittanz im Stretcherring ergibt sich aus Rechnungen zu etwa $\varepsilon_0 = 360 \text{ nm rad}$ bei 2.3 GeV. Die Energieabhängigkeit kann etwa quadratisch ange-

Abbildung 5.2: Stärken der intrinsischen Resonanzen und Gradientenfehlerresonanzen bei ELSA durch Mittelung über 500 Umläufe für Energien zwischen 1.2 GeV und 3.2 GeV, berechnet für einen vertikalen Arbeitspunkt $Q_z = 4.431$ und einen mittleren Gradientenfehler von 0.5% sowie für 3% Emittanzkopplung.



nommen werden. Wegen der nicht-verschwindenden Emittanzkopplung¹ von $\kappa = 2$ bis 3 %, die aber z.B. durch Einsatz von Skew-Quadrupolen reduziert werden kann, ist die vertikale Emittanz nicht Null sondern gegeben durch

$$\varepsilon_z = \varepsilon_0 \cdot \kappa \cdot \left(\frac{E}{2.3\text{GeV}} \right)^2 \quad (5.7)$$

bei einem Arbeitspunkt von $Q_{x,z} = (4.612, 4.431)$. Für sehr kleine Energien ($E < 1$ GeV) gilt diese Faust-Formel jedoch nicht mehr, da hier neben der Synchrotronstrahlung auch Bunchinstabilitäten und Intra-Beam-Wechselwirkungen zum Emittanzwachstum beitragen.

In Tab. A.1 und A.2 (siehe Anhang) sind die Resonanzstärken und -energien der linearen Resonanzen erster Ordnung (intrinsische, Imperfektions- und Gradientenfehlerresonanzen) für den Stretcherring mit einer RMS-Closed-Orbit-Ablage von 1 mm und mittleren Gradientenfehlern von 0.5 % dargestellt. Die Beiträge durch die Kantenfokussierung und weitere Beiträge sind, wie es zu erwarten war, um eine bis zwei Größenordnungen kleiner als die der Quadrupole.

Das Programm kann außerdem den gesamten Energiebereich des Beschleunigers durchgehen und die Resonanzen somit grafisch darstellen. In Abb. 5.2 und 5.3 sieht man den so berechneten Verlauf der Resonanzstärken in Abhängigkeit von der Energie. Diese Struktur entsteht, wenn man die Resonanzstärken auch an Stellen mit nicht ganzzahligem Spin-Arbeitspunkt, aber über viele Umläufe gemittelt, berechnet. Bei Spin-Arbeitspunkten, für die sich keine depolarisierende Resonanz ergibt, mittelt sich die Resonanzstärke allmählich zu Null, während sie an Stellen mit Resonanz unabhängig von der Anzahl der Umläufe ist. Die Resonanzen zeigen sich so deutlich durch Spitzen mit verschiedener Höhe. Die Höhe entspricht der Resonanzstärke $|\epsilon|$. Neben den normalen intrinsischen Resonanzen sind auch die (sehr schwachen)

¹Die tatsächliche Größe der Emittanzkopplung bei ELSA kann nur abgeschätzt werden. Der Synchrotronlicht-Monitor mißt immer mindestens 5% Kopplung als Sockel-Betrag, da er beugungsbegrenzt ist (s. z.B. [96] S. 151). Auch weit weg von Summen- und Differenzresonanzen mißt man 5-6% Kopplung. Man kann daher sagen, daß die Kopplung deutlich kleiner als dieser Wert sein muß.

Messungen mit einem Draht-Scanner haben mit dem vertikalen Draht keine verlässlichen Strahlbreiten an der Meßstelle ergeben, da der Strahl aufgrund des schlechten Drucks von einem massiven (nicht gaußschen) Halo umgeben ist. Bevor der Draht-Scanner in den gaußschen Teil des Strahls einschneiden kann, ist bereits die Lebensdauer (und damit auch der Strom) dramatisch abgesunken. Da der Strahl somit zu schnell einseitig entfernt wird, kann der wahre Schwerpunkt nicht mehr bestimmt werden. Außerdem verursacht die Intensitätsänderung eine Arbeitspunktverschiebung, die ebenfalls den vertikalen Schwerpunkt des Strahls am Draht-Scanner verschiebt, so daß das Zentrum nicht eindeutig bestimmt werden kann. Die Meßergebnisse ergeben einen Wert von 2-3% [107] (dies ergab sich auch in Messungen in [59] S. 123); der systematische Fehler ist aber unbekannt.

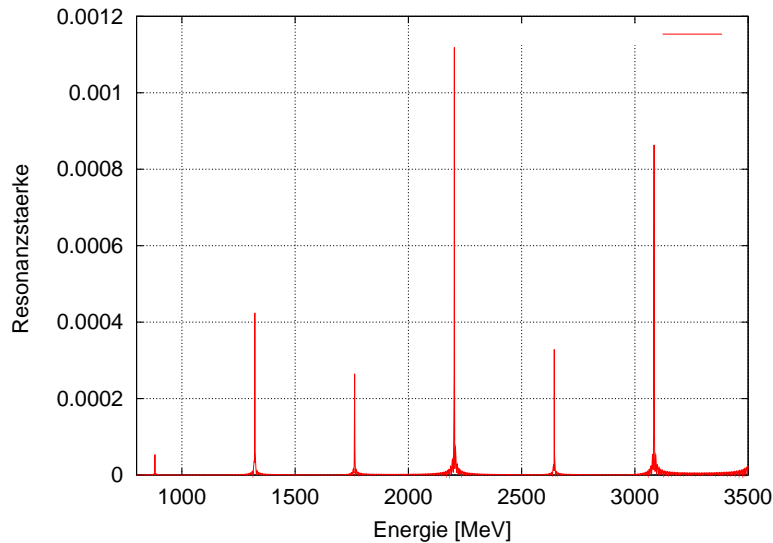


Abbildung 5.3: Stärken der Imperfektionsresonanzen bei ELSA berechnet für einen unkorrigierten Closed-Orbit mit ca. 1 mm vertikaler RMS-Ablage.

Gradientenfehlerresonanzen zu sehen. Hierbei wurden mittlere Gradientenfehler von 0.5 % simuliert.

In die Resonanzstärkenverhältnisse der Imperfektionsresonanzen geht der tatsächliche Verlauf des Closed-Orbits empfindlich ein. Eine genaue Berechnung dieser Resonanzstärken ist deshalb nur nach genauer Vermessung und anschließender Modellierung des Closed-Orbits möglich. So zeigt sich z.B. eine erhebliche Verringerung der Resonanzstärken nach Korrektur des Closed-Orbits.

Zu erwähnen ist außerdem, daß besonders starke Imperfektionsresonanzen bei Spin-Arbeitspunkten entstehen, die etwa dem Betatronarbeitspunkt entsprechen, bei ELSA also $\gamma a = 4$ bis 5. Dies gilt bereits für das Spektrum des Closed-Orbits, welches ja die Resonanzstärken der Imperfektionsresonanzen bestimmt (siehe auch [96]).

Die Resonanzen höherer Ordnung, z.B. verursacht durch Sextupole (und Sextupolkomponenten in anderen Magneten), können mit dem entwickelten Programm nicht berechnet werden, da der Courant-Ruth-Formalismus nur die lineare Näherung verwendet. Hierzu eignet sich aber das im Kapitel 4.1 beschriebene Programm, welches ein komplettes Teilchen-Spin-Tracking durchführt und prinzipiell auch Sextupol- und höhere Multipolfelder berücksichtigen kann. Über das Spintracking kann so leicht eine recht genaue Aussage über die Depolarisationen und Resonanzstärken im Beschleuniger gemacht werden.

5.1.2. Messung der Resonanzstärken

Die Resonanzstärken wurden vor Beginn der polarisationserhaltenden Maßnahmen 1997 (teilweise) und im Verlauf der Maßnahmen zur Closed-Orbit-Korrektur sowie bei den Versuchen zur Reduzierung der Emittanzkopplung von Zeit zu Zeit gemessen.

1997 ging man für die Berechnungen der Resonanzstärken und zur Dimensionierung des Arbeitspunktsprung-Systems von 10% Emittanzkopplung und unkorrigiertem Orbit aus (vergleiche [59]). Die Korrektur der Gleichgewichtsbahn wurde in der Zwischenzeit verbessert, und Messungen haben ergeben, daß die Emittanzkopplung tatsächlich wesentlich kleiner ist. Bei dem nun im Nachbeschleunigerbetrieb verwendeten Standard-Arbeitspunkt $Q_{x,z} = (4.612, 4.431)$ wird 3% Emittanzkopplung angenommen (das entspricht einer vertikalen Emittanz von etwa 10 nm rad bei 2 GeV). 1997 wurden zur Verbesserung der Closed-Orbit-Ablagen Torsion und Verkippung der einzelnen Dipolmagnete um die longitudinale Achse bestimmt und anschließend soweit wie möglich korrigiert¹. 1998 wurden schließlich die Quadru-

¹Die Torsionen der Magnete konnten natürlich nicht korrigiert werden. Die Magnete wurden so aufgestellt, daß die Enden der Magnete um den gleichen Betrag aber in die jeweils andere Richtung verkippt waren.

$\gamma a =$	2	3	4	5	6	7
1997:	—	108 ± 3 (100)	150 ± 20 (160)	— (370)	— (300)	— (400)
1999:	(8)	45 ± 1 (45.4)	— (32.6)	— (127)	— (33.4)	— (117)
2000:	(19)	14 ± 7 (19.3)	(15)	(19)	(18)	(37)
2001:	(19.6)	19.6 ± 0.4 (19.3)	$7.1 \pm 1^*$ (14.5)	(18.4)	(15.9)	(34)

Tabelle 5.1.: Gemessene (und berechnete) Resonanzstärken der Imperfektionsresonanzen im Verlaufe der Verbesserungsmaßnahmen bei ELSA (alle Werte in Einheiten von $1 \cdot 10^{-5}$). Die mit * gekennzeichneten Werte gelten für die Resonanzstärken bei harmonischer Korrektur.

$\gamma a =$	$Q_z - 2$	$8 - Q_z$	Q_z	$10 - Q_z$	$2 + Q_z$	$12 - Q_z$
1997:	4 ± 1 (6.8)	9 ± 1 (3.9)	60 ± 20 (87)	— (8.9)	— (110)	— (160)
2000:	(0.7 ± 0.2)	(3.1 ± 0.3)	(34 ± 4)	(2.8 ± 0.3)	17 ± 1 (44 ± 5)	(83 ± 9)
2001:	—	—	33 ± 10	—	—	—

Tabelle 5.2.: Gemessene (und berechnete) Resonanzstärken der intrinsischen Resonanzen im Verlaufe der Verbesserungsmaßnahmen (alle Werte in Einheiten von $1 \cdot 10^{-5}$). In die Fehler der berechneten Größen geht die Unsicherheit bei der Emittanzkopplung ($\kappa = (2.5 \pm 0.5)\%$) ein.

polmagnete in der Höhe neu justiert¹. Dies alleine ergab eine Reduzierung der vertikalen RMS-Closed-Orbit-Ablagen um den Faktor drei. Seit Anfang 1999 wird der vertikale Closed-Orbit dynamisch, d.h. auch auf der Rampe, korrigiert. Dies brachte eine starke Reduzierung der Stärken der Imperfektionsresonanzen.

Die Messung der Resonanzstärken geschieht wie folgt: Mehrere Polarisationsmessungen werden für unterschiedliche Rampengeschwindigkeiten durchgeführt. Die Resonanzen werden so mit unterschiedlichen Kreuzungsgeschwindigkeiten gekreuzt. Eine Anpassung der Froissart-Stora-Abhängigkeit an die Meßwerte erlaubt die Bestimmung der Resonanzstärke. Allerdings werden immer auch alle depolarisierenden Resonanzen vor der zu untersuchenden Resonanz gekreuzt. Um den Einfluß nur einer Resonanz zu untersuchen, mußte für jede Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit eine Polarisationsmessung bei einer Extraktionsenergie vor der Resonanz sowie bei einer dahinter gemacht werden. Auf diese Weise konnte der Einfluß aller Resonanzen vor der zu untersuchenden subtrahiert werden, sofern der Polarisationsgrad nicht bereits durch diese zerstört war. Dieses recht umständliche und ungenaue Verfahren konnte im Verlaufe dieser Arbeit abgelöst werden. Neuerdings kann die Anzahl der nötigen Polarisationsmeßwerte auf die Hälfte reduziert werden durch die Implementierung der „Knick“-Rampe (s.u.). Verschiedene Energieeinstellungen zur Untersuchung einer Resonanz sind dabei nicht mehr nötig. Außerdem kann so sichergestellt werden, daß alle Resonanzen davor optimal korrigiert sind und ein großes Polarisations-signal ermöglichen.

Ergebnisse

In den Tabellen 5.1 und 5.2 können die Fortschritte anhand der verringerten Resonanzstärken in ELSA verfolgt werden. Hier sind die gemessenen Werte und in Klammern die aus der Simulation mit den Emittanzen und Closed-Orbit-Daten berechneten Werte wiedergegeben. Nicht alle Resonanzstärken wurden bislang vermessen. Die Aussagekraft der Meßwerte der Imperfektionsresonanzen ist nur gering, da die Resonanzstärken sich je nach Closed-Orbit und je nach harmonischer oder dynamischer Korrektur stark ändern.

Da die Stärke der intrinsischen Resonanzen von der vertikalen Emittanz abhängen, können sie dazu

¹Die horizontalen Stellfehler der Quadrupolmagnete wurden nicht korrigiert.

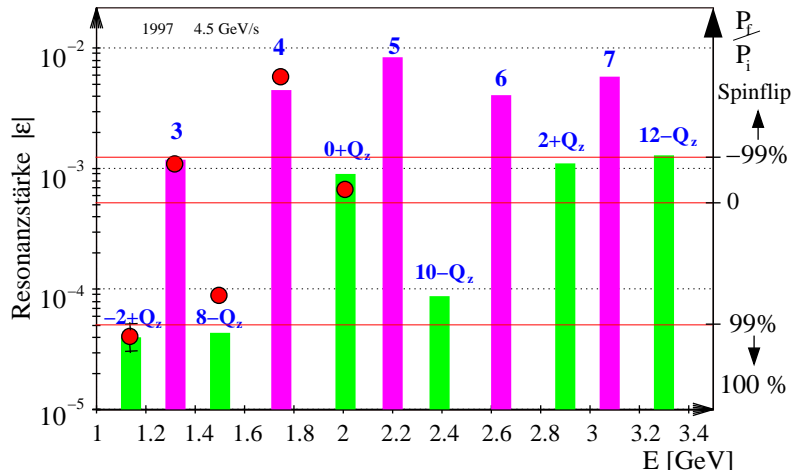


Abbildung 5.4: Berechnete und gemessene Resonanzstärken vor der Neujustage der Magnete und bei unkorrigiertem Closed-Orbit. Auf der rechten Skala sind die zu erwartenden Depolarisationen bei einer Energierampe von $\dot{E} = 4.5$ GeV/s angegeben.

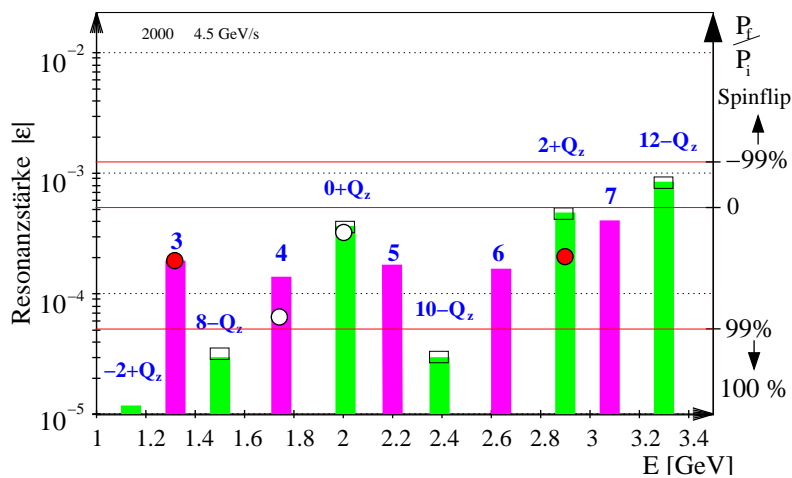


Abbildung 5.5: Berechnete und gemessene Resonanzstärken bei korrigiertem Closed-Orbit und nach Reduzierung der Emittanzkopplung.

benutzt werden, die Emittanz mit relativ großer Genauigkeit zu vermessen. Dies kann durch einen Vergleich mit den aus einem hinreichend guten Modell berechneten Resonanzstärken geschehen oder durch eine absolute Kalibrierung mit einer unabhängigen Methode. Die meisten Resonanzen sind allerdings sehr schwach, so daß sich hauptsächlich die Resonanzen $\gamma a = Q_z$, $\gamma a = 2 + Q_z$ und $\gamma a = 12 - Q_z$ eignen.

Die Abbildungen 5.4 und 5.5 stellen die berechneten Werte (als Balken) und die gemessenen Werte (als Punkte) dar. Die Fehler der Meßwerte sind kleiner als die hier eingezeichneten Punkte. Neben der Resonanzstärke ist auf der rechten Seite die an einer Resonanz jeweils zu erwartende Depolarisation bei einer Energierampe von 4.5 GeV/s aufgetragen. Man erkennt in Abb. 5.4, daß 1997 die Resonanz $\gamma a = 3$ sowie die Resonanz $\gamma a = 0 + Q_z$ erhebliche Depolarisation verursachten. Viele Resonanzen sind so stark gewesen, daß sie einen Spin-Flip produzierten. Dieser war aber schon ab der Resonanz $\gamma a = 4$ wegen der Synchrotronoszillationen und Synchrotronlichtabstrahlung nicht mehr vollständig [59].

Der heutige Zustand bei korrigiertem Closed-Orbit und nach der Reduzierung der Emittanzkopplung, zu sehen in Abb. 5.5, zeigt, daß die meisten Resonanzstärken nun viel geringer sind. Die Meßpunkte (helle und dunkle) stammen aus unterschiedlichen Meßzeiträumen. Da der Zustand des Beschleunigers von Meßzeit zu Meßzeit leicht variiert, insbesondere der Closed-Orbit jeweils leicht verschieden ist, ist ein Vergleich mit den Berechnungen, die ja nur auf einer Closed-Orbit-Messung beruhen, nur eingeschränkt möglich. Die Abweichungen zu den berechneten Werten erklären sich aus den nicht exakt modellierten Beschleunigerparametern. Insbesondere ist die Annahme von 2 bis 3 % Emittanzkopplung fraglich, da die Meßwerte der intrinsischen Resonanzen durchweg auf eine kleinere Emittanz hindeuten. Die Käst-

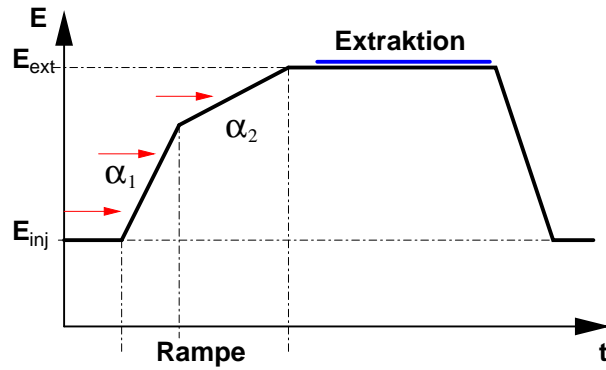


Abbildung 5.6: Neue Form der Energierampe bei ELSA zur schnellen Vermessung der Resonanzstärken. Die Kreuzungsgeschwindigkeit für $n - 1$ Resonanzen beträgt α_1 und die für die letzte α_2 .

chen zeigen den Bereich der Resonanzstärke für Emittanzkopplungen zwischen 2 und 3 %.

Die Resonanzen $\gamma a = Q_z - 2$, $\gamma a = 8 - Q_z$ und $\gamma a = 10 - Q_z$ verursachen beim Kreuzen mit 4.5 GeV/s weniger als ein Prozent Depolarisation und brauchen deshalb für den Routinebetrieb mit polarisierten Elektronen nicht berücksichtigt zu werden. Die Imperfektionsresonanzen müssen harmonisch korrigiert werden, und die intrinsischen Resonanzen $\gamma a = Q_z$, $\gamma a = 2 + Q_z$ und $\gamma a = 12 - Q_z$ müssen mit dem Arbeitspunktsprung-System übersprungen werden. Von den fünf möglichen Pulsen des Arbeitspunktsprung-Systems werden also tatsächlich nur drei benötigt.

5.1.3. Neue Form der Beschleunigungsrampen: „Knick“-Rampen

Zur Vereinfachung der Resonanzstärken-Messung wurde vorgesehen, die Beschleunigungsrampe im Nachbeschleunigungsmodus so zu modifizieren, daß $n - 1$ Resonanzen mit der Kreuzungsgeschwindigkeit α_1 und die letzte Resonanz mit einer anderen Kreuzungsgeschwindigkeit α_2 gekreuzt werden können. Hierzu wurde eine „Knick“-Rampe implementiert (siehe Abb. 5.6). So läßt sich die Rampengeschwindigkeit für eine zu untersuchende Resonanz variieren, ohne die Einflüsse durch die anderen ebenfalls gekreuzten Resonanzen zu verändern. An die gewonnenen Polarisationswerte (siehe Abb. 5.7 oder 5.8) wird wiederum eine Froissart-Stora-Formel (in diesem Beispiel Formel (2.29)) gefittet, dieses Mal allerdings mit einem weiteren freien Parameter, der den asymptotischen Polarisationsverlauf berücksichtigt.

Abb. 5.8 zeigt die Verhältnisse an der Resonanz $\gamma a = 2 + Q_z$ bei 2.834 GeV. Die so erhaltene Resonanzstärke ist jedoch kleiner als es aus der Rechnung und der Annahme von 3% Emittanzkopplung zu erwarten gewesen wäre. Offenbar ist die Emittanzkopplung bei dieser Messung vom Februar 2000 kleiner gewesen und zwar etwa nur 1%. Leider ist der tatsächliche Wert der Emittanzkopplung im Stretcherring auf der Beschleunigungsrampe nicht bekannt. Messungen mit einem Draht-Scanner haben Werte im Bereich von 2 bis 3 % ergeben (siehe [96]). Diese Messungen wurden allerdings im Speichermodus gemacht. Direkte Strahlprofil- und Emittanzmessungen während der Beschleunigungsrampe mit der benötigten Genauigkeit sind leider wegen der technischen Mängel des Synchrotronlicht-Monitors nicht möglich.

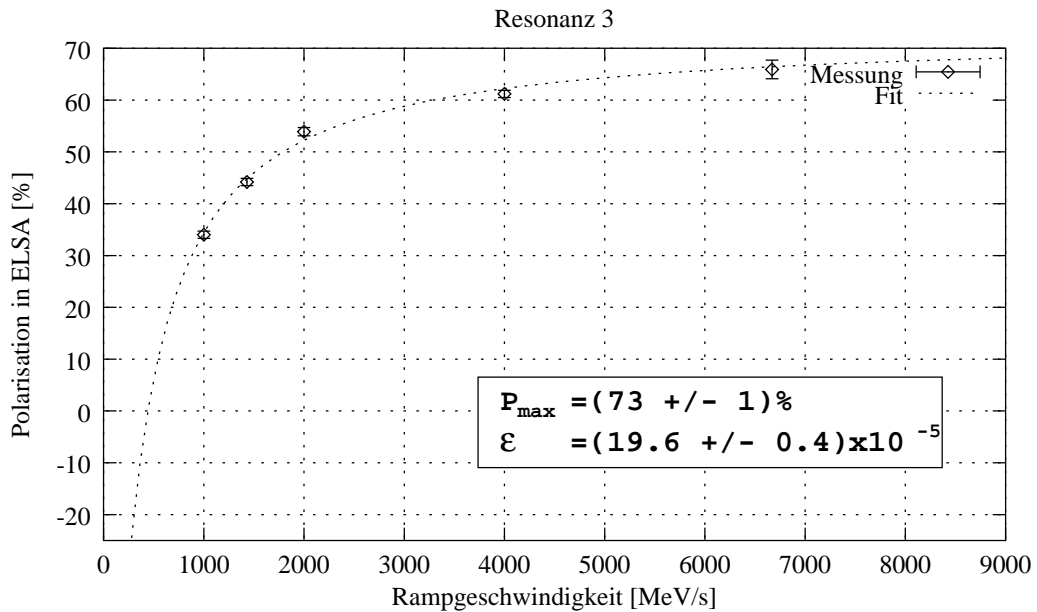


Abbildung 5.7.: Messung der Resonanzstärke der Resonanz $\gamma a = 3$ bei 1.4 GeV ohne harmonische Korrektur. Der Fit ergibt eine maximale Polarisation von 73 % in ELSA vor der Resonanz, was sich mit der Messung bei 1.27 GeV deckte, sowie eine Resonanzstärke von $19.6 \cdot 10^{-5}$ bei $160 \mu\text{m}$ gemessener RMS-Closed-Orbit-Ablage, welches sich gut mit den Rechnungen deckt.

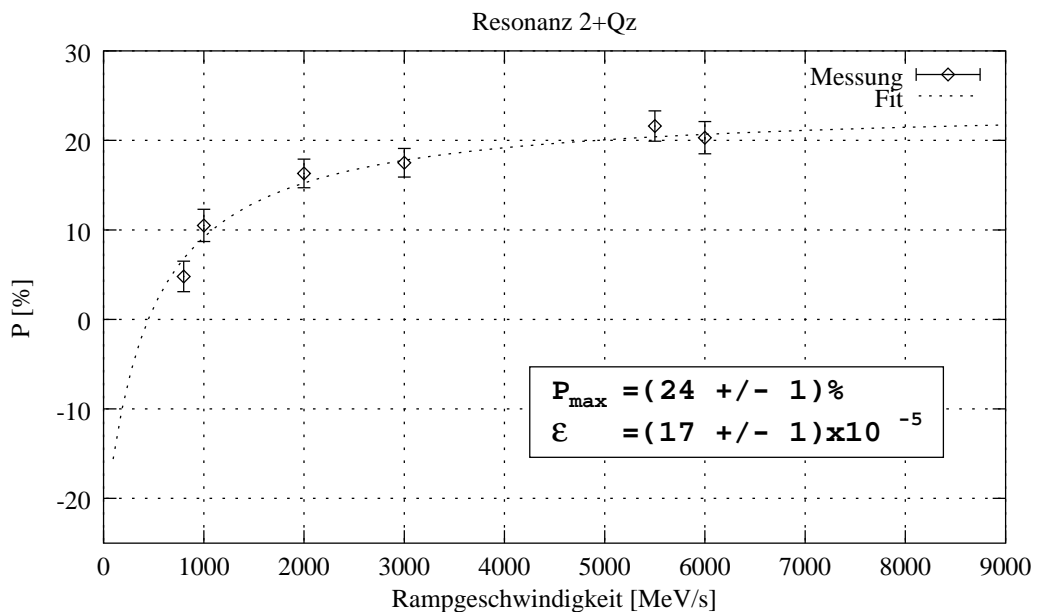


Abbildung 5.8.: Messung der Resonanzstärke der Resonanz $\gamma a = 2 + Q_z$ bei 2.834 GeV mit der Knick-Rampe. Die Polarisationswerte sind die am Møller-Polarimeter gemessenen Werte (Der Einfluß der externen Strahlführung wurde nicht herausgerechnet, in ELSA war noch etwa 50 % Polarisation vorhanden.). Die Anpassung ergibt eine maximale Polarisation von 24% vor der Resonanz sowie eine Resonanzstärke von $17 \cdot 10^{-5}$.

5.2. Das Arbeitspunktsprung-System

Der depolarisierende Einfluß von intrinsischen Resonanzen, die vom vertikalen Betatronarbeitspunkt abhängen, kann durch den Einsatz von schnellen gepulsten Quadrupolmagneten stark reduziert werden. Die Quadrupole sollen zu genau festgesetzten Zeitpunkten während der Beschleunigungsrampe die Optik der Maschine kurzfristig verändern. Man erreicht dadurch eine bis zu tausendmal größere Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit und verhindert somit Polarisationsverluste. Da der vertikale Betatronarbeitspunkt dabei sprunghaft geändert wird, spricht man auch von „Tunejump“-Quadrupolen¹.

Solche Tunejump-Quadrupole zur Querung intrinsischer depolarisierender Resonanzen wurden bisher erfolgreich an den Protonen-Beschleunigern ZGS, Argonne 1977 [18, 46]; AGS, Brookhaven; KEK 12 GeV PS, Japan [29] und COSY, Jülich 1997 [56] eingesetzt. Auch wenn das Verfahren des Arbeitspunktspringens bei Protonenbeschleuniger inzwischen mehr und mehr wegen der dort auftretenden nachteiligen Wirkung auf die Strahlemittanzen durch andere Methoden abgelöst wird, ist es für ELSA das einzige akzeptable Konzept, welches verspricht, die intrinsischen Resonanzen ohne Polarisationsverlust zu überwinden.

Das Arbeitspunktsprung-System war Thema einer Diplomarbeit [70] im Rahmen einer Doktorarbeit [59]. Die Konzeption und der Aufbau, die Realisierung, Kalibrierung und erste Testmessungen sind dort ausführlich beschrieben. Das Prinzip wurde für Elektronenbeschleuniger — außer bei ELSA — bisher noch nicht angewandt. Ziel dieser Arbeit war es u.a., den Einbau und die Implementierung der Tunejump-Magnete für einen Routinebetrieb mit polarisierten Elektronen bei ELSA zu realisieren und durch Messungen zu belegen, daß es seinen Anforderungen voll gerecht wird.

Dieses Kapitel beschreibt die derzeitige vollständige Implementierung des Systems sowie Messungen und Rechnungen zur Wirkungsweise der Arbeitspunktsprünge auf die Polarisierung.

5.2.1. Das Prinzip

Wie bereits in Abschnitt 2.10.1 erläutert, bleibt beim hinreichend schnellen Durchkreuzen der depolarisierenden Resonanzen die Polarisierung fast vollständig erhalten. Dies kann außer bei extrem schwachen Resonanzen durch eine schnelle Beschleunigung $\dot{\gamma}$ nicht mehr mit befriedigendem Ergebnis erreicht werden. Für intrinsische Resonanzen hat man aber noch einen zweiten Parameter, der für die Kreuzung maßgeblich ist, nämlich den vertikalen Betatronarbeitspunkt Q_z . Es gibt deshalb zusätzlich die Möglichkeit, die Kreuzungsgeschwindigkeit zu erhöhen, indem man den Arbeitspunkt Q_z schnell ändert, wenn der Spin-Arbeitspunkt $Q_{sp} = \gamma a$ in die Nähe einer Resonanz kommt.

Betatronarbeitspunkte werden durch die Beschleunigeroptik bestimmt. Den Hauptbeitrag dazu geben die zur Strahlfokussierung benötigten Quadrupolmagnete. Durch Variation ihrer Fokussierungsstärke kann man den Arbeitspunkt $Q_{x,z}$ festlegen. Schnelle Änderungen, wie sie zum erfolgreichen Kreuzen der Resonanzen benötigt werden (mit Pulszeiten $< 10 \mu\text{s}$), sind mit diesen Magneten jedoch nicht möglich, so daß zusätzlich schnelle pulsbare Quadrupolmagnete eingebaut werden mußten.

Im einzelnen sieht das Resonanzspringen dann so aus: Während der Beschleunigung steigt der Spin-Arbeitspunkt proportional zur Energie an. Wenn er sich einer intrinsischen Resonanz annähert, wird zu einer Zeit t_0 der vertikale Arbeitspunkt abrupt abgesenkt oder erhöht (je nach Resonanz), so daß die Resonanz in sehr kurzer Zeit durchkreuzt wird. Danach wird der ursprüngliche Arbeitspunkt langsam und in ausreichendem Abstand von der Resonanz wiederhergestellt (siehe Abb. 5.9 oben). Mit den so erzielten sehr hohen Kreuzungsgeschwindigkeiten hat der Spinvektor keine Zeit, nennenswert abgelenkt zu werden.

Es gilt hierbei, die Sprungzeit Δt_1 so klein wie möglich zu halten, um eine möglichst große Kreuzungsgeschwindigkeit zu erzielen und für die stärksten Resonanzen größere Polarisationsverluste zu vermeiden. Allerdings darf durch den abrupten Sprung in der Beschleunigeroptik die dadurch bedingte

¹„Tune“ ist die englische Bezeichnung für Arbeitspunkt.

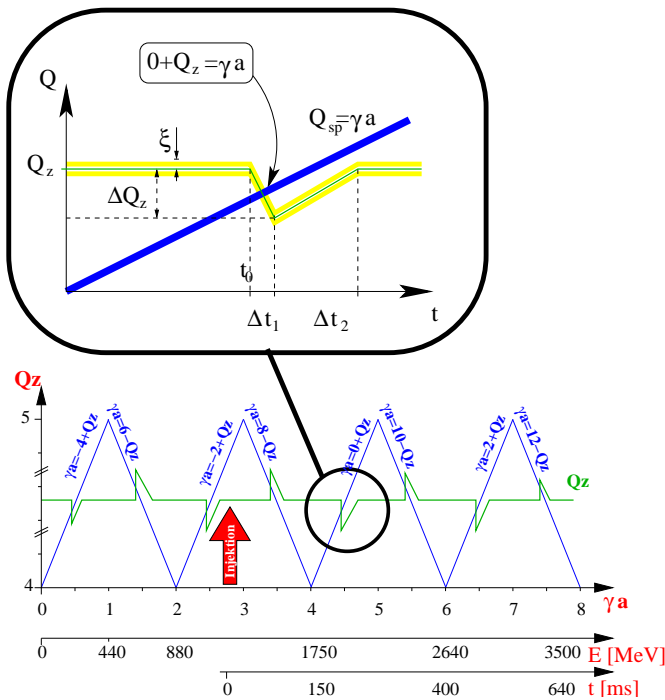


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung des Überspringens der intrinsischen Resonanzen (speziell für den Fall der Resonanz $0 + Q_z$).

Strahlanregung (sog. *beta-beating*) nicht zu groß werden. Die Arbeitspunktveränderung muß also über einige Umläufe noch „adiabatisch“ erfolgen. Es zeigt sich, daß Sprungzeiten von 4 bis $10 \mu\text{s}$ optimal sind. Der Arbeitspunkthub muß ausreichen, um eine Resonanz vollständig zu überspringen. Die Resonanzstärke selbst, aber hauptsächlich auch die Energieunschärfe des Strahls führen zu einer gewissen Breite der Resonanz, die übersprungen werden muß. Die Energieunschärfe verursacht eine leichte Verbreiterung der Verteilung der Betatronarbeitspunkte sowie des Spinarbeitspunktes. Es kommt zu Synchrotronseitenbändern. Diese müssen besonders im Falle von Resonanzen bei höheren Energien soweit wie möglich auch mitübersprungen werden, da sie ansonsten signifikante Polarisationsverluste verursachen können. Es sollte deshalb nach Möglichkeit — auch schon bei der Resonanz $\gamma a = 2 + Q_z$ — immer der volle Arbeitspunkthub von $\Delta Q_z = 0.1$ ausgenutzt werden.

Die Abfallzeit Δt_2 muß so gewählt werden, daß sich nach dem Kreuzen der Abstand des Arbeitspunktes zur Resonanz nicht verringert. Andererseits ist Δt_2 begrenzt durch den zeitlichen Abstand zur nächsten Resonanz. Hierbei muß der Arbeitspunktsprung bei der nächsten (auch Imperfektions-) Resonanz rechtzeitig beendet sein, da die veränderte Optik deren Korrektur (z.B. harmonische Korrektur) beeinflussen würde.

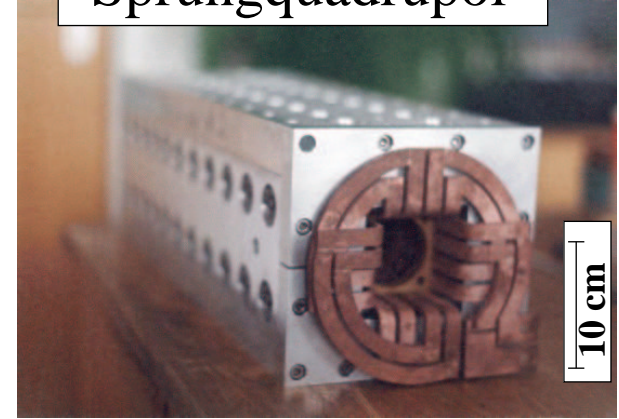
5.2.2. Die Implementierung

Eine Übersicht des Aufbaus der Sprungquadrupolmagnete ist in Abb. 5.10 zusammengestellt. Nähere Einzelheiten zu den Eigenschaften der Magnete finden sich in [70] und zu den Netzgeräten sowie der Inbetriebnahme und Kalibrierung des Systems in [59].

Anfang 1999 konnte zum ersten Mal die Resonanz $\gamma a = 0 + Q_z$ erfolgreich übersprungen werden (siehe Abb. 5.13 und [91]).

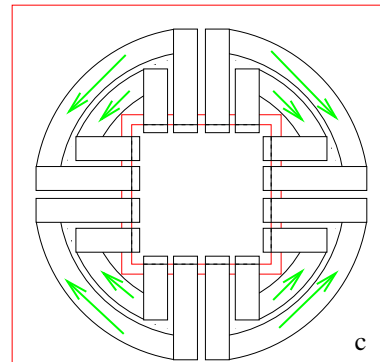
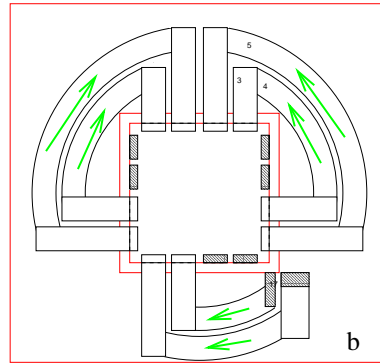
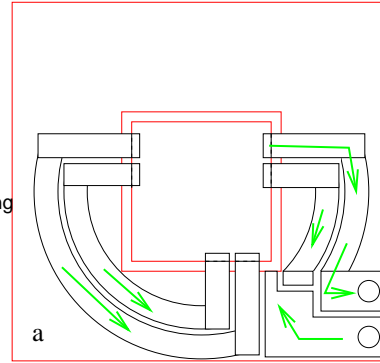
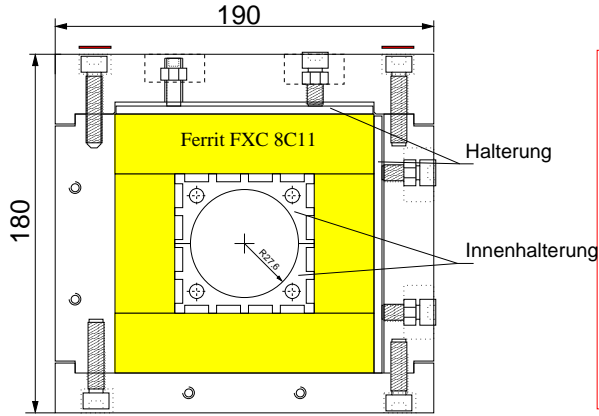
Die Ansteuerungssoftware und Triggerhardware wurden so erweitert, daß alle fünf Pulse während der Rampe appliziert werden können. Die richtigen Zeitpunkte werden dabei vom Kontrollsystem automatisch berechnet, eine Feinanpassung von Hand muß daraufhin geschehen, da die Schleppfehler der Magnete und die neue Energiekalibration bislang nicht automatisch berücksichtigt werden. Danach kann die einmal gefundene Einstellung für diese Rampengeschwindigkeit immer wieder verwendet werden. Um

Sprungquadrupol



Panofsky-Typ Quadrupol mit Ferrit-Joch

Vakuumkammer:	Al ₂ O ₃ Keramik mit 10 μm Titan-Beschichtung
Widerstand:	(4.298 ± 0.001) mΩ (DC)
Induktivität:	(9.0 ± 0.1) μH (DC)
max. Pulsstrom:	500 A
max. Feldgradient:	(1.1241 ± 0.005) T/m
steigende Flanke:	4 bis 14 μs
fallende Flanke:	4 bis 20 ms



Keramische Vakuumkammer
mit 10 μm Titan-Beschichtung

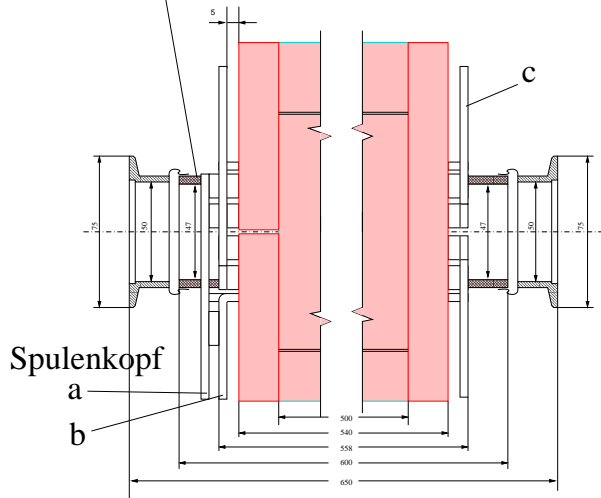


Abbildung 5.10.: Übersicht über den Aufbau der Sprungquadrupole (aus [70]).

Unterschied hierzu müssen die Sprungamplituden bei der Einstellung des Beschleunigungsbetriebs jedesmal neu an den eingestellten Arbeitspunkt angepaßt werden, um den für den Sprung zur Verfügung stehenden Platz optimal auszunutzen. Zur Untersuchung der zu überspringenden Resonanzen kann die Steilheit der ansteigenden Flanke variiert werden. Dies ist für den Routinebetrieb aber nicht nötig. Hierfür wählt man am besten immer die steilst mögliche Flanke mit einer Anstiegszeit von $4 \mu\text{s}$. Die abfallende Flanke könnte im Prinzip vom Kontrollsystem aus der Rampengeschwindigkeit berechnet werden. Es zeigt sich jedoch, daß die so berechnete Abfallzeit immer zu klein ist, so daß sie in der Regel von Hand auf einen anderen Wert gesetzt werden muß. Dieses Verhalten ist bisher noch nicht verstanden. Vermutlich liegt es an dem auf der Rampe stark schwankenden vertikalen Arbeitspunkt, so daß ein größerer Abstand zur vermeintlichen Resonanz nötig wird.

Durch eine komfortable Benutzerschnittstelle werden die Parameter für das Überspringen der intrinsischen Resonanzen eingestellt.

5.2.3. Simulierte und gemessene Wirkungsweise eines Arbeitspunktsprungs

Die Wirkungsweise eines Arbeitspunktsprungs zur Verminderung der Depolarisation beim Kreuzen einer intrinsischen Resonanz wurde mit dem in Kapitel 4.2 beschriebenen Spintracking-Programm SPIN-DANCE simuliert. Insbesondere war es wichtig zu wissen, was passiert, wenn der Arbeitspunktsprung zu früh oder zu spät kommt und wie der Verlauf der Depolarisation von dem Sprungzeitpunkt abhängig ist. Dies wurde am Beispiel der $0 + Q_z$ -Resonanz untersucht, bei der zum Vergleich auch eine Messung vorliegt.

Für diese Simulation wurden die Verhältnisse auf der Rampe beim Kreuzen der intrinsischen Resonanz möglichst gut nachvollzogen. Die Sprungquadrupole wurden als dynamische Elemente in die Beschleunigerstruktur implementiert, und deren Quadrupolstärke wurde zeitlich verändert entsprechend der Puls-Vorgabe. Durch ein vollständiges, auch transversales Tracking eines kleinen Ausschnitts der Beschleunigungsrampe, konnte sogar die Strahlanregung, verursacht durch die kurzfristige Veränderung der optischen Funktionen durch die Sprungquadrupole, beobachtet werden (sog. *Beta-Beating*). In den Abbildungen 5.11 und 5.12 können die so simulierten Auswirkungen auf die Polarisation abgelesen werden. Man erkennt, daß die Depolarisation zunächst verstärkt wird, wenn der Arbeitspunktsprung zu früh erfolgt. Die Resonanz wird dabei auf der abfallenden Flanke des Pulses gekreuzt. Die Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit ist also kleiner. Außerdem wird durch den Puls der Strahl angeregt, was zu einer effektiv größeren Resonanzstärke für die folgende Resonanz führt. Zum Vergleich zeigt Abb. 5.13 eine Messung an derselben Resonanz.

In Abb. 5.12 kann man außerdem die Einflüsse der Synchrotronoszillationen und der Energieunschärfe beobachten. Wegen der nicht-verschwindenden Energieunschärfe des Elektronenstrahls kann die Polarisation auch mit Arbeitspunktsprung nicht 100%ig erhalten werden ($P_f/P_i \approx 99\%$). Ein Synchrotronsatellit verursacht außerdem einen Knick (hier bei 1900 MeV). Der Sprung bei 1883 MeV markiert den Zeitpunkt, bei dem die Resonanzkreuzung genau am Ende der abfallenden Flanke des Pulses erfolgt. Hier geschieht ein abrupter Wechsel zwischen langsamerer Kreuzungsgeschwindigkeit (bei Kreuzung auf der abfallenden Flanke des Pulses) zur normalen, etwas schnelleren Kreuzungsgeschwindigkeit (bei Kreuzung nach dem Puls bzw. ohne Puls), wie sie durch die Energierampe vorgegeben ist. Die Steigung der Kurve in diesem Teil kommt wiederum vom Beta-Beating.

5.2.4. Erweiterung des Sprungbereichs des Arbeitspunktsprung-Systems

Der Sprungbereich des Arbeitspunktsprung-Systems wurde aus guten Gründen für eine maximale vertikale Arbeitspunktverschiebung von 0.1 ausgelegt (siehe [70, 59]). Insbesondere ist es zum gleichzeitigen Überspringen auch der Synchrotronsatelliten erster Ordnung (die ja im Abstand von $\Delta Q_{sp} = \pm 0.04$ auftreten) nötig, diese volle Sprungweite auch auszunutzen. Es zeigt sich jedoch, daß der volle Ar-

5. Maßnahmen zur Erhaltung der Polarisation im Stretcherring

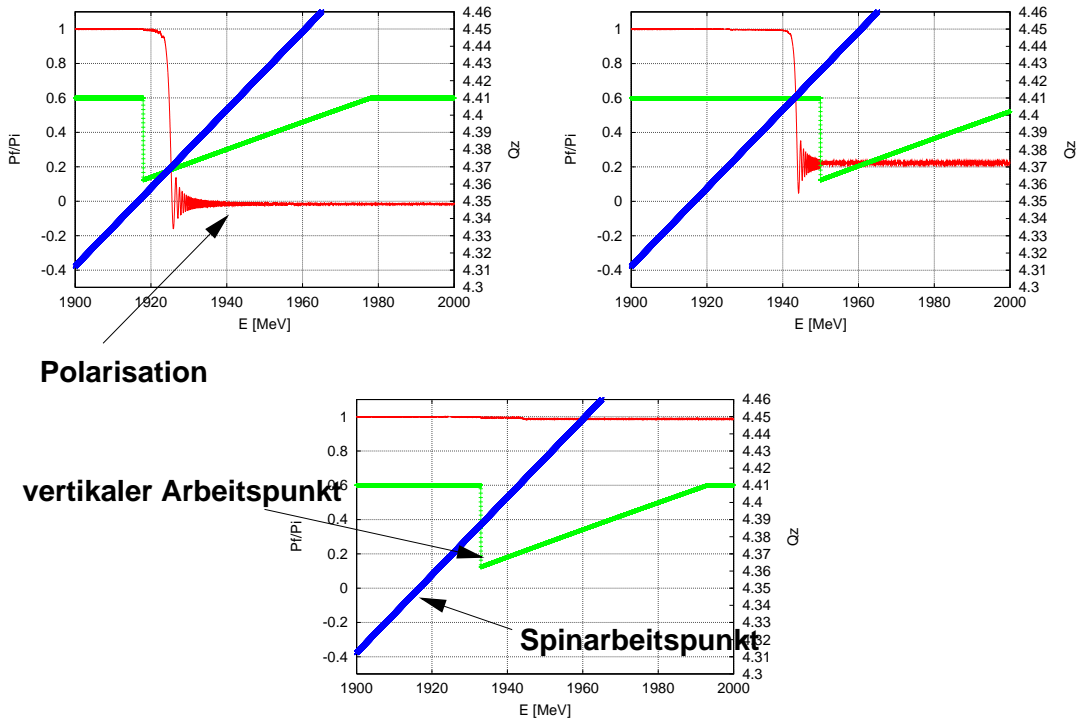


Abbildung 5.11.: Verlauf der Polarisation während des Kreuzens mit Arbeitspunktsprung. Gezeigt sind die Fälle, in denen der Arbeitspunktsprung zu früh, zu spät bzw. zum richtigen Zeitpunkt erfolgte.

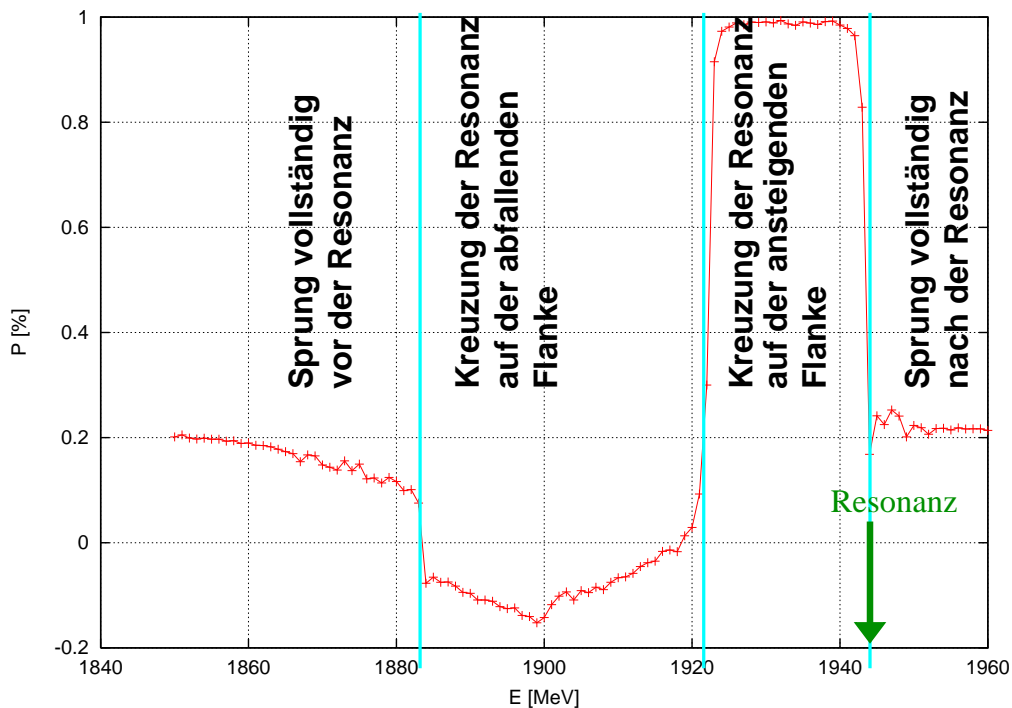


Abbildung 5.12.: Abhängigkeit der resultierenden Polarisation nach der Resonanz vom Zeitpunkt (entspricht Maschinenenergie, die zum jeweiligen Zeitpunkt auf der Rampe erreicht wurde), bei dem der Arbeitspunktsprung erfolgt. Berechnet für einen Bunch mit 30 Teilchen, Energieunschärfe $\Delta E/E = 5 \cdot 10^{-4}$.

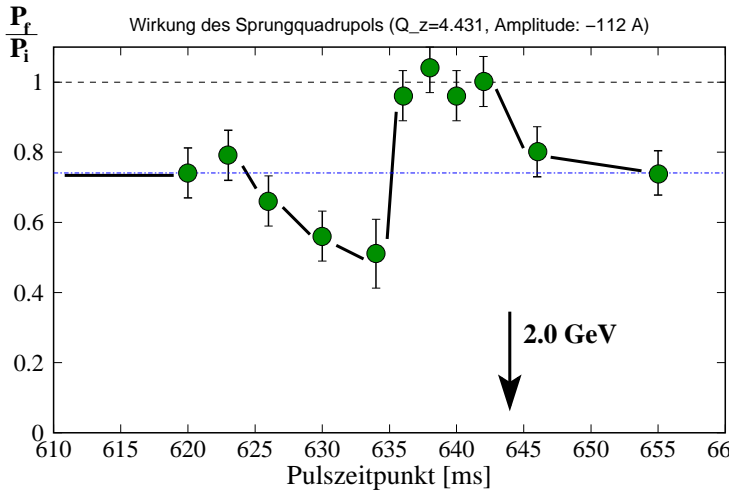


Abbildung 5.13: Gemessene Abhängigkeit des Polarisationsgrades vom Zeitpunkt des Arbeitspunktsprunges im Falle der Resonanz $\gamma a = 0 + Q_z$.

beitspunktsprung, wie er für die Resonanzen bei hohen Energien vorgesehen und auch nötig ist, nicht angewendet werden konnte, da der verfügbare Bereich zwischen den Betatronresonanzen nicht ausreichte. Strahlverlust war die Folge. Hieraus ergab sich die Notwendigkeit, den Arbeitspunkt zwischen den Resonanzsprüngen mit den Hauptquadrupolen langsam zu verschieben, um den vollen Sprungbereich ausnutzen zu können.

Die Ansteuerung der Quadrupole auf der Energierampe wurde deshalb im Rahmen dieser Arbeit dahingehend erweitert. Es ist nun möglich, den Arbeitspunkt für bis zu sechs verschiedene Stellen auf der Rampe vorzugeben, zwischen denen dann jeweils linear interpoliert wird. Die volle Kapazität der Tunejump-Magnete kann nun ausgenutzt werden. Dies ist insbesondere in Hinblick auf das Überspringen der Resonanz $\gamma a = 12 - Q_z$ von entscheidender Bedeutung, die ansonsten nicht vollständig übersprungen werden kann.

In einer ersten Ausbaustufe wurde zunächst die Software zur Rampen-Berechnung auf das neue Konzept umgestellt. Die Arbeitspunkt-Stützstellen werden dabei auf Wunsch automatisch entsprechend den Arbeitspunkt-Sprüngen des Arbeitspunktsprung-Systems zu den richtigen Zeitpunkten mit dem richtigen Abstand gesetzt. Der mögliche Sprungbereich des Arbeitspunktsprung-Systems konnte somit auf seinen maximal möglichen Wert erweitert werden. Arbeitspunkt-Sprünge von $\Delta Q_z = 0.08$ sind nun problemlos möglich, sofern auch der horizontale Arbeitspunkt für die Rampe ausreichend nahe an die drittelzahlige Resonanz bei 4.66 gelegt wird. Abb. 5.14 verdeutlicht die jetzige Situation:

Das Arbeitspunkt-Diagramm (oben links und als Ausschnitt oben rechts) zeigt den Spielraum zwischen den optischen Resonanzen, der für einen Arbeitspunktsprung ohne Strahlverlust vorhanden ist. Wegen der leichten Phasenraumkopplung bewegt sich der Arbeitspunkt $Q = (Q_x, Q_z)$ auf der Verbindungslinie zwischen den Punkten **A** und **B**. Um eine maximale Sprungamplitude zu erreichen, muß der Arbeitspunkt vor Erreichen der zu überspringenden depolarisierenden Resonanz mit den Hauptquadrupolen in die entgegengesetzte Richtung (zum Punkt **A** oder **B**) gefahren werden. Der Verlauf des vertikalen Arbeitspunktes während der Beschleunigungsrampe ist im unteren Bild wiedergegeben. Eine weitere Optimierung des Sprungbereichs kann erreicht werden, wenn der Punkt **A** horizontal möglichst nahe¹ an die drittelzahlige Resonanz gelegt wird.

Aus technischen Gründen ist die Implementierung der Erweiterung des Arbeitspunktsprungbereichs auf kurze Rampenzeiten begrenzt. Die für die Rampengenerierung eingesetzten MACS-Einplatinencomputer aus der Anfangszeit des Beschleunigers können nämlich nur Rampen mit max. 5000 Treppenstufen generieren. Die Höhe einer Stufe darf aber wegen der Spezifikationen der HOLEC-Netzgeräte einen be-

¹Die drittelzahlige Resonanz $Q_x = 14/3$ besitzt auch Synchrotronsatelliten. Eine Strahlextraktion ist deshalb auch an der Resonanz $Q_x + Q_s = 14/3$ möglich. Deshalb wird der für das Arbeitspunktspringen zur Verfügung stehende Bereich weiter eingeschränkt.

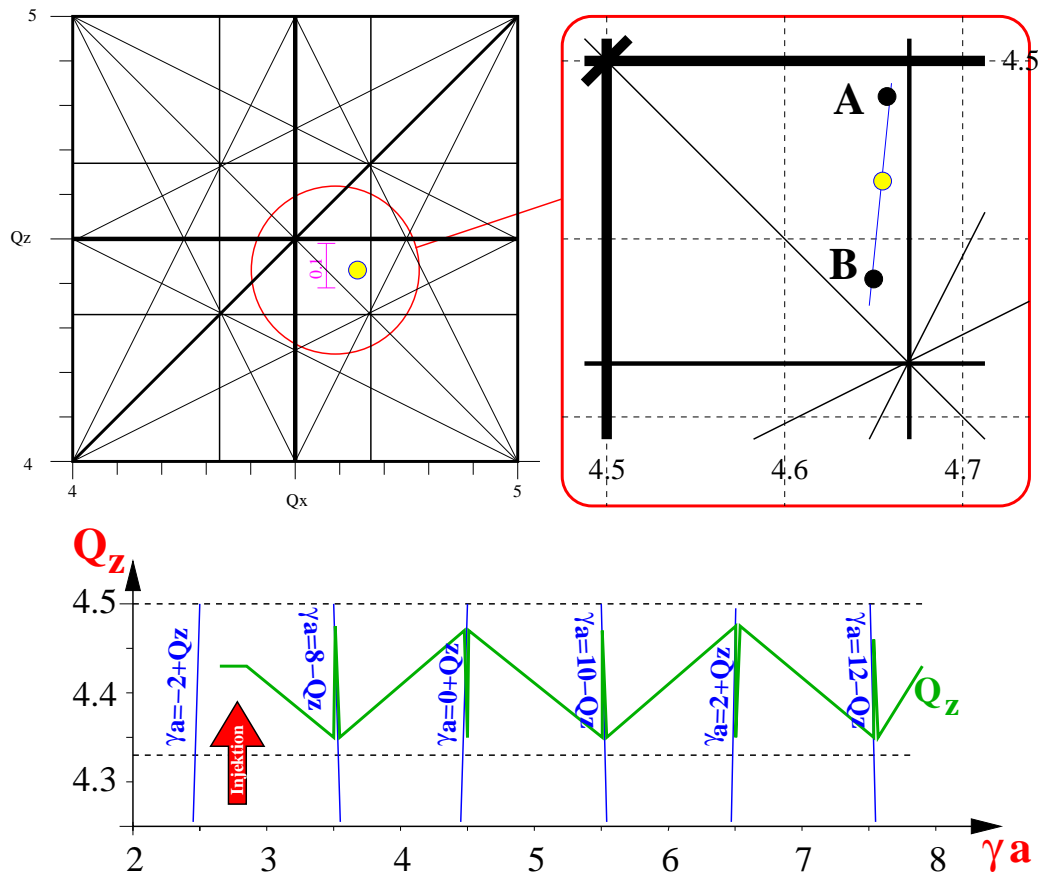


Abbildung 5.14.: Arbeitspunkt-Diagramm. Der typische Arbeitspunkt im Nachbeschleunigerbetrieb bei ELSA liegt bei $Q_x = 4.650$, $Q_z = 4.431$. Um die volle Sprungweite der Sprungquadrupole ausnutzen zu können, muß der vertikale Arbeitspunkt bis zum Erreichen der jeweiligen Resonanz mit den Haupt-Quadrupolen langsam in die zur Sprungrichtung entgegengesetzte Richtung gefahren werden.

stimmten Maximalwert nicht überschreiten. Um diese technische Begrenzung zu beheben, wurde vorgesehen, in Zukunft das alte MACS-System durch ein moderneres, auf einem VME-Computer basierendes System zu ersetzen.

5.3. Korrektur der Imperfektionsresonanzen

Die Korrektur der Imperfektionsresonanzen bei ELSA zielt darauf ab, die Resonanzstärken zu verkleinern. Dies geschieht einmal durch die dynamische Closed-Orbit-Korrektur, bei der der (vertikale) Closed-Orbit während der Beschleunigungsrampe so gut wie möglich korrigiert wird. Vertikale RMS-Ablagen von ca. 100 μm werden (bei konstanter Energie) zur Zeit optimal erreicht. Hierdurch können die Stärken sämtlicher Imperfektionsresonanzen erheblich verringert werden.

Zum zweiten kann die Resonanzstärke einer einzelnen Resonanz (auf Kosten der anderen) in einer sogenannten harmonischen Korrektur gezielt zum Verschwinden gebracht werden. Hierzu müssen beim Erreichen der jeweiligen Resonanz spezielle Magnetfelder entlang des Rings appliziert werden, die die Magnetfelder, die die jeweilige Imperfektionsresonanz erzeugen, phasenrichtig kompensieren.

5.3.1. Die dynamische Closed-Orbit-Korrektur

Im Rahmen einer Doktorarbeit ([96]) wurde ein präzises und schnelles Strahllage-meßsystem für ELSA entwickelt, das die höheren Anforderungen an die Güte der korrigierten Gleichgewichtsbahn sowohl bei der Beschleunigung des polarisierten Elektronenstrahls als auch im Betrieb von ELSA als Synchrotronstrahlungsquelle erfüllen kann. Es mußte eine sehr genaue Korrektur der vertikalen Gleichgewichtsbahn während der Beschleunigungsphase erreicht werden.

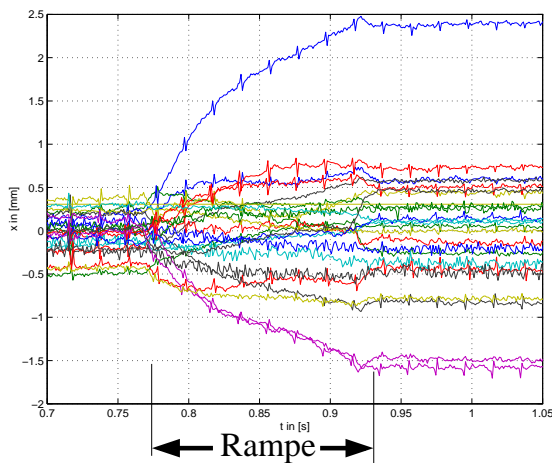
Das Gleichgewichtsbahn-Korrektursystem besteht aus einem Monitorsystem mit 28 Strahlpositionsmotoren, den sogenannten BPMs¹ sowie 20 horizontalen und 18 vertikalen Korrekturmagneten, kleinen Dipolmagneten, die im ganzen Ring verteilt angebracht sind. Ein ausgeklügeltes Meß- und Ansteuersystem berechnet auf Wunsch aus den gemessenen Ablagen der Gleichgewichtsbahn die nötigen Ströme (bzw. Ablenkwinkel) für die Korrekturmagnete, um die Gleichgewichtsbahn möglichst mittig durch die Fokussierungsquadrupole und damit nahe an die Sollbahn zu führen.

Das Monitorsystem ist dafür ausgelegt, auch schnelle Änderungen der Strahlposition messen zu können. Solche Änderungen können beispielsweise von gepulst betriebenen Magneten wie Septa, Kicker, aber auch vom Tunejump-System verursacht werden oder auch von schnellen Bodenbewegungen, die sich über die Magnetfüße auf die Quadrupole und damit auf den Strahl übertragen². Diese Einflüsse wurden ausführlich untersucht, und die Ergebnisse sind in [96] zu finden. Mit der schnellen zeitaufgelösten Messung der Strahllage kann aber auch die Funktionsweise der dynamischen Gleichgewichtsbahnkorrektur auf der Rampe überprüft werden. In Abb. 5.15 sind solche typischen Fälle zu sehen: Zunächst (5.15(a)) wurde eine statische Closed-Orbit-Korrektur appliziert. Wie man schön sieht, ist der Strahl (hier zu sehen die horizontalen Ablagen) bei der Injektionsenergie gut korrigiert, alle Ablagen sind klein (RMS-Ablage ca. 200 μm). Mit der Energierampe ändern sich jedoch die relativen Einflüsse der Feldfehler der Magnete, so daß der Strahl wieder große Ablagen bekommt, teilweise größer als ein Millimeter. Deshalb werden im Betrieb mit polarisierten Elektronen mehrere Stützstellen für die Korrektur verwendet. In Abb. 5.15(b) und 5.15(c) sind solche Fälle zu sehen. In 5.15(b) wurden zunächst zwischen einem Injektionsdatensatz und einem Extraktionsdatensatz interpoliert. In 5.15(c) wurden für Injektionsenergie, Extraktionsenergie und zwei Energien dazwischen Korrektoreinstellungen aufgenommen. Die Korrektoren wurden dann während der Energierampe so angesteuert, wie es eine lineare³ Interpolation zwischen

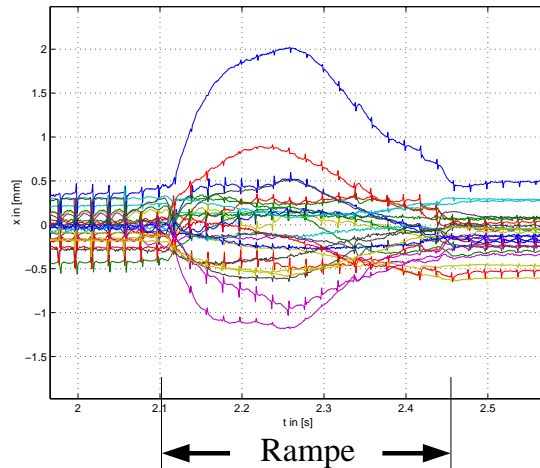
¹BPM: Beam Position Monitor

²Die Bodenbewegungen sind größtenteils technischen Ursprungs und werden z.B. von Kompressoren oder den Magneten des Booster-Synchrotrons verursacht. Besonders in der Nähe der Magnete des Booster-Synchrotrons, die Körperschallwellen mit hauptsächlich 50 Hz erzeugen, sind diese Bodenschwingungen deutlich meßbar. Einzelheiten finden sich in [96] S. 118ff.

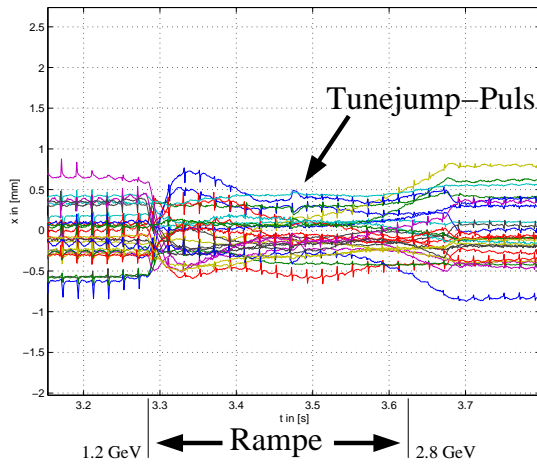
³Die Korrektordatensätze bestehen aus Ablenkwinkelangaben für die einzelnen Korrektoren. Die zugehörigen Ansteuerströme der Korrektoren sind proportional zur Energie. Deshalb ergibt sich zusammen mit der linearen Interpolation in Wahrheit eine quadratische Ansteuerung der Korrektorstrome. Zwischen zwei Stützstellen also Parabeläste. Dies ist in Abb. 5.16 gut zu sehen. Die Schleppfehlerkorrektur war bei dieser Messung ausgeschaltet, was man in Abb. 5.15(c) am trägen Verhalten



(a) Statische Korrektur



(b) Einfache Interpolation zwischen Korrektur bei Injektions- und Extraktionsenergie



(c) Dynamische Korrektur mit mehreren Stützstellen

Abbildung 5.15.: Unterschiedliche Korrekturen der (horizontalen) Gleichgewichtsbahn während der Rampe.

den benachbarten Stützstellen vorgab. Das Resultat ist ein bei allen Energien gut korrigierter Orbit mit optimaler Korrektur insbesondere an den Stützstellen, für die man deshalb die Energien der Imperfektionsresonanzen wählt, um eine möglichst starke Verringerung von deren Resonanzstärke zu erreichen.

Das Verfahren kann evtl. verbessert werden durch ein schnelles Feedback-System für den gemessenen Orbit. Damit sollte es auch möglich sein, ohne vorgegebene Stützstellen den Orbit bei allen Energien optimal zu korrigieren. Dabei würde man sich ersparen, daß alle paar Wochen für die Stützstellen-Energien in einem Extraschritt neue Korrektordatensätze erstellt werden müssen, die leider aufgrund fortwährender leichter Veränderungen und Bodenbewegungen schnell unbrauchbar werden.

am Anfang der Rampe und gegen Ende erkennt.

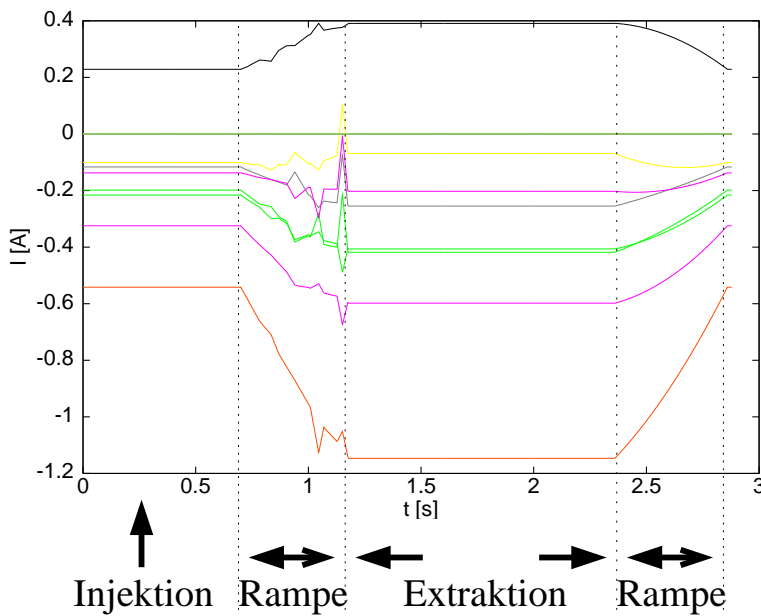


Abbildung 5.16: Ansteuerströme der vertikalen Korrektormagnete. Zwischen den Stützstellen werden Parabeläste interpoliert. Auf der ansteigenden Rampe ist zusätzlich eine starke harmonische Korrektur appliziert, die einen Spin-Flip an der Resonanz $\gamma a = 4$ erzeugt.

5.3.2. Die harmonische Korrektur

Für die Resonanzen oberhalb von 2 GeV genügt eine gute Korrektur der Gleichgewichtsbahn nicht mehr. Hier ist zusätzlich eine gezielte Unterdrückung der verbleibenden Störkomponenten nötig. Allerdings lassen sich mit einer begrenzten Anzahl von Korrekturmagneten nicht alle Störkomponenten des Orbits gleichzeitig korrigieren. Man beschränkt sich deshalb auf die Korrektur jeweils einer Harmonischen aus dem Closed-Orbit-Spektrum, nämlich immer gerade der Harmonischen, die die Resonanzstärke einer einzigen Imperfektionsresonanz dominiert. Diese Korrekturmethode funktioniert immer genau für eine Imperfektionsresonanz¹. Also müssen die zu applizierenden harmonischen Closed-Orbit-Korrekturen von Resonanz zu Resonanz während der Rampe gewechselt werden.

Das Prinzip

Die Funktionsweise ist denkbar einfach: Die Imperfektionsresonanzen entstehen durch jeweils eine Fourierkomponente der horizontalen Magnetfelder entlang eines Umlaufs im Beschleuniger. Nun ist es möglich, durch gezieltes Hinzufügen von weiteren horizontalen Magnetfeldern mit entsprechender Stärke und Positionierung diese Fourierkomponente zu verstärken oder aber auch zu verringern. Für die Imperfektionsresonanz mit der Resonanzbedingung $\gamma a = k$ erzeugt man durch zusätzliche Magnete ein horizontales Magnetfeld

$$B_x(\Theta) = a_k \sin(k\Theta) + b_k \cos(k\Theta) \quad ,$$

¹Eine ähnliche Methode existiert zur Kompensation der intrinsischen Resonanzen, die bei ELSA jedoch nicht zum Einsatz kommt. Hier werden anstelle der Dipol-Korrekturmagnete kleine Quadrupole verwendet. Den gleichen Effekt erreicht man auch, wenn man die Haupt-Quadrupole getrennt ansteuern könnte. Für jede Resonanz wird dann die Optik des Beschleunigers so verändert, daß im Idealfall vertikaler Arbeitspunkt und Symmetrie der Beschleunigeroptik eine bestimmte intrinsische Resonanz unterdrückt wird. Dieses Verfahren kommt meistens jedoch nicht ohne spezielle Veränderungen an der Beschleunigerstruktur aus. In Brookhaven wurde es jedoch bereits zur Verbesserung der Resonanzquerung ins Auge gefaßt [103]. Mit schnellen Dipolmagneten, die Frequenzen im Bereich der Betatronoszillationen (2 bis 10 MHz) anregen können, könnten intrinsische Resonanzen auch gezielt unterdrückt werden. Durch Modulation der Betatronbewegung kann man die Resonanzfrequenz der intrinsischen Resonanz zum Zeitpunkt der Kreuzung verschieben, bzw. eine Aufspaltung in zwei Seiten-Bänder erreichen. Wegen des großen Aufwands werden diese Methoden für ELSA jedoch nicht weiter verfolgt.

wobei $\Theta(s_0) = \int_0^{s_0} \frac{ds}{\rho(s)}$ der Umlaufwinkel ist¹. Im Idealfall kann die vorhandene Resonanzstärke dieser Resonanz vollständig kompensiert werden. Dieser Idealfall liegt immer dann vor, wenn die hinzugefügten Magnetfelder von ihrer Stärke und Phase die vorhandenen Stör-Magnetfelder kompensieren können. Erstere Bedingung ist leicht zu erfüllen, wenn man Korrektormagnete mit entsprechender Stärke verwendet oder den Closed-Orbit soweit verlagern kann, daß der Strahl dann in den Quadrupolen die entsprechenden Magnetfelder erfährt. Die richtige Phase zu treffen, ist schon schwieriger, da es hier genau darauf ankommt, wo die Korrektormagnetfelder und die Quadrupole der Maschine plaziert sind. Simulationen der harmonischen Korrektur [59] haben gezeigt, daß eine vollständige Kompensation mit den vorhandenen Korrektormagneten bei ELSA immer gelingen sollte. Dies liegt daran, daß man eine nur annähernd richtige Phase durch entsprechende, viel größere Magnetfeldstärken als eigentlich nötig wären, ausgleichen kann. Nebeneffekt der harmonischen Korrektur ist jedoch, daß mit der Applizierung der zusätzlichen Magnetfelder zwar eine Resonanz korrigiert wird, jedoch alle anderen Imperfektionsresonanzen im allgemeinen verstärkt werden, da die mehr oder weniger diskrete Verteilung der Korrektormagnetfelder ein breites Harmonischen-Spektrum mitanregt. Dies stört jedoch bis zu gewissen Grenzen die Korrektur der einen Resonanz nicht. Nach dem Kreuzen dieser Resonanz werden deshalb die zusätzlichen Magnetfelder wieder abgeschaltet.

Die Implementierung

Bei ELSA wurden erste Untersuchungen des Verfahrens mit Hilfe einer geschlossenen vertikalen Orbit-Beule gemacht [54]. Hierzu wird mit Hilfe von drei oder vier Korrektormagneten die Gleichgewichtsbahn auf ca. einem Drittel des Umfangs des Beschleunigers um einige Millimeter versetzt. Auf diese Weise werden hauptsächlich harmonische Magnetfelder der Grundordnung 3 erzeugt, da ein Drittel der Fokussierungsquadrupole nun versetzt durchlaufen werden. In diesem ersten Test konnte gezeigt werden, daß für eine bestimmte Maximalablage der Beule die Resonanz $\gamma a = 3$ kompensiert werden kann (siehe [59]). Die benötigten Stärken der Korrekturdipole waren jedoch sehr hoch. Dies und auch die Tatsache, daß die produzierten Orbit-Ablagen in der Größenordnung von 10 mm lagen, macht die Korrektur mit einem einzelnen Korrektormagneten oder einer Orbit-Beule unpraktikabel für ELSA im Hinblick auf höhere Energien und schnelle Energierampen. Außerdem werden starke höhere Harmonische durch die mit großen Ablagen durchlaufenen Quadrupole erzeugt. Deshalb wurden fortan fast² alle Korrektormagnete für die harmonische Korrektur verwendet.

Simulationen zur harmonischen Korrektur finden sich in [59] und Untersuchungen zu den Ursachen für die Imperfektionsresonanzen finden sich in [96].

Eine Implementierung der dynamischen und harmonischen Korrektur der Imperfektionsresonanzen wurde vorgenommen. Hierzu wurde die Ansteuerung der Korrektorrampen modifiziert und die wichtigsten Funktionen für die Korrektur in einem gemeinsamen Menü des Beschleuniger-Kontrollsystems zusammengefaßt. Das Verfahren wurde schließlich erfolgreich bei den Resonanzen $\gamma a = 3, 4, 5, 6$ und 7 getestet³.

¹Im Allgemeinen muß auch die Symmetrie des Beschleunigers berücksichtigt werden. Die Beiträge $\gamma a = l \cdot P$ werden nämlich schon durch die Superperiodizität des Beschleunigers verstärkt. So gibt es z.B. Beiträge zur Resonanz $\gamma a = 3 = 1 \cdot 2 + 1$, die mit einer Kombination aus periodischen Magnetfeldern mit einfacher Periodizität ($k = 1$) als auch periodischen Magnetfeldern mit Superperiodizität ($k = 2$) kompensiert werden müßten. Die Beiträge durch systematische Unvollkommenheiten sind jedoch, wie schon in Kapitel 2.8 erläutert, klein, und die Grundharmonische $\gamma a = 0 + 3$ ist dominierend.

²An Stellen, an denen es mehrere Korrektoren bei gleichem Umlaufwinkel Θ gibt, wird jeweils nur ein Korrektor genutzt. Somit ergibt sich eine gut verteilte Störung der Gleichgewichtsbahn mit minimalen Amplituden bei maximaler Wirkung auf die Polarisierung.

³Für die Resonanz $\gamma a = 7$ war eine erfolgreiche Korrektur ohne Schleppfehlerkorrektur der Korrektormagnete nicht möglich. Mitte 2001 konnte jedoch eine zufriedenstellende Schleppfehlerkorrektur in die Softwareansteuerung des Korrektorsystems eingebaut werden (siehe weiter unten).

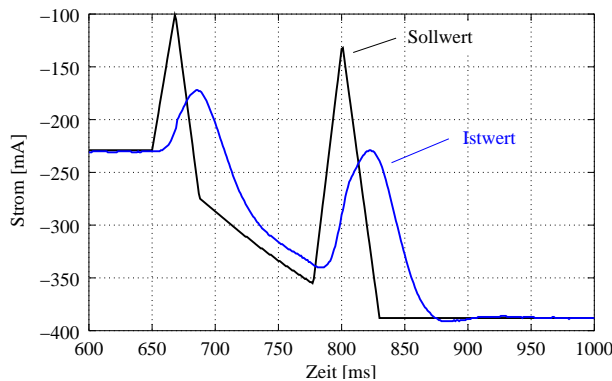


Abbildung 5.17: Stromwertvorgabe und tatsächlicher Verlauf des Stroms eines Korrektormagneten ohne Schleppfehler-Korrektur während einer Rampe (1.2 GeV bis 2.4 GeV, 650 ms bis 830 ms) mit deutlich starken Aussteuerungen zur harmonischen Korrektur der Resonanzen bei 1.322 GeV und 2.203 GeV. Durch die Trägheit des Netzgerätes läuft der tatsächliche Stromverlauf nicht nur um ca. 22 ms hinter des Vorgabe her, sondern die Amplituden der harmonischen Korrektur sind viel kleiner.

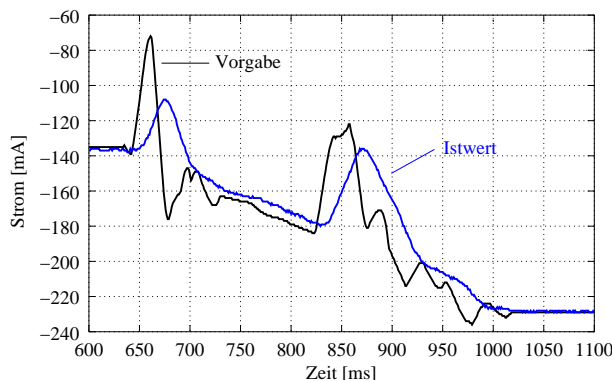


Abbildung 5.18: Stromwertvorgabe und tatsächlicher Verlauf des Stroms eines Korrektormagneten bei Anwendung der FIR-Schleppfehler-Korrektur während einer Rampe (1.2 GeV bis 2.75 GeV, 650 ms bis 994 ms) mit deutlich starken Aussteuerungen zur harmonischen Korrektur der Resonanzen bei 1.322 GeV und 2.203 GeV. Die Sollform der Rampe (stückweise gerade) wird so besser erreicht. Durch Übersteuerung der Vorgabe wird ein Überschwingen und Nachlaufen des Stromes verhindert.

Für jede Imperfektionsresonanz kann individuell ein Korrektordatensatz (als Stützstelle für die dynamische Closed-Orbit-Korrektur) sowie die Amplituden für die jeweiligen harmonischen Magnetfelder angegeben werden. Aus diesen Daten und den Korrektordatensätzen für die Injektion und die Extraktion werden die Ansteuerungsrampen für die Korrektormagnete durch Interpolation und Skalierung mit der Energie berechnet. Die Rampen für die Ströme der Korrektoren werden aus Parabel-Stücken zusammengesetzt. Für kritische Fälle kann eine Schleppfehler-Korrektur für die Korrektorstrome berechnet werden. Auf Wunsch können Vorgaben der Amplituden aus der Resonanzstärken-Berechnung aus dem Beschleunigermodell als Startwerte gemacht, die der Benutzer in der Regel durch weiteres empirisches Vorgehen optimieren muß.

Schleppfehlerkorrektur

Damit die Rampen der Korrektormagnete auch synchron zur Energierampe ablaufen, müssen die nicht unerheblichen Schleppfehler der Korrektormagnete ausgeglichen werden. In einer Messung [96] wurde aus der Sprung-Antwort eines Korrektors eine Zeitkonstante von $\tau = 51$ ms gemessen (Zeit um von 10% auf 90% des Sprungs zu kommen). Dies führt nicht nur zu einem deutlichen Nachlaufen der tatsächlichen Korrektorstrome gegenüber den Ansteuervorgaben um ca. 22 ms, sondern auch kurzfristige Stromänderungen, wie sie für die harmonische Korrektur benötigt werden, sind in ihrer Amplitude stark gemindert (siehe Abb. 5.17). Außerdem ändert sich der Strom noch deutlich nach Ende der Beschleunigungsrampe, weshalb eine verlängerte Extraktionspräparationszeit notwendig wird.

Um dies zu kompensieren, müssen die Netzgeräte entsprechend der Änderungsgeschwindigkeit übersteuert werden. Hierzu wurden verschiedene Algorithmen, angefangen von einer einfachen Schleppzeit-

korrektur über eine $L\dot{I}$ -Kompensation¹ bis hin zu einer digitalen FIR-Filter²-Korrektur [24] mit individuellen, aus der Impulsantwort der Korrektormagnete einschließlich der zugehörigen Netzgeräte berechneten Koeffizienten implementiert und getestet. Ziel ist es, aus den Rampenvorgaben und einem simulierten Modell des Korrektors samt Netzgerät die Ansteuerströme zu berechnen, und zwar so, daß die höheren Frequenzen im Spektrum der Ansteuerungsrampen, die durch das Tiefpaßverhalten der Induktivität des Korrektors stark gedämpft werden, soweit phasenrichtig verstärkt werden, daß sich die Bandbreite des Systems maximal vergrößert. Erst mit einem FIR-Filter mit 20 Koeffizienten pro Korrektormagnet konnten die größten³ Schleppfehler einigermaßen zuverlässig entfernt werden (vgl. Abb. 5.18)⁴.

5.3.3. Messungen

Der Erfolg der dynamischen Closed-Orbit-Korrektur zusammen mit den harmonischen Korrekturen kann (außer durch die Polarisierung) mit Hilfe der zeitaufgelösten Orbit-Messung überprüft werden: Abb. 5.19 zeigt eine zeitaufgelöste Closed-Orbit-Messung mit einer harmonischen Korrektur für die Resonanz $\gamma a = 4$, welche einen (unvollständigen) Spin-Flip erzeugt. Dies kann in den Orbit-Ablagen an der gezielten Vergrößerung beobachtet werden. Während der Rampe bleibt der Orbit ansonsten gut korrigiert.

Abb. 5.20 zeigt beispielhaft die gemessenen Polarisationswerte am Møller-Polarimeter während der Einstellung zur harmonischen Korrektur der Imperfektionsresonanzen $\gamma a = 3, 4$ und 5 bei einer Extraktionsenergie von 2.4 GeV, Abb. 5.21 die Meßwerte für die Resonanzen $\gamma a = 6$ und 7 bei einer Extraktionsenergie von 2.75 bzw. 3.2 GeV. Der sinnvolle Einstellbereich der Koeffizienten für die Korrektur (die Amplituden-Werte sind maximale Strahlablenwinkel der Korrektoren in rad) ist (abhängig von der Energie) auf etwa ± 0.15 begrenzt⁵. Damit kann bei den Resonanzen $\gamma a = 4$ und 5 auch ein (sogar vollständiger) Spin-Flip erzeugt werden. Eine Antikorrektur dieser Resonanzen ist deshalb hier auch möglich. Bei hohen Energien kann es jedoch auch hier vorkommen, daß einzelne Korrektoren mit ihrem maximalen Strom betrieben werden. Man erkennt dies daran, daß der Verlauf der Polarisierung in Abhängigkeit von der Amplitude der Cosinus- bzw. Sinus-Komponenten am Rand wieder abflacht, ohne daß ein Spin-Flip erzeugt wird. Bei der Resonanz $\gamma a = 3$ führt die ungünstige Platzierung der Korrektoren zu einem nur geringen Einfluß auf die Resonanzstärke.

Der Polarisationsverlauf ist ansonsten symmetrisch um ein relativ breites Maximum. Mit jeweils etwa 5 Meßpunkten läßt sich mit Hilfe einer Anpassung an eine empirisch gefundene Funktion

$$f(x) = a + b \exp\left(-\frac{(x-c)^2}{d^2}\right) \quad \text{oder} \quad g(x) = a + \frac{b}{\sqrt{(x-b)^2 + c^2}}$$

das Maximum ablesen. Die Sinus- bzw. Cosinus-Komponenten sollten unabhängig voneinander sein, so daß das absolute Maximum in der Regel schon nach einem Durchgang von Sinus- und Cosinus-Komponenten im Rahmen der Meßgenauigkeit erreicht wird. Statt der Sinus- und Cosinus-Komponenten können alternativ auch Amplitude und Phase der Korrektur eingestellt und optimiert werden.

Abb. 5.22 zeigt dieselbe Situation für die Imperfektionsresonanz $\gamma a = 5$, diesmal in dreidimensionaler Darstellung. Die während der Optimierung gefundenen Polarisationswerte sind über dem zweidimensionalen Parameter-Raum aufgetragen. Der Fit mit einer zweidimensionalen Gaußfunktion ergibt eine verschwindende Korrelation der Hauptachsen.

¹In der $L\dot{I}$ -Kompensation wird die Induktionsspannung, die beim Rampen der Magnete entsteht, kompensiert.

²FIR=*finite impulse response*, Filter mit endlicher Impulsantwort.

³Der Erfolg der Schleppfehler-Korrektur wird leider gemindert, da die verwendeten COPS-Netzgeräte [45] maximal 2 A Strom erzeugen können und schnelle Nulldurchgänge nicht fehlerfrei bewältigen. Der schnelle Polaritätswechsel ist das größte Problem im dynamischen Betrieb der Netzgeräte, die ursprünglich nicht für schnelle Rampen gedacht waren. Die Strategie, die sich hierbei bislang empfiehlt, ist es, Nulldurchgänge zu vermeiden. Dies kann durch geschickte Wahl der für die Erzeugung der Korrektordatensätze einzusetzenden Korrekturmagnete erfolgen.

⁴Bei Abb. 5.18 handelt es sich nicht um den gleichen Korrektor wie in Abb. 5.17.

⁵Bei einem Übersteuern der Korrektormagnete wird der Benutzer vom Kontrollsystem gewarnt.

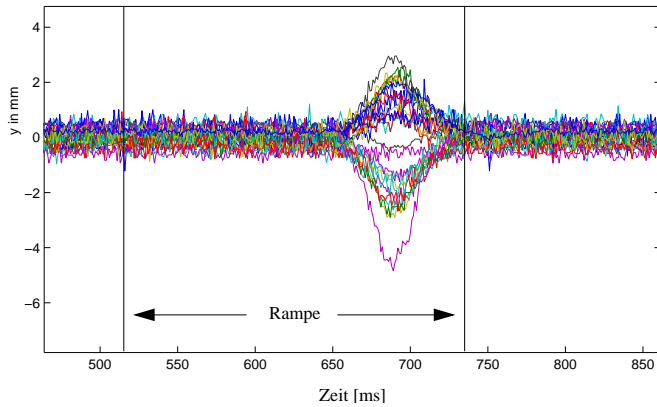


Abbildung 5.19: Zeitaufgelöste Closed-Orbit-Messung. Aufgetragen sind die vertikalen Ablagen an den BPM-Messstellen gegen die Zeit während einer Energierampe. Der RMS-Wert der Ablagen beträgt etwa $160 \mu\text{m}$. Gegen Ende der Rampe ist eine (gewollte) Vergrößerung der Orbitablagen zu sehen, die durch die Korrektormagnete erzeugt wird. Hiermit wurde ein Spin-Flip an der Resonanz $\gamma a = 4$ erzeugt.

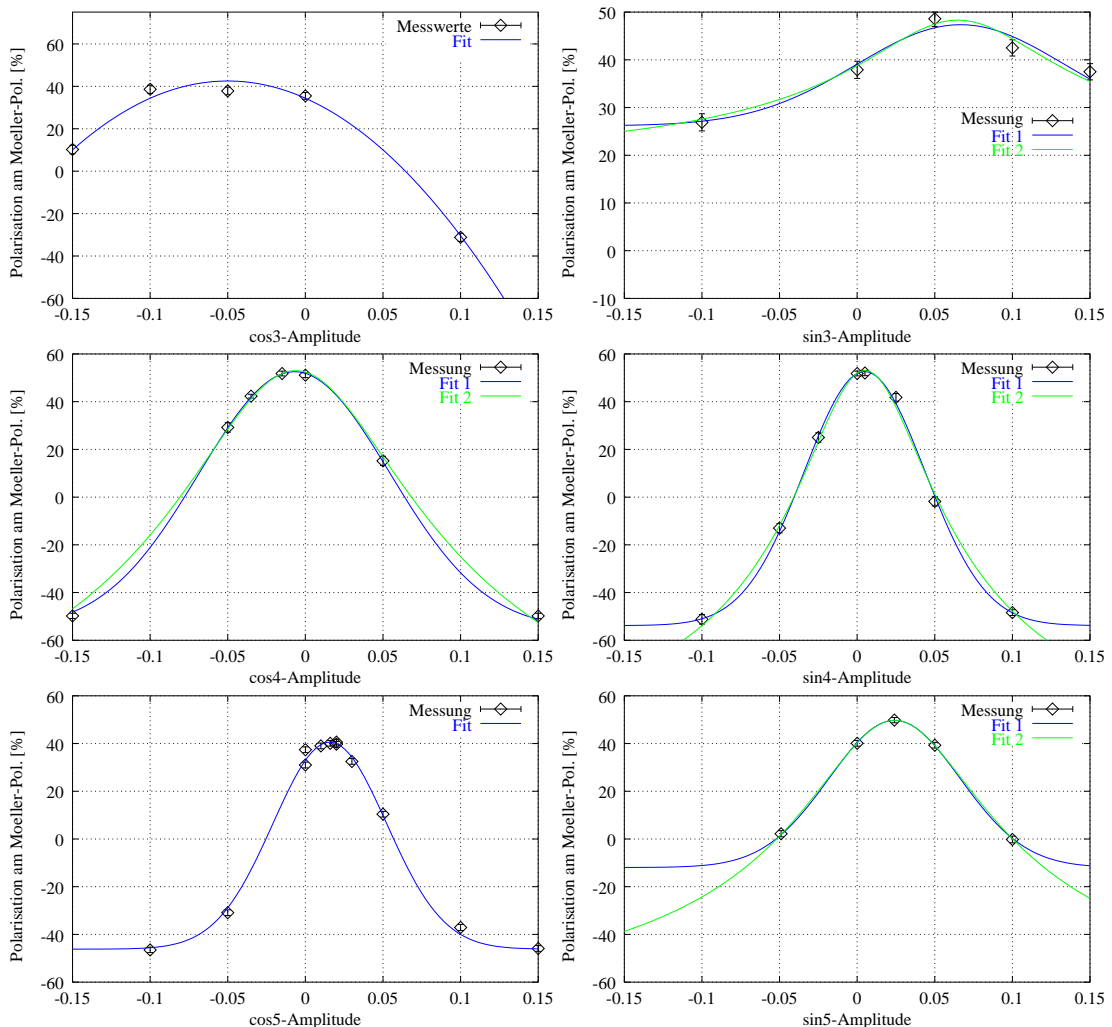


Abbildung 5.20.: Harmonische Korrektur der Imperfektionsresonanzen $\gamma a = 3, 4$ und 5 . Aufgetragen sind die während der Optimierung bei einer Extraktionsenergie von 2.4 GeV gemessenen Polarisationswerte in Abhängigkeit von der Amplitude der Cosinus- bzw. Sinus-Komponenten. Die Cosinus-Komponente wurde jeweils zuerst variiert und dann auf dem Wert für das Polarisationsmaximum gelassen. Anschließend wurde die Sinus-Komponente variiert. Durch einen Fit mit einer empirischen Funktion (siehe Text) lässt sich jeweils das Maximum ablesen. Bei den Resonanzen $\gamma a = 4$ und 5 lässt sich mit Hilfe der Korrektoren auch ein Spin-Flip erzeugen.

5. Maßnahmen zur Erhaltung der Polarisation im Stretcherring

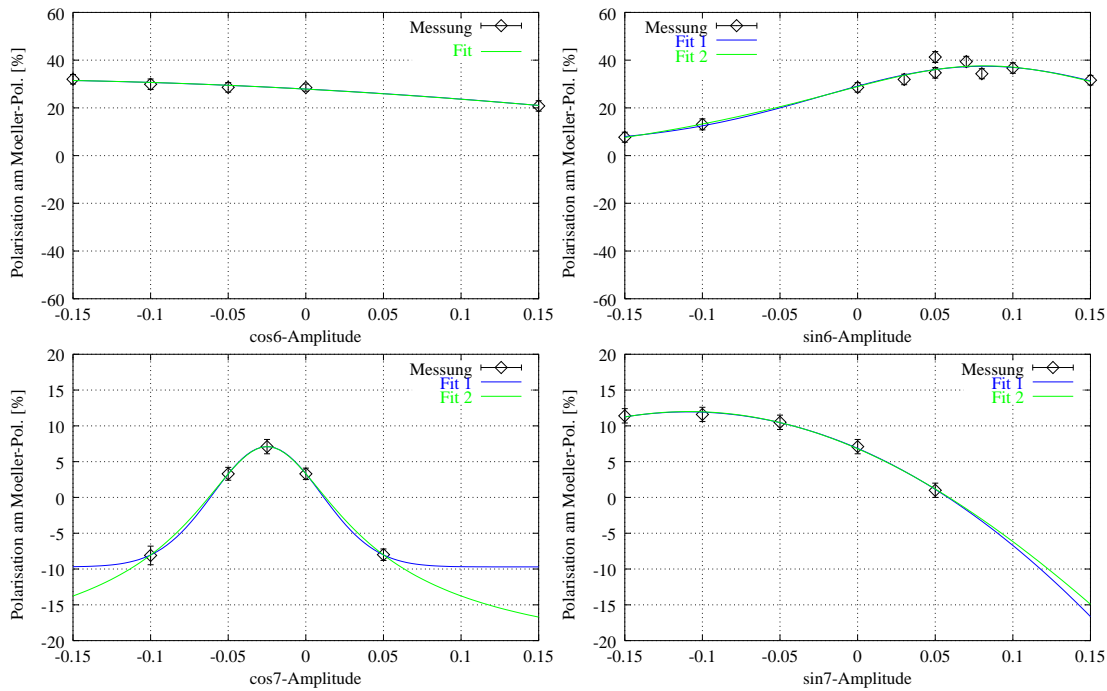
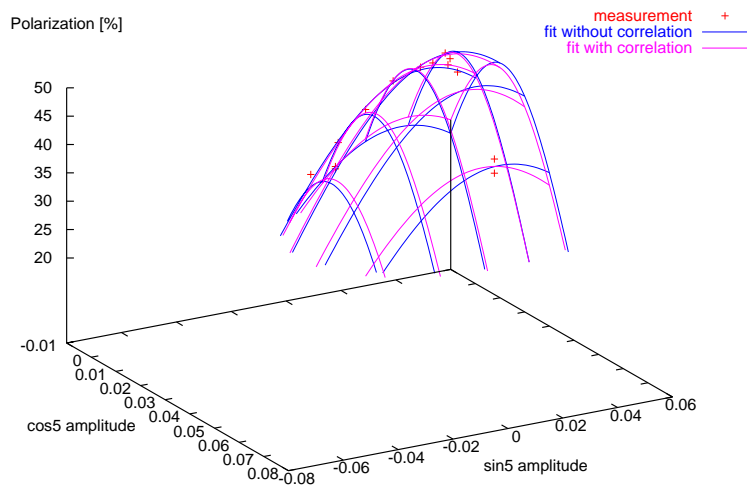


Abbildung 5.21.: Harmonische Korrektur der Imperfektionsresonanzen $\gamma a = 6$ und 7. Aufgetragen sind die während der Optimierung bei einer Extraktionsenergie von 2.75 GeV bzw. 3.2 GeV gemessenen Polarisationswerte in Abhängigkeit von der Amplitude der Cosinus- bzw. Sinus-Komponenten. Die am Møller-Polarimeter gemessenen Polarisationswerte werden aufgrund der unvollständigen Spindrehung in der externen Strahlführung mit zunehmender Extraktionsenergie immer kleiner. Die bei 3.2 GeV gemessenen 11.6 % entsprechen 55 % in ELSA.

Abbildung 5.22: Harmonische Korrektur der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 5$. Aufgetragen sind die während der Optimierung gemessenen Polarisationswerte im zweidimensionalen Parameter-Raum. Der Fit mit einer zweidimensionalen Gaußfunktion ergibt eine verschwindende Korrelation der Hauptachsen.



5.3.4. Anti-Korrektur

Wie man in den Abbildungen 5.20 und 5.21 sieht, ist bei einigen Resonanzen mit Hilfe der harmonischen Korrektur auch ein Spin-Flip möglich, wenn die Amplituden der Orbit-Modulation nur stark genug sind. Der Polarisationsgrad beim Spin-Flip ist nur geringfügig kleiner als das Maximum, welches durch die harmonische Korrektur erreicht wird.

Diese Tatsache macht diese „Anti-Korrektur“ auch bei ELSA zu einem nützlichen Hilfsmittel, auch wenn kleinere Polarisationsverluste (eine Simulation hierzu findet sich in Kapitel 4.9) in Kauf genommen werden müssen. Es hat sich nämlich herausgestellt, daß sich insbesondere bei hohen Energien kleinste Änderungen des Closed-Orbits bei optimaler harmonischer Korrektur auf den Polarisationsgrad auswirken. Diese kleinen Änderungen entstehen im Verlaufe von Tagen durch Boden- und Gebäudebewegungen¹, die die Magnete des Beschleunigers minimal versetzen. Das Optimum der Parameter der harmonischen Korrektur wird deshalb leicht verlassen, so daß eine Neueinstellung der Parameter erforderlich wird. Die damit verbundenen Polarisationsverluste und Ausfallzeiten können gravierender sein als die mit einem Spin-Flip an einer Resonanz verbundene Depolarisation. Eine Anti-Korrektur ist nämlich schnell einzustellen und relativ stabil, da sie nicht so empfindlich von den Parametern abhängt. Allerdings sollten die Orbitablagen nicht größer als nötig werden, da zum einen die Depolarisation zunimmt und zweitens durch Nachlaufen der Korrektoren die Korrektur der folgenden (intrinsischen) Resonanz beeinträchtigt werden kann, wenn die Anti-Korrektur nicht rechtzeitig wieder zurückgenommen ist².

¹Bewegungen des Fundaments des Beschleunigers werden hauptsächlich durch Umbauten in der Experimentierhalle, bei denen schwere Lasten versetzt werden, hervorgerufen, aber auch durch Erdbeben (wie das in der Nacht vom 19. auf den 20. Januar 2000, um 3:03:17.2 Uhr (UTC) mit der Stärke 3.7 auf der Richterskala [92]. Das Epizentrum lag bei Arzdorf in der Nähe von Meckenheim. Hierbei wurden einige Quadrupole deutlich meßbar vertikal versetzt).

²Es wurde beobachtet, daß durch eine starke Anti-Korrektur der Resonanz $\gamma a = 6$ die Korrektur der Resonanz $\gamma a = 2 + Q_z$ beeinflusst wurde. Infolge der Anti-Korrektur hatte der Strahl zum Zeitpunkt des Arbeitspunktsprungs noch deutliche Ablagen (auch in den Tunejump-Magneten). Eine offenbar mit der Anti-Korrektur verbundene Strahlanregung hatte die Resonanz verstärkt und das Pulsen der Sprungquadrupole verursachte eine weitere stärkere Strahlanregung und Strahlablagen.

Polarisation in ELSA

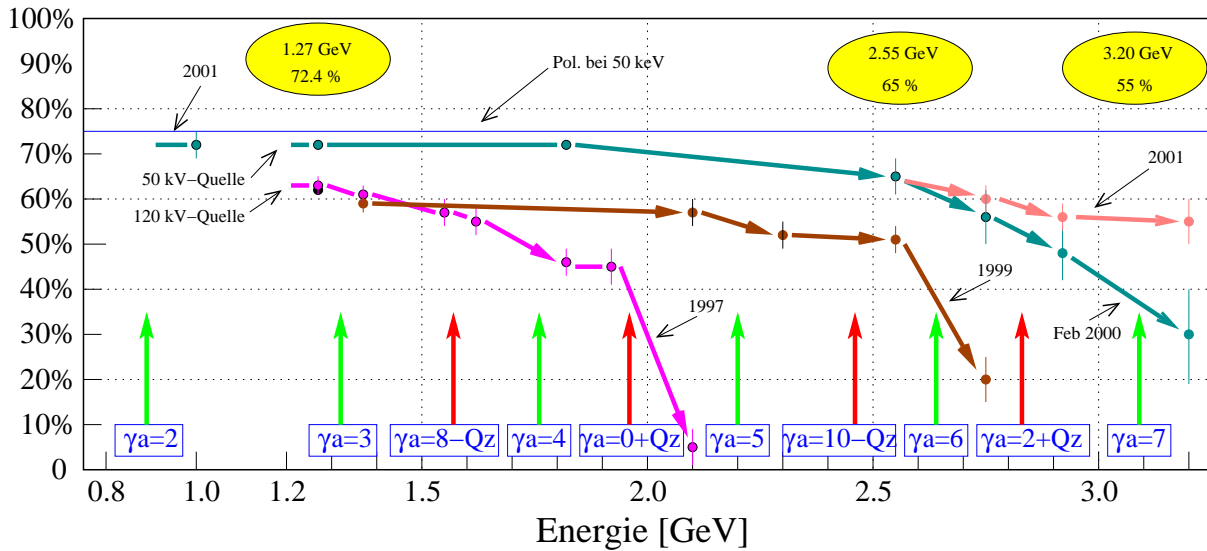


Abbildung 5.23.: Bislang erreichte Polarisationsgrade in ELSA. Die schwarzen Pfeile zeigen die Lage der intrinsischen Resonanzen, die grauen Pfeile die der Imperfektionsresonanzen.

5.4. Ergebnisse: Erreichte Polarisationsgrade

Durch die Korrektur der depolarisierenden Resonanzen war es möglich, den polarisierten Elektronenstrahl erfolgreich auf hohe Energien zu beschleunigen [105]. Damit wurde der Energiebereich, in dem polarisierte Elektronen für externe Experimente zur Verfügung gestellt werden können, erheblich erweitert. Es wurde ein Polarisationsgrad von 73% bei Injektionsenergie von typischerweise 1.2 GeV oder bei Energien kleiner 1 GeV beobachtet. Bis zu Energien von 2 GeV konnte dieser Polarisationsgrad verlustfrei erhalten werden. Bis 2.55 GeV konnte immer noch ein Polarisationsgrad von 65% angeboten werden, der bis zu Energien von 3.2 GeV leicht auf 55% abgesunken war (siehe Abb. 5.23)¹. Dies ist etwa das Maximum, welches man für die Polarisation mit den bislang eingesetzten Korrektur- und Arbeitspunktsprungsystemen erwarten darf. Ein Strom von max. 3 nA konnte zum GDH-Tagger-Target geliefert werden.

Das Vorgehen, welches zu diesem Resultat geführt hat, war folgendes: In einer eintägigen Vorbereitungszeit wurde über die grundlegenden Parameter entschieden. Die Rampengeschwindigkeit wurde auf 4.5 GeV/s festgesetzt. Im Prinzip sind zwar auch höhere Rampengeschwindigkeiten möglich, Tests mit 6.67 GeV/s haben jedoch gezeigt, daß die Schlepfehler-Korrekturen bei diesen hohen Geschwindigkeiten nicht mehr zuverlässig arbeitet und somit den Wirkungsbereich der dynamischen und harmonischen Korrekturen stark einschränkt. Andererseits darf die Rampengeschwindigkeit wiederum auch nicht so niedrig sein, daß die beiden intrinsischen Resonanzen $\gamma a = 8 - Q_z$ und $\gamma a = 10 - Q_z$, die normalerweise nicht übersprungen werden brauchen, Depolarisationen von mehr als 1 % verursachen. 4.5 GeV/s ist ein guter Kompromiß.

Weil diese beiden Resonanzen nicht übersprungen werden müssen, kann man auf ein dynamisches Verschieben des Arbeitspunktes auf der Rampe verzichten. Da die beiden bis 3.2 GeV zu überspringenden Resonanzen $\gamma a = 0 + Q_z$ und $\gamma a = 2 + Q_z$ in gleicher Richtung übersprungen werden, steht der volle Arbeitspunkthub auch so zur Verfügung. Man wählt den Arbeitspunkt für die gesamte Rampe einfach so

¹In Abb. 5.23 zusätzlich eingezeichnet sind die Resultate der einzelnen Meßzeiten. Bis Ende 1999 wurde die 120 kV-Quelle für polarisierte Elektronen eingesetzt, die mit ca. 63 % eine geringere Ausgangspolarisation hatte.

hoch wie möglich, also nahe an der halbzahligen optischen Resonanz $Q_z \leq 4.5$ und nahe an der drittelzahligen Resonanz $Q_x \leq 14/3$ (siehe auch Abb. 5.14). In der letzten Meßzeit wurde ein Arbeitspunkt von $Q_x = 4.650$ und $Q_z = 4.450$ eingestellt. Bei einem Probetrieb während der Vorbereitungszeit wurde darauf geachtet, daß hierbei auch beim Betrieb des Arbeitspunktsprungsystems kein Strahlverlust auf der Rampe auftrat. Die Arbeitspunktsprünge, die appliziert werden konnten, waren $\Delta Q_z = 0.09$ bei 2.0 GeV und $\Delta Q_z = 0.08$ bei 2.8 GeV. Dies deutet daraufhin, daß der Arbeitspunkt während der Rampe vermutlich wegen der Schleppfehler der Magnete schwankt, und zwar wird er kleiner, so daß für den zweiten Sprung nur noch weniger Platz zur Verfügung bleibt. Eine Sprungamplitude von $\Delta Q_z = 0.08$ sollte aber ausreichen, um beide Resonanzen mit ihren Synchrotronsatelliten erster Ordnung zuverlässig zu überspringen. Hierbei ist berücksichtigt, daß der Überspannungsfaktor der HF mit zunehmender Energie kleiner wird, wenn die Spannung der Beschleunigungs-Resonatoren nicht mitgerampert wird.

In einem zweiten Schritt werden die Korrektordatensätze für den optimalen gewählten Arbeitspunkt und für alle Energien der Imperfektionsresonanzen sowie Injektions- und Extraktionsenergien erzeugt. Dies geschieht, indem jeweils im Speichermodus ca. 10 bis 20 mA Strom gespeichert und auf die jeweilige Energie beschleunigt wird. Jetzt wird der Closed-Orbit gemessen und in einigen Iterationen korrigiert. Hierbei muß darauf geachtet werden, daß die Konvergenz für nahe beieinander liegende Energien auch ähnliche Korrektorkorrekturen erzeugt und möglichst wenige Korrektoren in Strom-Sättigung betrieben werden. Dies ist notwendig, damit bei der späteren Interpolation auch zwischen den Stützstellen-Energien der Orbit gut korrigiert bleibt. Die Frequenz der Beschleunigungs-Resonatoren wird bei diesem Vorgang einmal optimiert.

Die Verhältnisse im statischen Speicherbetrieb geben natürlich nicht die mitunter komplizierteren Verhältnisse auf einer schnellen Beschleunigungsrampe wieder. Insbesondere der Arbeitspunkt ist auf der Rampe nicht konstant. Es hat sich aber gezeigt, daß dieses Verfahren in der Regel zu brauchbaren Ergebnissen führt.

6. Anwendungen

6.1. Energiekalibration mit Hilfe der Resonanzdepolarisation

Überblick

Unter Energiekalibration bei Kreisbeschleunigern versteht man normalerweise die Zuordnung von Strahlenergie zu eingestellter Magnetfeldstärke in den Ablenk dipolmagneten. Für Teilchen auf der Sollbahn gilt dann $p_0 c = \sqrt{E^2 - m_0^2 c^4} = e \rho_0 B_0$ (Zyklotron-Formel), wobei p_0 der Impuls des Sollteilchens, ρ_0 der Ablenkradius und B_0 das Magnetfeld in den Dipolen ist. Da die tatsächlichen Teilchenbewegungen i.a. komplizierter sind, ist die Energiebestimmung aus der Magnetfeldstärke allein zu ungenau. Korrektur- und Störmagnetfelder führen nämlich zu einer mittleren Bahnverlängerung der Teilchenbahn, außerdem ist der effektive Ablenkwinkel der einzelnen Dipole nur ungenügend genau bekannt¹ und variiert zudem von Dipol zu Dipol wegen Fertigungstoleranzen, die zu Inhomogenitäten des Feldes in den Magneten führen. Über die Beziehung

$$p_0 c = \frac{e}{2\pi} \int_0^L B_z(s) ds$$

kann bei hinreichend guter Kenntnis sämtlicher Magnetfelder und Feldfehler eine Energiebestimmung mit einer Genauigkeit von besser als 1% erfolgen. Die Bahnlänge kann aus der Wellenlänge der Beschleunigungs-Hochfrequenz nach $L = h \cdot \lambda_{\text{HF}}$ bestimmt werden. Hierbei ist h eine ganze Zahl und wird *Harmonischenzahl* genannt².

Für eine genauere Energiemessung müssen weitere unabhängige Meßgrößen herangezogen werden. Die Polarisation eignet sich hierzu. Im Prinzip gibt es zwei Möglichkeiten, die Polarisation des Strahls zur Energiemessung auszunutzen:

- Aus der Lage der Imperfektionsresonanzen läßt sich die Energie bestimmen. Läßt sich die Resonanz von ihren Synchrotronseitenbändern unterscheiden (z. B. durch unterschiedliche Depolarisationszeiten oder durch Vermessung des gesamten Energiebereichs), so ist eine Energiebestimmung mit einer Genauigkeit von besser als $\Delta E/E = 10^{-3}$ möglich. Hierzu kann man bei Variation der Extraktionsenergie den Polarisationsgrad des extrahierten Strahls beobachten. Erreicht die Extraktionsenergie eine depolarisierende Resonanz, so liegt die invariante Spinachse horizontal, und es sollte keine vertikale Polarisation mehr gemessen werden. Aus der Kante des Polarisationsabfalls und der so gefundenen Lage der Resonanz kann die Energie bestimmt werden, da die Lage der Imperfektionsresonanzen ausschließlich von den gut bekannten Naturkonstanten Gyromagnetische Anomalie a und Masse des Elektrons abhängt. Zur praktischen Handhabung stellt man Rampgeschwindigkeit so ein, daß eine deutliche Stufe (oder sogar ein Spin-Flip) an der Resonanz beobachtet werden kann, dann ist jederzeit leicht zu entscheiden, ob man sich mit der eingestellten Energie noch unterhalb oder schon oberhalb der Resonanz befindet. Auf diese Weise wird die Resonanz dann eingeschachtelt.

¹Die Länge der idealen Gleichgewichtsbahn in ELSA wurde zuletzt in [96] über eine Anpassung an die Dispersionsfunktion $D_x(s)$ nach Variation der Beschleunigungs-HF-Frequenz bei optimaler Closed-Orbit-Korrektur zu $L = 164.3952$ m bestimmt. Danach ist die effektive Feldlänge der Dipolmagnete $l_{\text{eff}} = 2.875$ m, ihr Krümmungsradius $\rho_{\text{eff}} = 11.013$ m.

²Für ELSA ist $h = 274$.

Die Unsicherheit dieser Energiemessung kommt daher allein durch die Breite der Resonanz. Diese sollte bei der dritten Imperfektionsresonanz max. etwa $\sigma_E/E = 4 \cdot 10^{-4}$ betragen (vgl. Kap. 2.9). Nachteil dieser Meßmethode bei ELSA ist, daß mit einem externen Polarimeter gemessen werden muß und deshalb die externe Strahlführung bei jeder Energie neu eingestellt werden muß, was die ganze Messung sehr langwierig macht. Außerdem lassen sich so nur wenige Energien vermessen, nämlich die der max. 6 Imperfektionsresonanzen. Sollen außerdem noch die intrinsischen Resonanzen zur Energiebestimmung verwendet werden, so ist eine hochgenaue Messung des vertikalen Arbeitspunktes nötig. Diese Messung wird jedoch erschwert durch evtl. Driften des Arbeitspunktes auf der Beschleunigungsrampe. Die Energiemessung an intrinsischen Resonanzen ist deshalb bei ELSA derzeit nicht mit genügender Genauigkeit möglich.

- Eine sehr genaue Energiekalibration von Ringbeschleunigern mit einer prinzipiellen Genauigkeit von besser als $\Delta E/E = 10^{-5}$ ist durch die Depolarisation mit Hilfe einer künstlichen Resonanz möglich. Die Auflösung wird hier tatsächlich nur von den Energie-Schwankungen des Strahls selber begrenzt.

Praktischerweise findet dieses Verfahren im Speicherbetrieb Anwendung: Über einen gewissen Zeitraum wird ein Strahl im Speicherring gespeichert, der entweder bereits polarisiert injiziert werden kann, oder sich nach einer Weile durch den Sokolov-Ternov-Effekt selbst polarisiert. Die Frequenz eines Kickers, der ein horizontales Magnetfeld erzeugt, wird dann langsam in einem Frequenzbereich entsprechend dem Energiebereich, in dem man die Energie vermutet, hin und her gefahren. Mit einem Polarimeter wird laufend der Polarisationsgrad gemessen. Mit dem Kicker wird so eine künstliche depolarisierende Resonanz erzeugt, deren Lage im Energiebereich durch Veränderung der Frequenz verschoben werden kann. Aus der Frequenz, bei der man Depolarisation des Strahls beobachtet, kann man die Energie des Strahls ausrechnen. Dieses Verfahren wurde bereits an mehreren Synchrotronlichtquellen in Verbindung mit einem Touschek-Polarimeter (siehe auch [101, 86]) und bei LEP in Verbindung mit einem Compton-Polarimeter (siehe [81]) erfolgreich eingesetzt. Es erlaubt eine hochgenaue Energiemessung je nach Energie alle paar Minuten bzw. jede Stunde, ohne den Synchrotronlichtbetrieb selbst zu stören. Bei ELSA könnte das Verfahren in Verbindung mit einem internen Polarimeter, dem Compton-Polarimeter (siehe Anhang A.3) oder einem Touschek-Polarimeter (siehe Anhang A.4) eingesetzt werden.

Messung des Momentum-Compaction-Faktors

Nebeneffekt der Energiekalibration wäre, daß auch der Momentum-Compaction-Faktor mit derselben Genauigkeit bestimmt werden könnte. Hierbei verändert man leicht die Frequenz der Beschleunigungsresonatoren. Dies führt zu einer Veränderung der Gleichgewichtsbahn derart, daß sich eine Bahnverlängerung $\Delta L = h \cdot \Delta \lambda_{HF}$ gegenüber der Sollbahnlänge L ergibt¹.

Gleichzeitig ergibt sich eine Impulsabweichung Δp (bzw. Energieabweichung, für Elektronen bei hohen Energien gilt mit genügender Genauigkeit $\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta p}{p}$) des Strahls, der so auf eine Dispersionsbahn $x(s) = D(s) \frac{\Delta p}{p}$ gezwungen wird.

Die Impulsabweichung (Energieabweichung), die in der Regel nur wenige keV beträgt, ließe sich mit der hochgenauen Energiemessung direkt bestimmen. Der *Momentum Compaction Faktor*

$$\alpha := \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p} = \frac{\frac{\nu_1}{\nu_2} - 1}{\frac{E_2}{E_1} - 1}$$

¹In Elektronenbeschleunigern wird die Länge der Gleichgewichtsbahn von der Wellenlänge $\lambda_{HF} = c/\nu_{HF}$ des elektromagnetischen Feldes in den Beschleunigungsresonatoren und der Harmonischenzahl h festgelegt, da $L = h \cdot \lambda_{HF}$ aufgrund der Phasenfokussierung gelten muß.

kann so vermessen werden. Hierbei sind ν_1 und ν_2 die zu den jeweils gemessenen Energien E_1 und E_2 gehörenden Frequenzen der Beschleunigungs-HF.

Die Bahnverlängerung führt zu Closed-Orbit-Ablagen, die mit den Strahlpositionsmonitoren gemessen werden können. Bei bekannter Dispersionsfunktion, die aus einem Modell des Beschleunigers gerechnet oder auch unabhängig vermessen werden konnte (siehe [96]), ergibt sich außerdem [78]:

$$\Delta L = \frac{\Delta p}{p} \int \frac{D(s)}{\rho(s)} ds \quad .$$

Über den Momentum-Compaction-Faktor erhält man so einen unabhängigen Vergleich:

$$\alpha = \frac{1}{L} \int \frac{D(s)}{\rho(s)} ds = \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p} \quad .$$

6.2. Studien zur Energiemessung im Speicherbetrieb bei ELSA

Es soll zunächst untersucht werden, wie sich die Energie des im Speicherring gespeicherten Strahls zerstörungsfrei mit hoher Genauigkeit bestimmen läßt. Wichtigste Voraussetzung hierfür ist natürlich ein Polarimeter, welches die Strahlpolarisation ohne nennenswerte Strahlverluste nachweisen kann. Dies steht — um es gleich vorwegzunehmen — derzeit bei ELSA nicht zur Verfügung. Untersuchungen zur Möglichkeit, ein Touschek-Polarimeter, wie es bei Synchrotronlichtquellen der dritten Generation ohne viel Aufwand zum Zwecke der Energiebestimmung eingesetzt wird, auch bei ELSA mit Hilfe von Strahlverlust-Monitoren zu realisieren, wurden angestellt und finden sich im Anhang A.4. Rechnungen und Testmessungen haben aber gezeigt, daß das Vakuum im Beschleunigerring zu schlecht ist und ein Polarimeter, basierend auf dem Touschek-Effekt, derzeit nicht realisiert werden kann.

Das Compton-Polarimeter könnte eingesetzt werden, allerdings ist es wegen technischer Schwierigkeiten bislang noch nicht fertiggestellt worden. Im Hinblick auf die zukünftige Funktionsfähigkeit des Compton-Polarimeters sollen in diesem Kapitel dennoch die Methode der hochgenauen Energiemessung im Speicherbetrieb vorgestellt und die Möglichkeiten der Realisierung diskutiert werden.

Polarisierter Strahl

Zunächst muß ein polarisierter Elektronenstrahl gespeichert werden. Hierzu kann man entweder den polarisierten Elektronenstrahl aus der Quelle für polarisierte Elektronen injizieren und speichern, oder aber ein zunächst unpolarisierter Strahl wird im Stretcherring gespeichert, und man nutzt den Sokolov-Ternov-Effekt aus, der dazu führt, daß sich die Polarisation nach einigen Minuten von selbst aufbaut.

Typischerweise wird der Strahl bei einer niedrigen Energie, z.B. bei 1.2 GeV oder 1.6 GeV injiziert und ein Strom von bis zu 160 mA akkumuliert. Danach wird der Strahl auf die gewünschte Endenergie nachbeschleunigt und dort über mehrere Stunden gespeichert.

Die Energie des Strahls ist somit bei korrigierter Gleichgewichtsbahn durch die Ströme in den Ablenkendipolen vorgegeben und aus einer früheren Energiekalibration mehr oder weniger genau bekannt.

Künstliche depolarisierende Resonanzen

Horizontale Magnetfelder, ob nun durch die Beschleunigerstruktur selbst verursacht oder durch andere äußere Einflüsse, verursachen depolarisierende Resonanzen, wenn sie in bestimmter Phasenbeziehung zur Spin-Präzession stehen. Dies eröffnet die Möglichkeit, durch absichtliches Applizieren von radialen oder longitudinalen magnetischen Wechselfeldern z.B. in Kickern oder schnellen Solenoiden, künstliche depolarisierende Resonanzen bei beliebigen Energien mit mehr oder weniger beliebiger Resonanzstärke zu erzeugen, die auch noch beliebig in ihrer Lage verschoben werden können.

Ein horizontales oszillierendes Magnetfeld an einer Stelle im Ring erzeugt künstliche depolarisierende Resonanzen bei

$$\gamma a = n \pm \frac{\omega_k}{\omega_0} \quad . \quad (6.1)$$

$\omega_k = 2\pi\nu_k$ ist die Kreisfrequenz des z.B. in einem Kicker erzeugten Magnetfeldes.

Diese Technik hat insbesondere Anwendung bei der hochgenauen Energiemessung von Ringbeschleunigern, die inzwischen an Elektronen-Speicherringen wie LEP [81, 85], ALS [101], BESSY I und BESSY II [86] routinemäßig durchgeführt wird bzw. wurde.

Energiebestimmung

Die Frequenz, mit der die künstliche Resonanz erzeugt wird, wird langsam in einem möglichst engen Bereich um die vermutete tatsächliche Energie hin und her gefahren. Entspricht die Resonanzenergie der so erzeugten künstlichen Resonanz der Strahlenergie, so wird eine Depolarisation bei der entsprechenden Frequenz mit einer charakteristischen Depolarisationszeit mit dem internen Polarimeter beobachtet. Anhand der Depolarisationszeit kann verifiziert werden, daß die Depolarisation an der eigentlichen Resonanz und nicht an einem Synchrotronsatelliten erfolgt, da die wesentlich schwächeren Synchrotronsatelliten relativ lange Depolarisationszeiten hervorbringen. Aus der Frequenz, bei der die Depolarisation erfolgt, ergibt sich direkt nach Gleichung (6.1)¹ die genaue Energie des Elektronenstrahls.

Die Selbstpolarisation des Strahls ist hier hilfreich: Nach ca. einer Stunde ist die Polarisation nach einer Resonanzdepolarisation wieder aufgebaut, so daß erneut eine Energiemessung erfolgen kann. Untersuchungen zur Langzeitstabilität des Beschleunigers während des Synchrotronlichtbetriebs sind damit möglich².

6.2.1. Synthetische Resonanzen mit dem Stripline-Kicker

Bei ELSA gibt es die Möglichkeit, ein transversales Magnetfeld über einen Stripline-Kicker zu applizieren. Der Stripline-Kicker wird üblicherweise zur Strahlanregung bei der Messung der Betatronarbeitspunkte zusammen mit einem Strahlstrom-Monitor und einem Spektrumanalyzer als skalarer Netzwerkanalysator verwendet. Ein Verstärker mit einer maximalen Ausgangsleistung von 100 W und Frequenzen bis 10 MHz steht zur Verfügung. Die Striplines des Kickers können so verschaltet werden, daß ein horizontales Magnetfeld über eine Länge von einem halben Meter entsteht. Es entstehen nach Gleichung (6.1) künstliche depolarisierende Resonanzen bei $\gamma a = n \pm \frac{\omega_k}{\omega_0}$. Die Kreisfrequenz des im Stripline-Kicker erzeugten Magnetfeldes kann leicht eingestellt werden und ist maximal so groß wie die Umlauffrequenz der Teilchen, also bei ELSA $\nu_k \leq 1.8236$ MHz, um bei jeder beliebigen Energie eine Resonanz zu erzeugen. Damit kann der Beschleuniger im ganzen Energiebereich mit hoher Genauigkeit vermessen werden³.

Nach [67] ist die Resonanzstärke einer künstlichen Resonanz gegeben durch

$$\epsilon = (1 + \gamma a) \frac{b_{kr}}{B_0} = \frac{(1 + Q_{sp}) \int B_k ds}{2\pi R B_0} \quad .$$

¹Wobei die Strahlenergie allerdings bereits grob bekannt sein muß, damit man die ganze Zahl n und das Vorzeichen in Gleichung (6.1) bestimmen kann.

²Bei großen Beschleunigern wie LEP am CERN war es so sogar möglich, die kleinen Energieschwankungen des Strahls auf Mondphasen, den Wasserstand des Genfer Sees und sogar auf den Fahrplan des in der Nähe des Geländes passierenden Schnellzugs zurückzuführen (siehe [83, 84]).

³Da ein Stripline-Kicker immer mehrere depolarisierende Resonanzen auf einmal erzeugt (Gleichung (6.1) ist nicht eindeutig), ist eine grobe Kenntnis der Strahlenergie aus anderer Quelle notwendig. Innerhalb eines 220 MeV breiten Bandes kann dann die Strahlenergie nach Auflösen der Mehrdeutigkeit exakt gemessen werden. Der nötige Frequenzbereich des Stripline-Kickers darf dabei auch bei einer anderen Grundfrequenz liegen. Beispielsweise von 3.65 MHz bis 5.47 MHz.

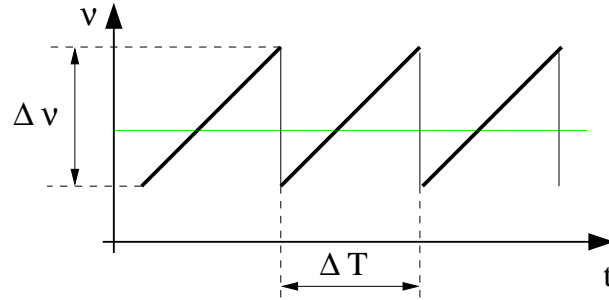


Abbildung 6.1: Sägezahnförmige Modulation der Kicker-Frequenz.

Dies gilt für longitudinale Felder, also für anregende Solenoide. Für transversale Magnetfelder ist allerdings der verstärkende Einfluß der Beschleunigerstruktur aufgrund der ebenfalls angeregten Teilchenbewegung noch nicht berücksichtigt.

Der vorhandene Leistungsverstärker für den Stripline-Kicker erlaubt eine Ansteuerung bis 10 Megahertz durch einen Funktionsgenerator, so daß die einzige Problematik, die es zu untersuchen gilt, ist, ob die vorhandene maximale Verstärkerleistung von 100 W ausreicht, eine sichtbare Depolarisation zu erzeugen. Um nämlich die Resonanz zu treffen, ist es nötig, entweder den Kicker mit einem kontinuierlichen Frequenzspektrum bestimmter Breite zu betreiben oder die Frequenz während der Speicherzeit des Strahls in einem Bereich hin und her zu fahren. Dieser Bereich kann dann nach und nach verkleinert werden, um die genaue Energie zu bestimmen. In ersterem Fall geht nur ein Bruchteil der Leistung in die Depolarisation verursachende Resonanz, was zu einer sehr langsamen Depolarisation führt, in letzterem Fall läßt sich die Depolarisation aus der Anzahl der Resonanzkreuzungen und aus der Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit berechnen. Auch hier dauert es relativ lange, da die erzeugbaren Resonanzstärken von Natur aus sehr klein sind. Bei sehr schnellem Frequenzschieben gehen dann beide Verfahren ineinander über: Man erzeugt so zu einer Grundfrequenz Seitenbänder, was zu einer effektiven Verbreiterung des Frequenzspektrums führt.

Rechnungen (in [100]) haben gezeigt, daß das vorhandene Stripline-Kicker-System verwendet werden kann. Mit den aufgezeichneten Meßwerten (im einfachsten Fall sind dies die Strahlverlustaten) sollte ein signifikanter Abfall der Polarisation innerhalb einiger Sekunden nachgewiesen werden können.

Verschiebt man die Resonanz durch eine sägezahnförmige Frequenzmodulation mit der Periode ΔT und einem Hub von $\Delta\omega$ (siehe Abb. 6.1), so erreicht man eine Resonanzkreuzung mit der Geschwindigkeit

$$\alpha = \frac{\Delta\omega}{\omega_0^2 \Delta T} \quad .$$

Die Froissart-Stora-Formel $P_f/P_i = 2e^{-\frac{\pi|\epsilon|^2}{2\alpha}} - 1$ gibt nun ein Maß für die Depolarisation je Kreuzung: Für kleine $\epsilon/\sqrt{\alpha}$ kann man nähern, und mit $\Delta P := P_f - P_i$ ergibt sich:

$$\frac{\Delta P}{P_i} = 2(e^{-\frac{\pi|\epsilon|^2}{2\alpha}} - 1) \approx -\frac{\pi|\epsilon|^2}{\alpha} \quad .$$

Dies läßt sich für ELSA in einer Faustformel zusammenfassen:

$$\frac{\Delta P}{P_i} = -\frac{\pi|\epsilon|^2 \omega_0^2 \Delta T}{\Delta\omega} = -2\pi^2 |\epsilon|^2 \nu_0 \frac{\Delta T}{\Delta Q_{sp}} \quad .$$

Um einen möglichst großen Effekt zu erzielen, ist es also entweder notwendig, die Modulationszeit möglichst groß zu wählen, um eine möglichst langsame Kreuzungsgeschwindigkeit zu erhalten, oder aber das Frequenzintervall zu verkleinern. In ersterem Fall verschlechtert sich der Duty-Faktor des Zyklus der Maschine erheblich, im letzteren Fall erhöht sich der Meßaufwand, da man nun sehr lange

braucht, bis man die Resonanz überhaupt findet. Allerdings ist die Unsicherheit der Energie aus der Kalibration an Imperfektionsresonanzen derzeit etwa bei 1 MeV. In diesem kleinen Energiebereich kann die Frequenz mit Periodenzeiten von ca. 30 Minuten gefahren werden. Bei der mit dem Stripline-Kicker und dem vorhandenen Verstärker erzielbaren Leistung sollte sich eine deutlich sichtbare Depolarisation von 10 % in ca. 10 Sekunden einstellen. Bei den extrem langsamen Frequenzverschiebungen spielen nämlich die Energieschwingungen des Strahls und der Rippel der Magnet-Netzgeräte eine Rolle. Sie verbreitern den Energiebereich, in dem die Resonanz getroffen wird. Allerdings entstehen auch Synchrotronsatelliten, die evtl. zu einem falschen Meßresultat führen. Eine Energiemessung sollte deshalb aus zwei Messungen bestehen, bei der die Frequenz einmal von höheren und einmal von niedrigen Frequenzen an die zu messende Energie gefahren wird. Depolarisationen an den Seitenbändern der künstlichen Resonanz lassen sich somit trotzdem für die Energiebestimmung nutzen, da sie symmetrisch um die Resonanz verteilt sind.

Leider ist die künstliche Resonanz, wenn sie mit dem vorhandenen Stripline-Kicker und dem zugehörigen HF-Verstärker erzeugt wird, nur sehr schwach, so daß dieses Verfahren nicht im Nachbeschleunigungsmodus mit externem Polarimeter verwendet werden kann. Mit einem internen Polarimeter hingegen gestaltet sich diese Meßmethode äußerst simpel. Sollte dieses Verfahren ernsthaft für die Routinemessung bei ELSA in Erwägung gezogen werden, so empfiehlt es sich jedoch, über den Einsatz eines stärkeren Verstärkers für den Stripline-Kicker nachzudenken. Etwa 1 bis 2 kW Leistung wäre bei der jetzigen Geometrie des Kickers wünschenswert.

6.2.2. Spin-Response

Bei der Applikation eines transversalen Magnetfeldes zur Erzeugung einer künstlichen Resonanz muß zur Berechnung der effektiven Resonanzstärke der Einfluß des oszillierenden Magnetfeldes auf den Strahl berücksichtigt werden. Ein transversales Feld führt nämlich zu einer vertikalen Anregung des Strahls, die ungünstigenfalls eine optische Resonanz anregt (dies nutzt man aus, um den Arbeitspunkt zu messen), die zu Strahlaufweitung und letztlich Strahlverlusten führt. Diese Strahlanregung hat auch einen Einfluß auf die Polarisation. Sie kann je nach Kicker-Position die vom Kicker verursachte Depolarisation verstärken aber auch abschwächen, je nachdem, ob die durch den Kicker gestörte Teilchenbahn in den folgenden Quadrupolen durch den Kick einen gleich- oder gegengerichteten depolarisierenden Einfluß erfährt. Im Extremfall kann eine energetisch zwar noch weit entfernte intrinsische Resonanz so stark mitangeregt werden, daß sie auch bei dieser Energie durchschlägt und Polarisationsverluste oder Spin-Flip verursachen kann.

Die so genannte Spin-Response-Funktion $F(Q_{sp}, s)$ [86, 13, 74, 93] beschreibt das Verhältnis von Depolarisation verursacht vom Kicker mit Strahlanregung zu Depolarisation ohne. Oder genauer

$$|F(Q_{sp}, s)| = \frac{\Omega_x \text{ mit Oszillationen}}{\Omega_x \text{ ohne Oszillationen}} \quad .$$

Hierbei ist $\Omega_x := \sqrt{n_x^2(Q_{sp}, s) + n_s^2(Q_{sp}, s)}$ die Stärke der horizontalen Komponenten der effektiven invarianten Spinachse, also ein Maß für die Auslenkung aus der Vertikalen, die die Spins der Teilchen an dieser Stelle des Rings bei gegebener Energie erfahren.

Die Spin-Response-Funktion ist eine Funktion der Azimuth-Position im Beschleuniger und der Energie. Da sie keine Annahmen über die genaue Art der Strahlanregung macht, kann sie aus der Beschleunigerstruktur selbst berechnet werden mit Hilfe der optischen Funktionen unter Verwendung der Floquet-Koordinaten

$$w_z = \sqrt{\beta_z} \exp\left(i \int \frac{ds}{\beta_z}\right) \quad \text{und}$$

$$w'_z = \frac{w_z}{\beta_z} \left(\frac{1}{2}\beta'_z + i\right) \quad :$$

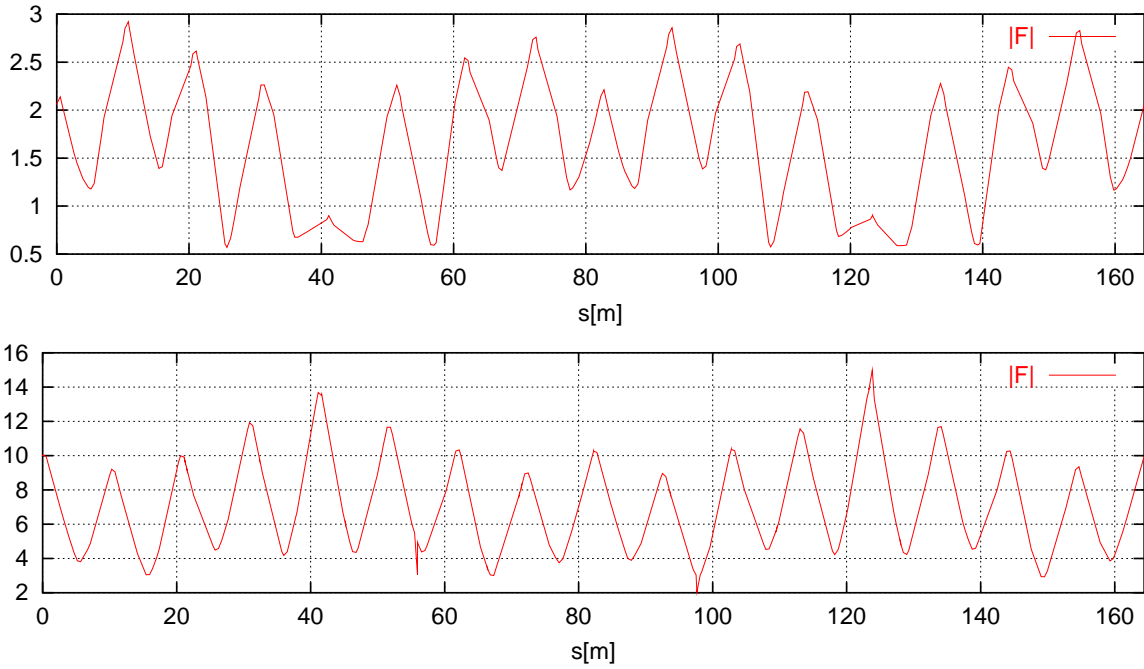


Abbildung 6.2.: Spin-Response-Funktion $|F|$ für ELSA bei 1.2 GeV (oben) und 2.1 GeV (unten): Abhängigkeit der Spin-Response von der Einbauposition des Kickers im Ring.

$$F(Q_{sp}, s) = \frac{Q_{sp}}{2} e^{iQ_{sp}\Theta(s)} \left(\frac{w_z \int_s^{s+L} w_z'^* e^{-iQ_{sp}\tilde{K}} \frac{B_z ds}{B\rho}}{1 - \exp(2\pi i(Q_{sp} + Q_z))} - \frac{w_z^* \int_s^{s+L} w_z' e^{-iQ_{sp}\tilde{K}} \frac{B_z ds}{B\rho}}{1 - \exp(2\pi i(Q_{sp} - Q_z))} \right), \quad (6.2)$$

wobei $\tilde{K} = \int_0^s \frac{B_z ds}{B\rho}$ ist.

Für eine runde Maschine (ohne gerade Stücke) mit konstanter Fokussierung gilt insbesondere

$$F(Q_{sp}) = \frac{Q_{sp}^2}{Q_{sp}^2 - Q_z^2}. \quad (6.3)$$

Die Resonanzen bei $Q_{sp} = n \pm Q_z$ finden sich auch in der allgemeinen Form von F . Dies sind die schon bekannten intrinsischen Resonanzen. Diese depolarisieren auch, wenn überhaupt kein Kicker installiert ist.

Mit Hilfe der optischen Funktionen kann diese Funktion durch Auswerten des Integrals aus Gleichung 6.2 berechnet werden (siehe Abb. 6.2). Die Faktoren bewegen sich je nach Einbauposition und Strahlenergie zwischen 0.1 und 10. Für die Wirkung eines Kickers zur Erzeugung einer künstlichen depolarisierenden Resonanz ist die evtl. Stärkung oder Dämpfung der Depolarisation durch die Strahl-anregung also durchaus ein beachtlicher Effekt.

Die Spin-Response-Funktion und allgemein der Gesamteinfluß der Beschleunigerstruktur auf die Polarisation läßt sich auch mit Hilfe des Spintrackings berechnen, wenn neben der Spindynamik auch die Teilchendynamik Umlauf für Umlauf mitberechnet wird.

Die Abbildungen 6.3 und 6.4 zeigen eine solche Berechnung der Spin-Response-Funktion mit Hilfe des Spintrackings. Abb. 6.3 zeigt die Abhängigkeit der vertikalen Strahlbreite (in beliebigen Einheiten) und der Spin-Response von der Kickerfrequenz bei festgehaltener Energie und Abb. 6.4 dieselben Größen in Anhängigkeit von der Energie bei jeweils auf Resonanz abgestimmter Kickerfrequenz. Die

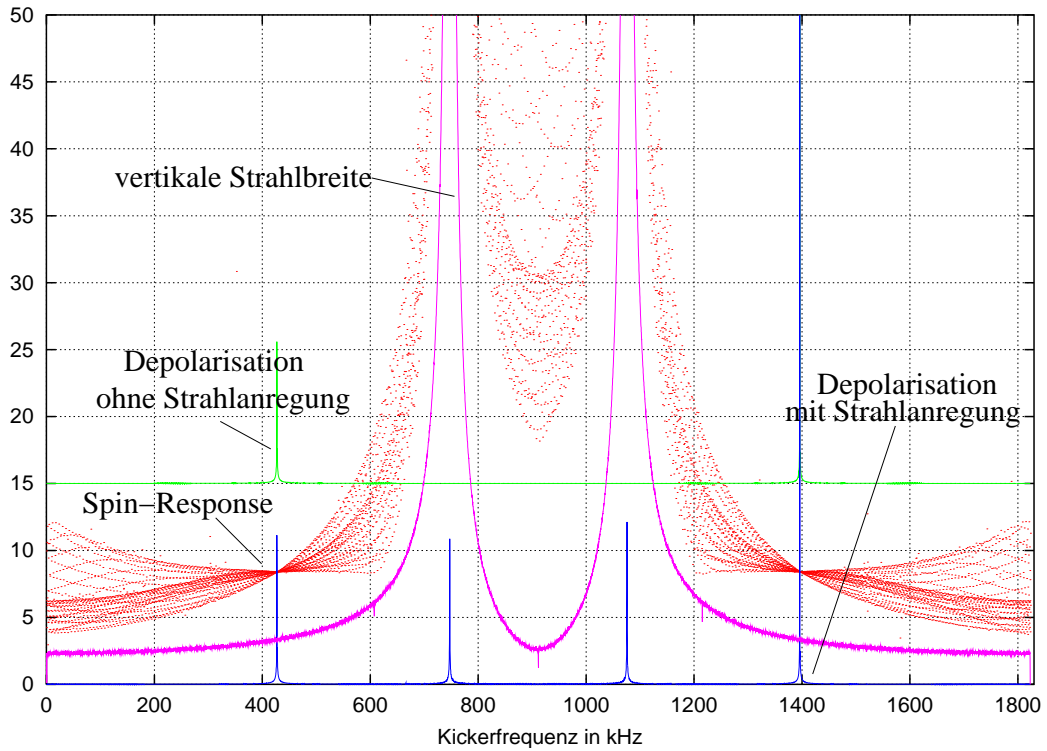


Abbildung 6.3.: Einflüsse eines oszillierenden Kickermagnetfeldes auf den Strahlquerschnitt und die Polarisation (Erläuterungen im Text). $E=2.1$ GeV.

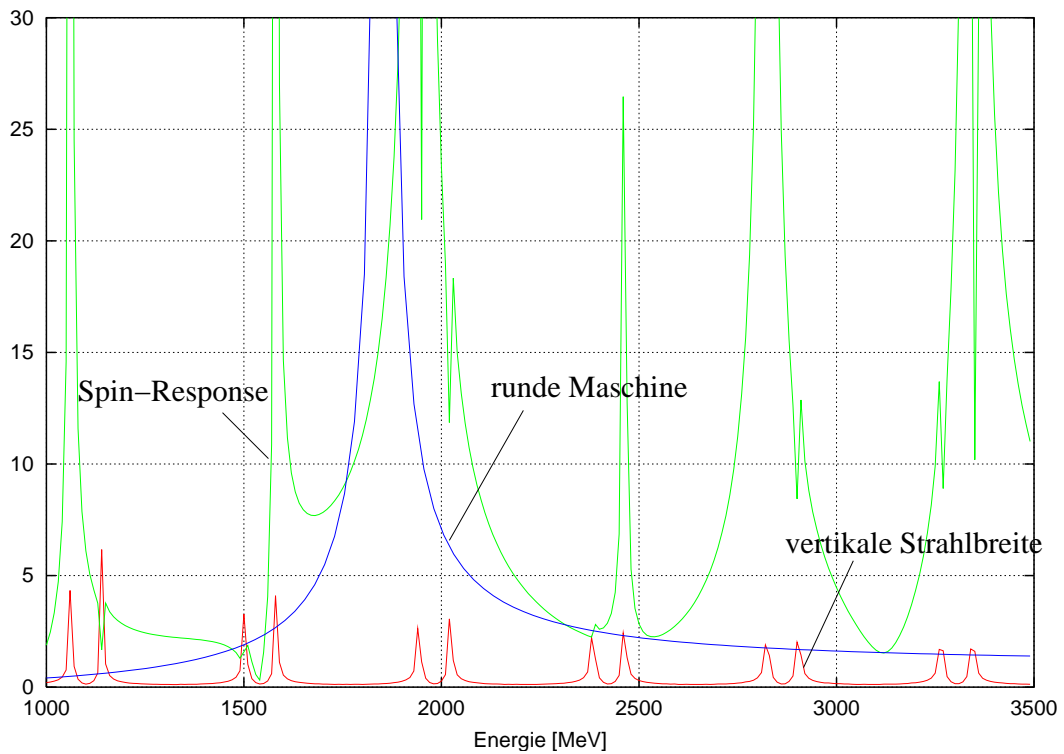


Abbildung 6.4.: Energieabhängigkeit der Spin-Response sowie der vertikalen Strahlbreite. Die durchgezogene Kurve geht aus einer analytischen Betrachtung für eine runde Maschine hervor. Die tatsächliche Kurve zeigt weitaus mehr Struktur, in der sich die intrinsischen depolarisierenden Resonanzen der Maschine widerspiegeln.

Spin-Response ergibt sich als Verhältnis der Depolarisationen mit eingeschalteter Teilchenbewegung zu denen ohne.

Zusätzlich sind in den Abbildungen aufgetragen:

1. in Abb. 6.3 die Depolarisation, verursacht durch den Stripline-Kicker in beliebigen Einheiten für ausgeschaltete Betatronschwingungen (der Übersichtlichkeit halber um 15 Einheiten angehoben), sowie unter Berücksichtigung der Strahlanregung (für eingeschaltete Betatronschwingungen),
2. in Abb. 6.4 die Spin-Response-Funktion nach Gleichung (6.3) für eine „runde“ Maschine.

Abb. 6.3 zeigt zunächst einmal die Einflüsse eines oszillierenden Kicker magnetfeldes auf den Strahlquerschnitt und die Polarisation. Bei bestimmten Kickerfrequenzen kann eine starke Strahlanregung erfolgen (Die beiden Pole in der Abhängigkeit des Strahlquerschnitts hätten möglicherweise einen totalen Strahlverlust zu Folge.). Ebenso ist die Wirkung auf die Polarisation (hier als Depolarisation nach einer vorgegebenen Anzahl von Umläufen aufgetragen) bei speziellen Kickerfrequenzen maximal. Der Wert der Spin-Response-Funktion für diese Energie (und den Einbauort des Kickers) ergibt sich aus dem Verhältnis der Depolarisationen mit eingeschalteter Teilchenbewegung zu denen ohne und kann bei den Frequenzen $\nu_k = 420$ kHz und $\nu_k = 1400$ kHz abgelesen werden. Daß die Kurve in dieser Grafik nicht genau horizontal verläuft, liegt daran, daß die Berechnung aus einem Tracking mit endlich vielen Umläufen erfolgte und die Genauigkeit bei sehr kleiner Depolarisation, die ja in den Nenner eingeht, nur schlecht ist. Die Werte für die Spin-Response streuen deshalb um den theoretischen Wert, der für alle Kickerfrequenzen eigentlich konstant ist. Bei den beiden Frequenzen, wo durch resonante Anregung der Betatronbewegung eine Strahl-Instabilität entsteht ($\frac{\nu_k}{\nu_0} = Q_z - 4$ und $\frac{\nu_k}{\nu_0} = 5 - Q_z$), gut zu erkennen am dramatischen Anstieg der Strahlbreite, ist die Spin-Response unbestimmt.

Der Kicker erzeugt bei Frequenzen ν_k , für die gilt $\frac{\nu_k}{\nu_0} = 5 - Q_{sp}$ und $\frac{\nu_k}{\nu_0} = 4 + Q_{sp}$ Depolarisation, aber auch durch die dann unendliche Verstärkung der Beschleunigerstruktur und der vertikalen Strahlbewegung bei den Frequenzen $\frac{\nu_k}{\nu_0} = Q_z - 4$ und $\frac{\nu_k}{\nu_0} = 5 - Q_z$.

Dies kann man sich so vorstellen, daß — abgesehen davon, daß der Strahl unter diesen Verhältnissen instabil wird — gleichzeitig eine intrinsische depolarisierende Resonanz angeregt wird bzw. durch Frequenz-Mischung mit der Kickerfrequenz auf diese Energie verschoben wird. Diesen Sachverhalt sieht man auch besonders gut in Abb. 6.4. Der Kicker erzeugt bei verschiedenen Energien Betatronresonanzen, jeweils wenn die Kickerfrequenz (die ja jetzt energieabhängig ist) zusätzlich mit dem nicht-ganzzahligen Anteil der vertikalen Betatronschwingung übereinstimmt. In diesem Fall sind dann Betatronbewegung und Spinpräzession in Phase, weswegen es nicht verwunderlich ist, daß die intrinsischen depolarisierenden Resonanzen (einschließlich der Gradientenfehlerresonanzen) sich in der Spin-Response-Funktion widerspiegeln. Interessant sind jedoch insbesondere die Bereiche zwischen den Resonanzen, bei denen dann zwecks Energiekalibration mit der künstlichen depolarisierenden Resonanz gezielt depolarisiert werden kann.

Fazit

Mit einem geeigneten internen Polarimeter und einem stärkeren Leistungsverstärker mit einem Frequenzbereich von 3 bis 5 MHz und einer Leistung von 1 bis 2 kW läßt sich ein System zur automatischen zerstörungsfreien Energiemessung mit hoher Genauigkeit für den Speicherbetrieb bei ELSA realisieren. Hierbei kann der bereits installierte Stripline-Kicker verwendet werden. Wegen des hohen Restgasdrucks im Beschleuniger-Vakuumsystem ist auch ein Touschek-Polarimeter nicht ad hoc realisierbar. Die Hoffnungen konzentrieren sich daher auf die Fertigstellung des Compton-Polarimeters.

Eine Energiekalibration des Beschleunigers mit ausreichend hoher Genauigkeit konnte dennoch durchgeführt werden. Hierzu wurde das externe Polarimeter benutzt und damit die Lage der Imperfektionsresonanzen im zugänglichen Energiebereich von ELSA vermessen. Dies ist Thema des folgenden Kapitels.

6.3. Energiebestimmung durch Vermessung von depolarisierenden Resonanzen

Resonanzen im Beschleuniger lassen sich durch sukzessive Energieänderung und Vermessung der vertikalen Polarisation abtasten. Insbesondere bei der Lokalisierung von Imperfektionsresonanzen ist eine hochgenaue Energiemessung — wenn auch nicht bei beliebigen Energien — möglich. Die Genauigkeit, die so erzielt werden kann, ist von der Resonanzstärke abhängig, die jedoch in einem weiten Bereich variiert werden kann. Intrinsische Resonanzen lassen sich prinzipiell auch verwenden, hierzu ist jedoch noch eine hochpräzise Vermessung des vertikalen Arbeitspunktes nötig¹.

Ablauf der Messung

Die Messungen bei ELSA geschehen im Nachbeschleunigungsmodus. Zunächst wählt man eine Extraktionsenergie, die leicht (ca. 20 bis 50 MeV) unterhalb der vermuteten Resonanzenergie liegt. Der Betrieb wird dann entsprechend optimiert, die externe Strahlführung eingestellt, und alle vorausgehenden Resonanzen werden möglichst gut korrigiert bzw. übersprungen, so daß sich eine möglichst hohe vertikale Polarisation ergibt, die mit dem externen Møller-Polarimeter gemessen werden kann.

Als nächstes wählt man eine Energie, die entsprechend sicher oberhalb der vermeintlichen Resonanzenergie liegt, und optimiert entsprechend, aber so, daß nun ein deutlicher Unterschied im Polarisationsgrad gegenüber der Energie unterhalb der Resonanz zu beobachten ist. So läßt sich leicht feststellen, ob man sich oberhalb oder unterhalb der Resonanzenergie befindet. Es ist auch möglich, die Resonanzstärke soweit zu vergrößern (und/oder die Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit über die Rampengeschwindigkeit soweit zu reduzieren), daß sich ein Spin-Flip an der Resonanz ergibt. Während der Iteration um die Resonanzenergie läßt sich dann schon am Vorzeichen der gemessenen Polarisation bestimmen, ob man sich ober- oder unterhalb der gesuchten Energie befindet. Dies bedeutet eine erhebliche Verkürzung der nötigen Meßzeit.

In den folgenden Schritten wird die Extraktionsenergie zwischen den beiden Ausgangspunkten in einer Art Intervall-Schachtelung verändert. (Um die Struktur der Resonanz und auch etwaige Synchrotronsatelliten sichtbar zu machen, kann der ganze Bereich in kleinen Schritten abgetastet werden (siehe Abb. 6.6).) Der jeweils gemessene Polarisationsgrad gibt Aufschluß über die relative Lage zur depolarisierenden Resonanz.

Das Verfahren ist recht aufwendig, da eigentlich bei jeder Energieänderung die externe Strahlführung einschließlich supraleitendem Solenoid-Spindrehler und Møller-Polarimeter angepaßt werden muß. Es hat sich aber gezeigt, daß für die für die Energiemessung erforderliche Genauigkeit der einzelnen Polarisationsmeßwerte wegen der nur kleinen Energieänderungen auf eine Anpassung des Solenoidmagnetfeldes verzichtet werden kann und die Anpassung der restlichen Magnetfelder leicht durch Interpolation der Ströme der Magnete zwischen den beiden als erstes gefundenen Einstellungen möglich ist. Da die Anforderungen des Møller-Polarimeters an die Strahlposition nur relativ gering sind, kann die Strahllage danach mit wenigen Korrektormagneten in der Strahlführung angepaßt werden.

Mit diesem Verfahren läßt sich in der Regel die Energie mit weniger als 10 einzelnen Meßpunkten auf etwa $2 \cdot 10^{-4}$ Genauigkeit bestimmen. Dies liegt bereits unterhalb der intrinsischen Energieunschärfe des Elektronenstrahls.

Abb.6.5 zeigt den simulierten Verlauf der Polarisation in der Nähe der depolarisierenden Resonanz $\gamma a = 4$. Es sind deutlich die Synchrotronsatelliten zu erkennen. Die Breite der Haupt-Resonanz kommt

¹Zudem ergeben sich bei der Verwendung von intrinsischen Resonanzen weitere Schwierigkeiten: Effekte, bedingt durch Ioneneinfang des Strahls, führen zu unkontrollierbaren periodischen Frequenzmodulationen des Arbeitspunktes. Weiterhin führt die Chromatizität zu einer Verbreiterung des Spektrums von Q_z , bedingt durch die Energieunschärfe des Strahls. Die Energiekalibration an intrinsischen Resonanzen ist also wesentlich ungenauer als Energiemessungen an Imperfektionsresonanzen, weshalb dies bei ELSA nicht in Frage kam.

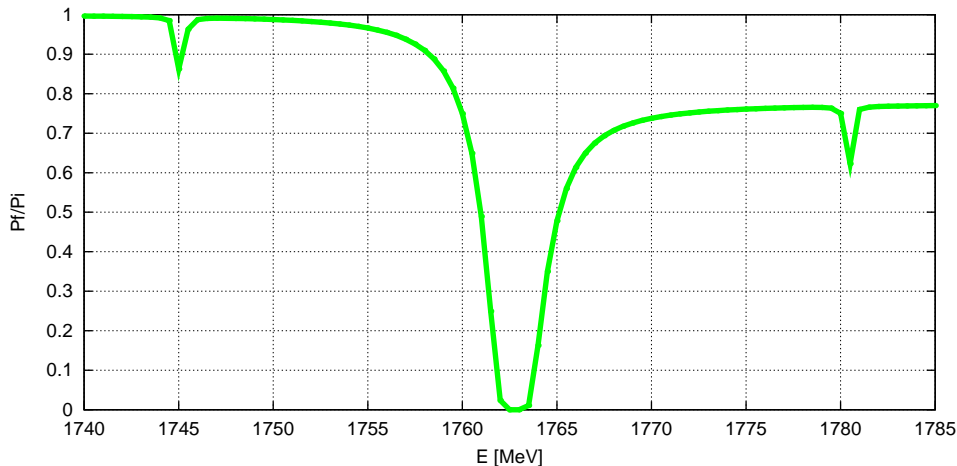


Abbildung 6.5.: Zur Erläuterung der Energiekalibration durch Vermessung einer Imperfektionsresonanz: Abhängigkeit der resultierenden Polarisation von der Extraktionsenergie. Es wurde ein Beschleunigungszyklus mit einer Energierampe von 4500 MeV/s und einer Sekunde Extraktionszeit simuliert an der Resonanz bei 1764 MeV bei unkorrigiertem Closed-Orbit (und deshalb entsprechend großer Resonanzstärke sowie -breite.) Berechnet für einen Bunch mit 50 Teilchen, Energieunschärfe $\Delta E/E = 5 \cdot 10^{-4}$.

von der hier relativ großen Resonanzstärke, die sich für einen unkorrigierten Orbit ergibt. Die Rampgeschwindigkeit wurde für diese Simulation so gewählt, daß die Resonanz eine Depolarisation verursacht, die eine deutlich sichtbare Stufe erzeugt.

Synchrotronsatelliten

Bei der Energiekalibration ist zu beachten, daß sich im Abstand von 18 MeV (bei ELSA mit einem Synchrotron-Arbeitspunkt von $Q_s = 0.04$) ober- und unterhalb der Hauptresonanz Synchrotronsatelliten befinden, die ebenfalls zu einer sichtbaren Depolarisation führen können. Zum Vergleich zeigt Abb. 6.6 eine Messung vom August 2000 zusammen mit einer Simulation. Zum ersten Mal wurden Synchrotronsatelliten bei ELSA direkt beobachtet. Die in der Simulation gut sichtbaren Synchrotronsatelliten sind in der Messung ausgeschmiert. Dies liegt daran, daß der Synchrotron-Arbeitspunkt bei ELSA auf der Rampe nicht stabilisiert ist. Die negativen Werte bei der Messung erklären sich durch die Schleppfehler der Dipolmagnete. Die Rampe ist nicht abrupt zu Ende, sondern es gibt einen Übergangsbereich, in dem die Kreuzungsgeschwindigkeit kleiner wird und der Einfluß der Resonanz¹ damit stärker.

Systematische Fehler

Es sind mindestens drei Effekte denkbar, die zu einem systematischen Fehler bei der Energiemessung beitragen, der in der Größenordnung der zu erwartenden Genauigkeit liegt. Durch das Meßverfahren bedingt sind dies:

1. Die Sollbahnverlängerung durch einen nicht ausreichend korrigierten Closed-Orbit, z.B. bedingt durch eine leichte Fehlanpassung der Frequenz der Beschleunigungsresonatoren. Durch eine sorgfältige Korrektur kann dieser Fehler bei RMS-Gleichgewichtsbahnablagen von $< 200 \mu\text{m}$ unterhalb von 0.1 MeV gehalten werden.

¹Der Einfluß der Synchrotronsatelliten wird ebenfalls größer, was aber allenfalls dazu führt, daß sie besser sichtbar werden und ihre Stärke möglicherweise überschätzt wird.

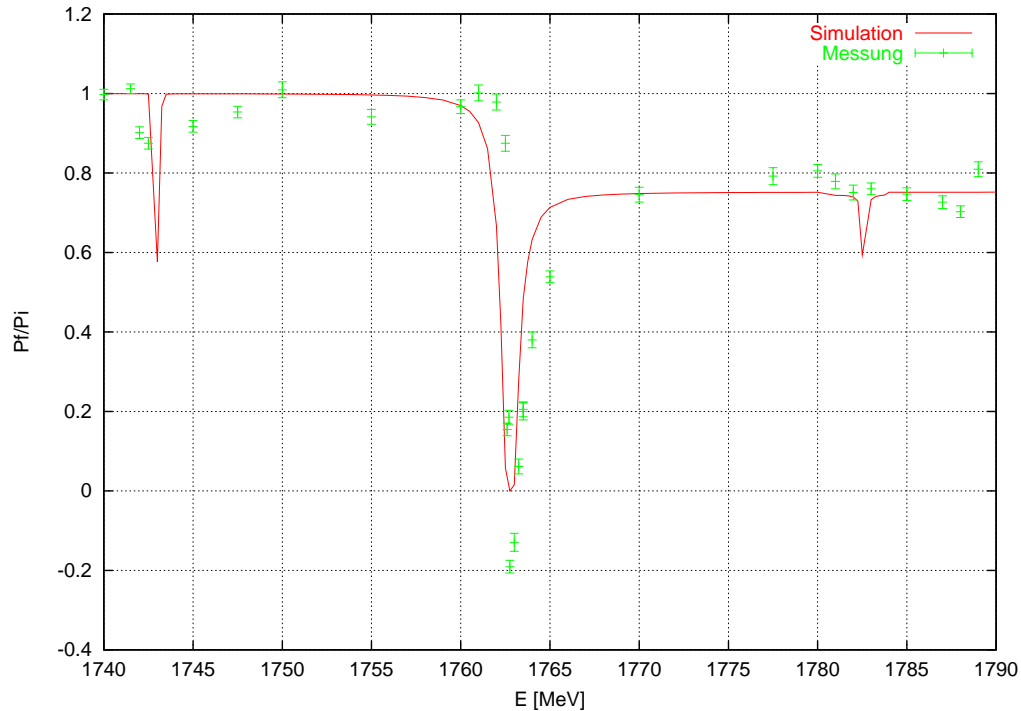


Abbildung 6.6.: Gemessene und simulierte Polarisationswerte in der Nähe der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 4$. Die Synchrotronsatelliten sind auch in der Messung sichtbar. Die gemessenen negativen Polarisationswerte lassen sich durch die Schleppfehler der Magnete erklären: Bei Ende der Rampe laufen die Ströme noch etwas nach, was dazu führt, daß die Resonanz mit kleinerer Kreuzungsgeschwindigkeit gekreuzt wird, was zu einem teilweisen Spin-Flip führen kann. Da das Nachlaufen auch ein Überschwingen verursachen kann, ist nicht genau geklärt, ob die Resonanz bei der eingestellten Energie schon gekreuzt war oder noch leicht oberhalb der eingestellten Energie liegt.

2. Das Ablesen der Resonanzenergie aus den gemessenen Polarisationswerten wird durch zwei Faktoren erschwert: Durch die Schleppfehler der Magnete beim Ende der Energierampe und durch das Mitmessen von horizontalen Polarisationskomponenten im externen Polarimeter. Durch die Schleppfehler verändert sich die Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit bei Extraktionsenergien kurz vor oder kurz nach der Resonanz. Durch das Mitmessen von horizontalen Polarisationskomponenten erhält man möglicherweise einen zusätzlichen konstanten Polarisationsbeitrag zu den gemessenen Werten in der näheren Umgebung (ca. ± 2 MeV) der Resonanz. Die unzureichend bekannten Einflüsse der Schleppfehler geben schätzungsweise einen systematischen Fehler von 0.2 MeV. Dies ist etwa auch so groß wie die digitale Auflösung der Ansteuerung der Dipolnetzgeräte.
3. Die Einflüsse des Extraktionsverfahrens auf die Polarisation des (extrahierten) Strahls sind unbekannt. Die Resonanzextraktion ist im allgemeinen ein energiselektiver Prozeß, der dazu führt, daß die Energieverteilung des extrahierten Strahls verschieden von der des umlaufenden ist. Bei Elektronenbeschleunigern ist dieser Effekt jedoch nur sehr klein.

Die Energie des extrahierten Strahls

Die Energie des extrahierten Strahls kann von der Energie des umlaufenden Strahls abweichen. Die Abweichung ist kleiner als die Energieunschärfe des umlaufenden Strahls, aber möglicherweise größer als der Fehler der Energiekalibration. Es ergibt sich ein kleiner systematischer Unterschied, der zu beachten ist.

Bei der Resonanzextraktion aus ELSA wird der Arbeitspunkt des umlaufenden Strahls Q_x langsam von unten an eine drittelzahlige optische Resonanz bei $Q_R = 14/3$ geführt, die durch das Einschalten von Extraktionssextupolen erzeugt wird. Der Phasenraumbereich, in dem die Teilchen stabil umlaufen können, wird dabei eingeschränkt. Durch Stöße untereinander oder durch Diffusion, bedingt durch Synchrotronstrahlung, verlassen die Teilchen den stabilen Bereich und werden dann nach wenigen Umläufen extrahiert. Gibt es eine Arbeitspunktverteilung, so ist die Wahrscheinlichkeit extrahiert zu werden für diejenigen Teilchen größer, deren Arbeitspunkt näher an der drittelzahligen Resonanz ist.

Eine Arbeitspunktverteilung ergibt sich wegen der im allgemeinen von Null verschiedenen *Chromatizität* ξ_x im Stretching aus der Energieunschärfe des Strahls:

$$\Delta Q_x = \xi_x \frac{\Delta E}{E} .$$

Die Chromatizität kann bei ELSA in einem weiten Bereich eingestellt werden, ist aber typischerweise negativ, so daß Teilchen mit einer etwas kleineren Energie bevorzugt extrahiert werden. Der Extraktionsprozeß ist also energieselektiv, das Spektrum des extrahierten Strahls ist insbesondere bei sehr großer Chromatizität geringfügig verschoben. Bei Protonenmaschinen, bei denen wenig Diffusion innerhalb des Strahls und keine Synchrotronoszillationen (bei *Coasting-Beam-Extraktion*) oder nur mit wesentlich kleinerer Frequenz auftreten, ist dieser Effekt viel stärker, da die Teilchen innerhalb des stabilen Bereichs die Separatrix nicht verlassen. Es werden deshalb nur die Teilchen extrahiert, die wegen ihres Arbeitspunktes außerhalb des stabilen Bereichs liegen, der zur Extraktion des ganzen Strahls kontinuierlich verkleinert werden muß.

Bei Elektronenmaschinen ist dieser energieselektive Prozeß jedoch nur klein und hat zudem keinen nennenswerten Einfluß auf die gemessene Polarisation. Der Strahl kann nämlich durch eine depolarisierende Resonanz nicht energieselektiv depolarisiert werden. Dies liegt an den — im Gegensatz zu Protonenmaschinen — schnellen Synchrotronoschwingungen und der Diffusion durch die Synchrotronstrahlung, welche dazu führen, daß immer andere Teilchen in den Bereich der depolarisierenden Resonanz kommen, so daß sich die invariante Spinrichtung für den ganze Strahl relativ schnell gleichmäßig ausrichtet. Die Wirkung einer depolarisierenden Resonanz sollte also nach wenigen Umläufen gleichmäßig auf den ganzen Strahl verteilt werden. Die mit dem externen Polarimeter gemessene Polarisation hat mit der Polarisation des umlaufenden Strahls bei gegebener Energieverteilung zu tun, auch wenn die Energie des extrahierten Strahls verschieden ist. Die Energiekalibration ist insofern nicht betroffen, es sei denn, es gibt einen kleinen (energieabhängigen) Beitrag zur Depolarisation während der wenigen Umläufe nach dem Verlassen der Separatrix bei der Extraktion selbst.

Durch die Energiekalibration mit dem in diesem Kapitel beschriebenen Verfahren wird unabhängig von der Energieverteilung im extrahierten Strahl der Schwerpunkt der Energieverteilung des umlaufenden Strahls bestimmt.

Referenz für die Kalibration

Um die Lage der vermessenen Resonanzen zur Energiekalibration des Beschleunigers verwenden zu können, müssen sie auf eine verlässliche Bezugsgröße bezogen werden. Zunächst einmal bietet es sich an, die Polarisationswerte auf die eingestellte Extraktionsenergie (E_{soll}) zu beziehen. Die Sollenergie wird vom Beschleuniger-Kontrollsystem in einen Stromwert für die Dipol-Netzgeräte übersetzt, welcher dann in diesen ein Magnetfeld erzeugt, welches dann die Strahlenergie festlegt¹. Trotz gleicher Stromvorgaben in den Dipolen ist aber ein leicht unterschiedliches Magnetfeld dennoch möglich, da z.B. eine

¹Die Strahlenergie wird nur dann vom Magnetfeld in den Dipolen festgelegt, wenn man keine horizontale Strahlablagen erlaubt. Um dies zu erreichen, muß der Closed-Orbit beobachtet und ggf. korrigiert werden. Erst wenn die RMS-Ablagen in allen Strahlpositionsmeßstellen innerhalb eines typischen Wertes von ca. $x, y_{\text{rms}} \approx 100$ bis $200 \mu\text{m}$ liegt, ist die Energieabweichung von der durch die Dipolmagnete festgelegten Energie vernachlässigbar.

ungleichmäßige Ausdehnung der Magnete wegen einer Temperaturänderung zu einer leichten Veränderung des Magnetfeldes führen kann.

Aus diesem Grund wurde in den Ersatz-Dipolmagneten Nr. 25, der etwas abseits vom Beschleuniger steht, eine NMR-Sonde¹ fest eingebaut. Der Dipolmagnet Nr. 25 ist in den Stromkreis eingebunden, der außerdem alle 24 baugleichen Ablenkmagnete des Stretcherrings versorgt, so daß durch ihn derselbe Strom fließt. Die Sonde erlaubt eine hochgenaue ($\Delta B = 1 \cdot 10^{-5}$ T) Messung des Magnetfeldes in der Mitte des Magneten Nr. 25 in der Gapmitte als Referenz für das Magnetfeld in allen Ablenkmagneten. Die Magnetfeldwerte aus dieser Messung wurden benutzt, um die Resonanz-Vermessung darauf zu beziehen. Nach der Kalibration läßt sich nun aus dem gemessenen Magnetfeld die tatsächliche Strahlenergie direkt ableiten. Temperaturschwankungen sollten nun keinen Einfluß auf die Energiebestimmung mehr haben, sofern man davon ausgehen darf, daß die Temperatur sich in allen Dipolmagneten gleich verändert, was eigentlich der Fall sein dürfte, da die Leiter der Spulenwicklungen am gleichen Kühlkreislauf hängen.

Verbleibende Unterschiede der Magnete, die z.B. aus leichten Temperaturunterschieden resultieren, führen letztlich dann doch zu einer Einschränkung der Genauigkeit, die aber recht klein sein dürfte. Kleine Fertigungsunterschiede der Magnete sind hingegen nicht relevant, sofern sie sich im Laufe der Zeit nicht ändern.

6.4. Energiekalibration des Stretcherrings

Zur Energiekalibration des Stretcherrings ELSA wurden alle sechs Imperfektionsresonanzen im zugänglichen Energiebereich vermessen ($\gamma a = 2, 3, 4, 5, 6$ und 7). Die Ergebnisse der Vermessung der Energiebereiche um die Imperfektionsresonanzen sind in den Abbildungen 6.7, 6.8, 6.9, 6.10, 6.11 und 6.12 zu sehen.

Die Resonanzenergien und das zugehörige Magnetfeld, gemessen im Gap des Dipol Nr. 25, werden einheitlich bei dem ersten Null-Durchgang des Polarisationsverlaufs abgelesen. Um diesen zu finden, wurde ggf. zwischen den benachbarten Meßpunkten linear interpoliert. Dieser ist mit einer Genauigkeit von ca. 100 bis 200 keV ablesbar. Der systematische Fehler durch Schleppfehler und Überschwinger der Rampen, die sich in einem etwas größeren Wirkungsbereich der Resonanz äußert, ist aber mitunter größer (ca. 0.5 bis 1 MeV). Dies ist besonders in den Abbildungen 6.9 und 6.10 zu sehen: Der Bereich, in dem sich das Vorzeichen der Polarisation geändert hat, ist auf ein Abrunden der Energierampe an ihrem Ende zurückzuführen. Hierbei ist leider nicht ganz klar, ob dieses Abflachen der Kreuzungsgeschwindigkeit noch gegen Ende der eigentlichen Rampe geschieht oder infolge eines Überschingers nach Beendigung der Rampe. In ersterem Fall sollte man die Energie eher im Maximum der Polarisationswerte mit dem falschen Vorzeichen ablesen, in letzterem Fall wird die wahre Energie irgendwo auf der ersten Flanke des Polarisationsverlaufs zu finden sein. Bei Energien fernab der Energie, für welche die externe Strahlführung vollständig dreht ($E = 1.732$ GeV, siehe Kapitel 3.4), könnten auch horizontale Polarisationskomponenten vom Møller-Polarimeter mitgemessen werden. Solange der genaue Verlauf der Depolarisation in der Nähe der Resonanz nicht genau verstanden werden kann, darf man von den Energiemessungen nicht mehr Genauigkeit als etwa $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ erwarten.

In der folgenden Tabelle sind die sechs Meßwerte zusammengestellt:

¹NMR=nuclear magnetic resonance. Magnetfeldmessung mittels Kernspin-Resonanz.

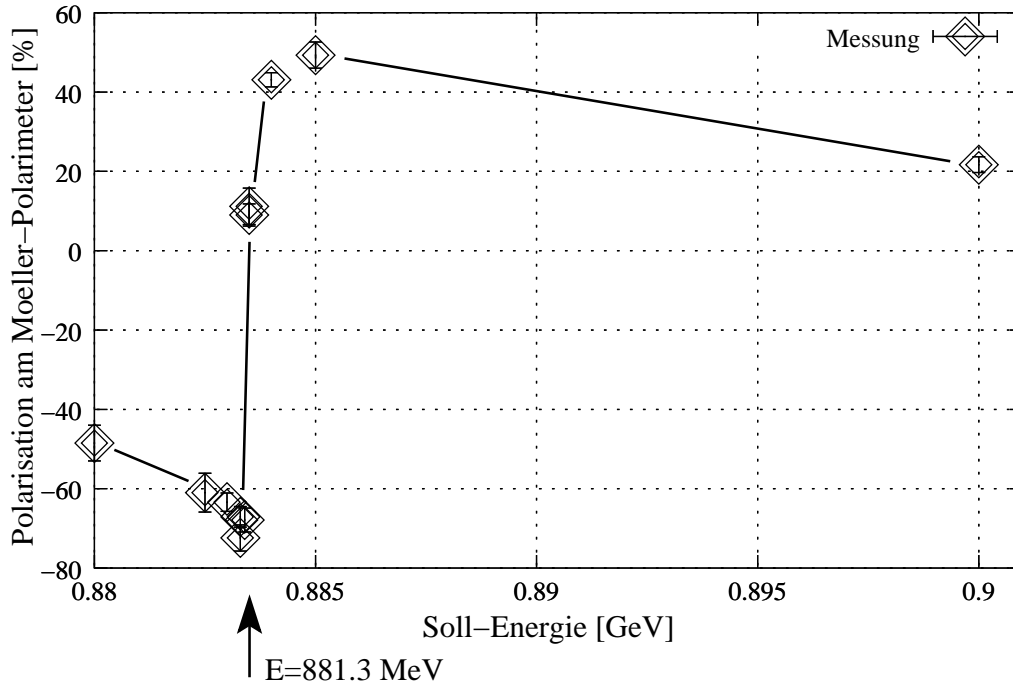


Abbildung 6.7.: Energiekalibration an der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 2$. Die Resonanzstärke wurde durch Ausschalten der vertikalen Korrektormagnete verstärkt. Die Rampengeschwindigkeit betrug $\dot{E} = 0.15$ GeV/s. Deshalb konnte ein fast vollständiger Spin-Flip beobachtet werden. Der Anstieg der gemessenen Polarisation in der Nähe der Resonanz war bei dieser Resonanz besonders ausgeprägt. Der Rückrechnungsfaktor auf die Polarisation in ELSA beträgt bei 880 MeV 1.34. Dies bedeutet, daß in der Nähe der Resonanz über 100 % vertikale Polarisation in ELSA sein müßten. Dies ist natürlich unmöglich, da die polarisierte Quelle max. 80% Polarisation liefern kann. Der Effekt ist deshalb auf die Drehung der externen Strahlführung zurückzuführen, wenn auch horizontale Polarisationskomponenten in ELSA vorhanden sind. Dann nämlich werden diese Komponenten teilweise ebenfalls in die longitudinale Richtung am Möller-Polarimeter gedreht und folglich mitgemessen, was zu einer scheinbaren Erhöhung der Polarisation führt.

γa	B [mT]	Dipol 25	NMR	E_{soll} [MeV]	E_{ist} [MeV]
2	266.47	\pm	0.05	883.46 \pm 0.05	881.304
3	399.930	\pm	0.03	1325.85 \pm 0.05	1321.96
4	533.47	\pm	0.04	1772.80 \pm 0.1	1762.61
5	667.045	\pm	0.05	2218.0 \pm 0.2	2203.26
6	800.00	\pm	0.03	2662.15 \pm 0.2	2643.91
7	933.75	\pm	0.03	3107.7 \pm 0.2	3084.56

Dabei sind die angegebenen Fehler die Ablesefehler des ersten Nulldurchgangs.

Eine Geradenanpassung an die Meßdaten liefert:

$$\begin{aligned}
 B/\text{mT} &= (0.30279 \pm 0.0001) \cdot E_{\text{ist}}/\text{MeV} - (0.34 \pm 0.2)_0 \quad \text{oder} \\
 E_{\text{soll}}/\text{MeV} &= (1.0099 \pm 0.0005) \cdot E_{\text{ist}}/\text{MeV} - (7.6 \pm 1)_0 \quad \text{bzw.} \\
 E_{\text{ist}}/\text{MeV} &= (3.3024 \pm 0.001) \cdot B/\text{mT} + (1.1 \pm 0.7)_0 \quad , \\
 E_{\text{ist}}/\text{MeV} &= (0.9902 \pm 0.0005) \cdot E_{\text{soll}}/\text{MeV} + (7.5 \pm 1)_0 \quad .
 \end{aligned}$$

Mit dem Index 0 werden die Offsets mit Fehler bezeichnet, wie sie sich durch Interpolation auf den Achsenabschnitt ergeben. Für eine Energieberechnung nach dieser Formel würde man sich jedoch lieber

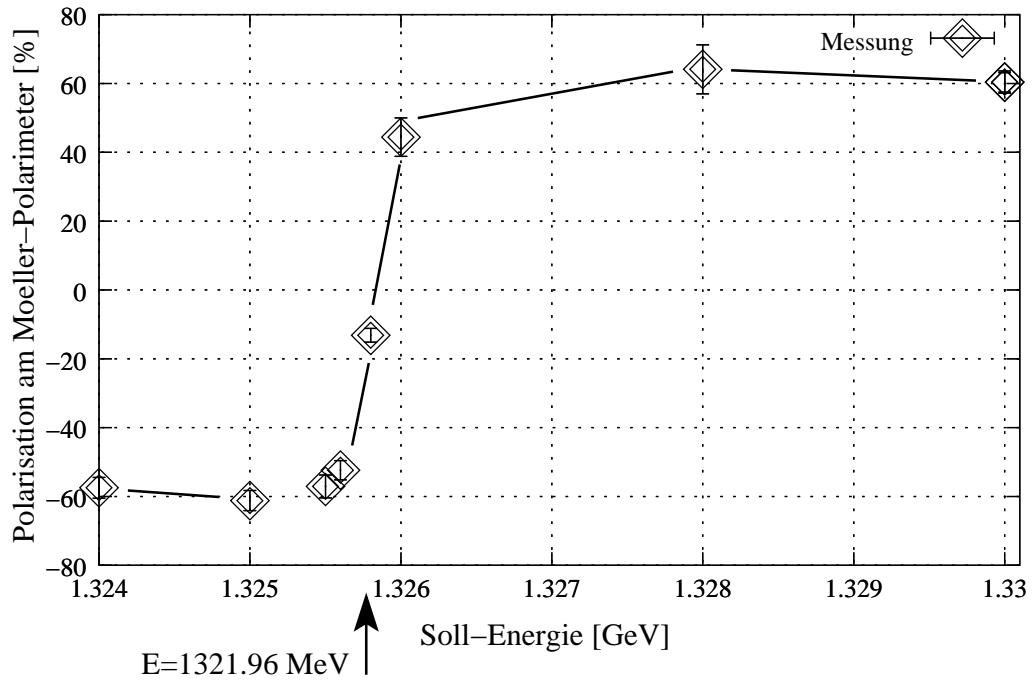


Abbildung 6.8.: Energiekalibration an der Imperfectionsresonanz $\gamma a = 3$. Die Resonanzstärke wurde durch Ausschalten der Korrektormagnete verstärkt. Die Rampgeschwindigkeit betrug 0.13 GeV/s. Deshalb konnte ein fast vollständiger Spin-Flip beobachtet werden. Die Abweichung von Soll- zu Ist-Energie beträgt hier, wie man deutlich sehen kann, 3.75 MeV.

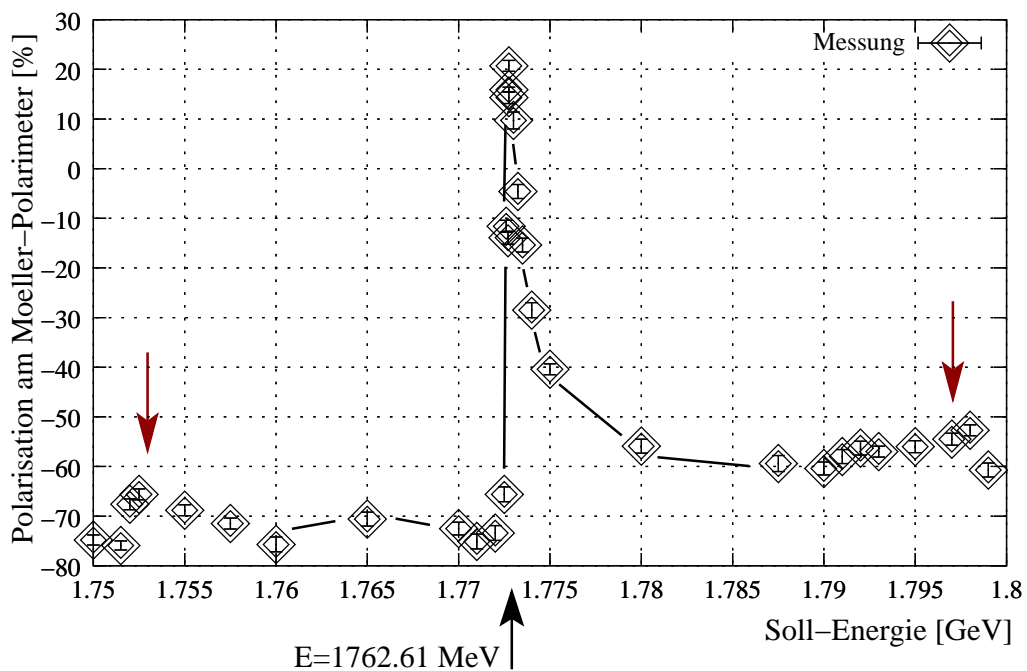


Abbildung 6.9.: Energiekalibration an der Imperfectionsresonanz $\gamma a = 4$. Es wurde keine harmonische Korrektur verwendet. Der Closed-Orbit wurde dynamisch korrigiert. Die Polarisation vor der Resonanz ist somit fast vollständig erhalten. Die Resonanz selbst verursacht ohne harmonische Korrektur einen kleinen Polarisationsverlust (10 %), wie man an der Stufe sehen kann. Es sind außerdem relativ undeutlich die beiden Synchrotronsatelliten zu sehen. Die Abweichung von Soll- zu Ist-Energie beträgt hier 10 MeV.

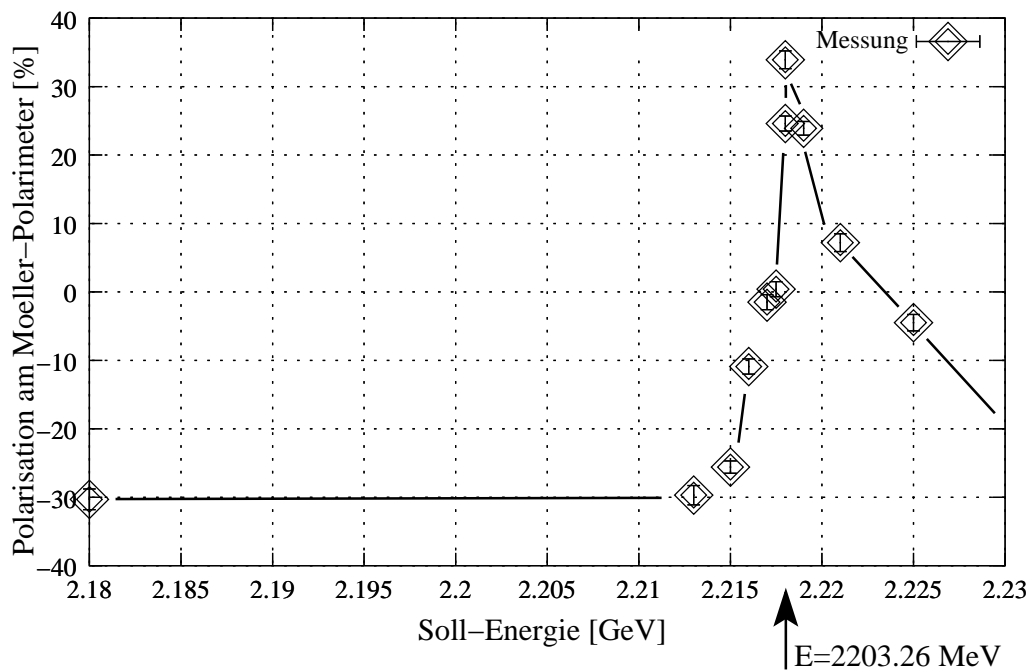


Abbildung 6.10.: Energiekalibration an der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 5$. Es wurde keine harmonische Korrektur verwendet. Der Closed-Orbit wurde dynamisch korrigiert. Die Abweichung von Soll- zu Ist-Energie beträgt hier 15 MeV.

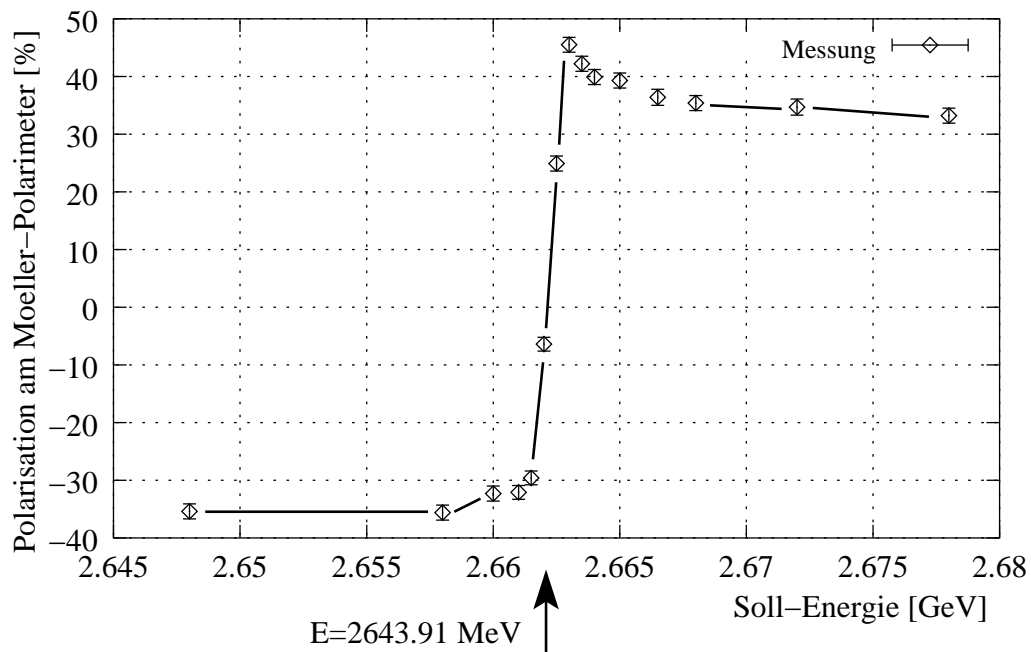


Abbildung 6.11.: Energiekalibration an der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 6$. Die Resonanzstärke wurde durch Anti-Korrektur verstärkt. Auch hier ist eine deutliche Überhöhung der Polarisation in der Nähe der Resonanz feststellbar. Die Abweichung von Soll- zu Ist-Energie beträgt hier 18 MeV.

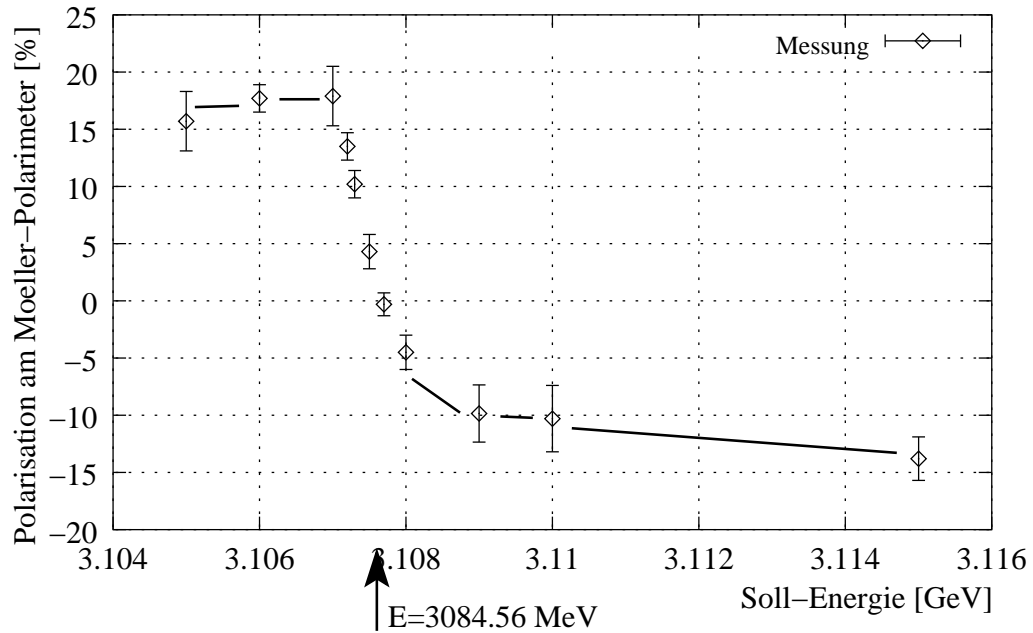


Abbildung 6.12.: Energiekalibration an der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 7$. Die Resonanzstärke wurde durch Anti-Korrektur verstärkt. Die Abweichung von Soll- zu Ist-Energie beträgt hier 23 MeV.

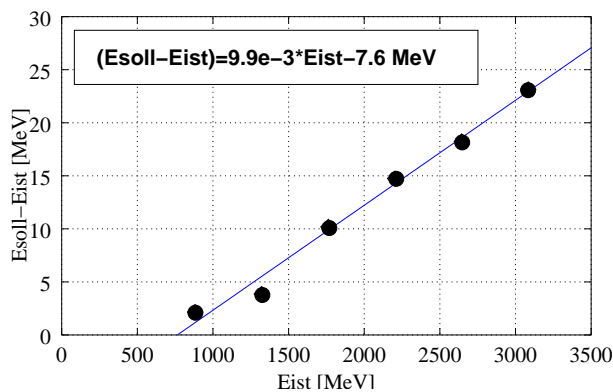


Abbildung 6.13: Differenz von eingestellter Energie zu wahrer Energie. Die Abhängigkeit ist in etwa linear.

auf einen genauer bekannten Energiemeßpunkt beziehen. Eine andere Möglichkeit ist, jeweils linear zwischen den benachbarten Meßpunkten zu interpolieren. So erhält man den kleinsten Interpolationsfehler.

Die Abweichungen der bisherigen Energie-Sollwertvorgabe von der tatsächlichen Energie werden mit höherer Energie größer, und zwar etwa linear aber nicht proportional (siehe Abb. 6.13).

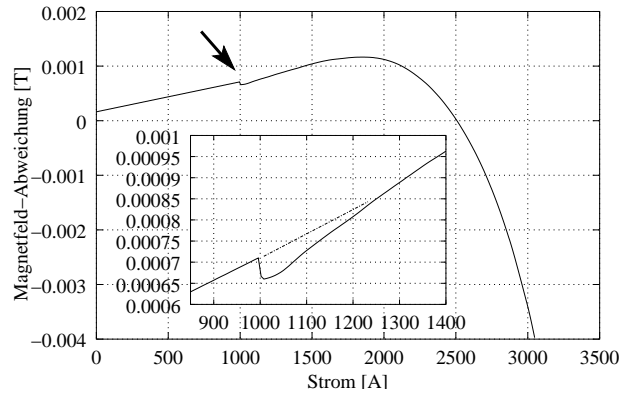
$$(E_{\text{soll}} - E_{\text{ist}})/\text{MeV} \approx 9.9 \cdot 10^{-3} \cdot E_{\text{ist}}/\text{MeV} - 7.6 \quad .$$

Unterhalb von 700 MeV wurde die Energie bisher offenbar unter-, darüber überschätzt. In der bisherigen Energieberechnung war also möglicherweise die effektive Feldlänge der Magnete falsch eingeflossen, was zu solchen Abweichungen von 1 % führen kann.

Die Stromkalibrierung der Dipolmagnete

Auffällig ist in Abb. 6.13 eine deutliche Abweichung des Wertes für die Resonanz $\gamma a = 3$ mit mehr als 1 MeV vom linearen Verlauf. Diese Abweichung ist nur vorhanden, wenn man die eingestellte Energie E_{soll} zugrundelegt. In den Kalibrationsdaten, die auf den gemessenen Magnetfeldstärken basieren, ist

Abbildung 6.14: Im Kontrollsystem zur Umrechnung von Dipolstrom zu Magnetfeld verwendete Funktion, basierend auf Messungen von Götz [37]. Hier aufgetragen ist die Abweichung des Magnetfelds von der Gerade $B(I) = 0.0020953 \cdot I$. Bei $I=1000$ A gibt es eine kleine Unstetigkeit. Der Kurvenverlauf bei hohen Strömen berücksichtigt die Magnetfeldsättigung der Magnete.



diese Abweichung nicht festzustellen. Dies deutet auf einen Fehler in der Umrechnungstabelle hin, mit der im Beschleunigerkontrollsystem die eingestellten Energien in Ströme für die Magnete umgerechnet werden.

Aus der eingestellten Energie (E_{soll}) läßt sich das in den Ablenkdiolen benötigte Magnetfeld B_0 nämlich bei gegebenen¹ Feldlängen und Ablenkradien aller Magnete bei ELSA durch

$$B_0/T = 0.300707 \cdot E_{\text{soll}}/\text{GeV}$$

berechnen. Dieser Zusammenhang wurde in der ersten Inbetriebnahmephase von ELSA bestimmt. Für die Umrechnung der benötigten Magnetfeldstärken in Ströme für die ELSA-Dipole wird dann eine Umrechnungstabelle verwendet. Diese Umrechnungstabelle $B(I)$ basiert auf einer Messung des Magnetfeldes in einem Dipolmagnet mit einer NMR-Sonde in Abhängigkeit vom Dipolstrom (siehe [37]). Da ab ca. 2100 A deutliche Sättigungseffekte des Magneten beobachtet werden konnten, wurden an die Meßdaten im Bereich < 2100 A eine Gerade angepaßt und im Bereich bei größeren Strömen ein Akima-Spline. Der Übergangsbereich der beiden Anpassungen wurde durch gleitende Wichtung stetig und ausreichend glatt modelliert. In der Arbeit von Götz [37] waren die Residuen der Umrechnungsfunktion $B(I)$ im Bereich von $6.6 \cdot 10^{-2}$ mT. Umgerechnet entspricht das etwa einer Energie von 0.25 MeV.

Die Umrechnungstabelle, so wie sie im Kontrollsystem implementiert ist, sieht jedoch entgegen der Erwartung anders aus (vergl. Abb. 6.14): Bereits ab 1000 A (ca. 1200 MeV) wird der Spline verwendet, und der Übergangsbereich weist eine Unstetigkeit auf. Es handelt sich vermutlich um einen Fehler in der Implementierung. Der Sprung an der Unstetigkeitsstelle beträgt etwa $5 \cdot 10^{-2}$ mT, was erklärt, weshalb er bislang nicht weiter aufgefallen ist. Der fragwürdige Bereich erstreckt sich von 1164 MeV bis ca. 1455 MeV. Die Vermessung der Resonanz $\gamma a = 3$ ist also betroffen.

Betrachtungen zur Genauigkeit der Energiekalibration

Die Abweichungen von der Geraden aus dem linearen Fit geben einen Anhaltspunkt für die tatsächliche Genauigkeit der Energiekalibration.

1. Aus der Kalibration mit dem Magnetfeld in Dipol Nr. 25:

$E :$	881 MeV	1322 MeV	1763 MeV	2203 MeV	2644 MeV	3085 MeV
$\Delta E_{\text{ausB}} :$	-0.25 MeV	-0.25 MeV	0.07 MeV	0.4 MeV	-1.2 MeV	-0.2 MeV

Also etwa $\Delta E_{\text{ausB}} = \pm 0.2$ MeV. bei kleinen Energie, ansonsten $\Delta E_{\text{ausB}} = \pm 0.5$ MeV. Die relative Genauigkeit beträgt $\Delta E_{\text{ausB}}/E = 2.5 \cdot 10^{-4}$.

¹Die Umrechnung basiert noch auf den alten Werten für effektive Feldlängen und Ablenkradien. Die neueren Studien von Keil [96] wurden hier nicht berücksichtigt.

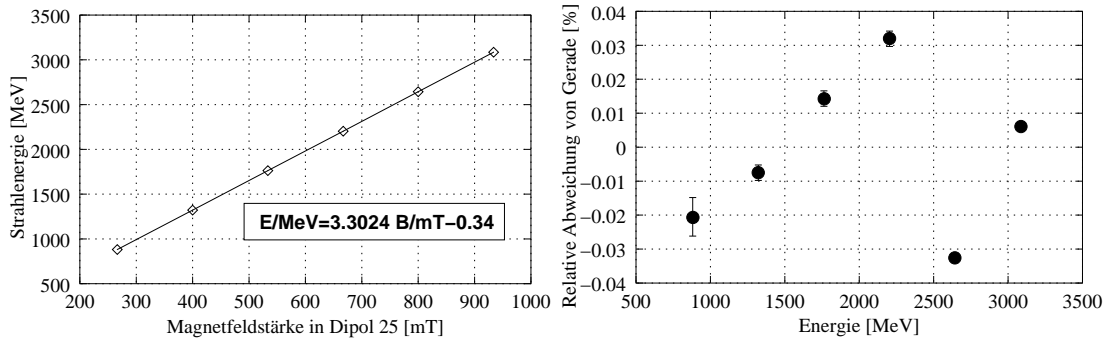


Abbildung 6.15.: Zusammenhang zwischen im Gap des Dipol Nr. 25 mit der NMR-Sonde gemessener Magnetfeldstärke und der tatsächlichen Strahlenergie, gewonnen aus der Vermessung der Imperfektionsresonanzen $\gamma a = 2, 3, 4, 5, 6$ und 7 .

2. Aus der Kalibration mit der Energie-Sollwert-Vorgabe (Dipolströme):

E :	881 MeV	1322 MeV	1763 MeV	2203 MeV	2644 MeV	3085 MeV
ΔE_{ausI} :	-1 MeV	1.6 MeV	-0.3 MeV	-0.5 MeV	0.4 MeV	-0.2 MeV

Also etwa $\Delta E_{\text{ausI}} = \pm 1 \text{ MeV}$.

Die Kalibration anhand der NMR-Magnetfeldmessung ist also deutlich genauer als die über die eingestellten Magnetströme¹.

Auffällig ist außerdem — zu sehen an Abb. 6.15 rechts — daß die ersten vier Meßpunkte eine geringere Streuung von der Gerade aufweisen, als wenn man alle sechs Meßwerte berücksichtigt. Außerdem ergeben die letzten beiden Meßwerte ($\gamma a = 6, 7$) ein für die tatsächliche Energie — verglichen mit den ersten vier Meßpunkten — zu kleines Magnetfeld. Dieses Verhalten kann leicht erklärt werden. In der Meßzeit, in der die letzten beiden Resonanzen vermessen wurden, wurden die Closed-Orbit-Ablagen nicht durch Anpassen der HF-Frequenz minimiert. Dies hat zu einer Sollbahnverlängerung geführt, der Strahl lief auf einer Dispersionsbahn um und damit bei einer leicht größeren Energie als es aufgrund des Magnetfelds der Ablenkdiplane vorgesehen war. Für die Resonanz $\gamma a = 6$ wurde sogar eine harmonische Anti-Korrektur verwendet und damit der Orbit absichtlich verlängert. Dies erklärt, warum die Abweichung von der Geraden hier besonders stark ist.

Aus diesen Tatsachen ergeben sich nun folgende Konsequenzen: Ein Geradenfit mit nur den ersten vier Meßpunkten ergäbe eine Genauigkeit von ca. $\pm 0.1 \text{ MeV}$ und einen Zusammenhang zwischen Strahlenergie und Magnetfeld ohne Berücksichtigung der Bahnverlängerung. In der Praxis werden der Closed-Orbit und die Beschleunigungs-HF aber kaum für alle Energien optimal eingestellt sein. Auf der Rampe ist dies sowieso kaum möglich. $\pm 0.1 \text{ MeV}$ oder $\Delta E_{\text{ausB}}/E = 1 \cdot 10^{-4}$ gilt deshalb als das absolute bei ELSA zuverlässig reproduzierbare Genauigkeitslimit. Die Genauigkeit für den normalen Betrieb ist deshalb um einen Faktor 2 bis 3 schlechter. Zweitens ist eine nichtlineare Abhängigkeit der Strahlenergie vom Magnetfeld oder auch der eingestellten Energie (Stromwertvorgabe) im Rahmen dieses Fehlers nicht nachweisbar.

Eine Wiederholung der Messungen könnte Aufschluß über langzeitliche Veränderungen und die Genauigkeit dieser Energiemessung geben.

¹Die Einstellung der Sollenergie über die Magnetströme hat alleine wegen der 14-Bit Auflösung des DACs der Netzgeräte eine Unsicherheit von 0.2 MeV .

Implementierung der Kalibration in das Beschleunigerkontrollsystem

Die so gewonnene Energiekalibration wurde direkt im Kontrollsystem des Beschleunigers implementiert. Das Magnetfeld im Dipol Nr. 25 wird permanent mit der NMR-Sonde¹ gemessen. Die gemessenen Magnetfeldstärken werden nun automatisch in einen Energiewert umgerechnet. So läßt sich leicht immer die aktuell eingestellte tatsächliche Strahlenergie ablesen oder auch automatisch mitschreiben, um die zeitliche Entwicklung über längere Zeiträume, z.B. im Speicherringbetrieb, zu verfolgen. Das Magnetfeld der Hauptmagnete ist — so wird beobachtet — von der Kühlwasser-Temperatur abhängig².

Im Nachbeschleunigungsmodus kann diese automatische Energieanzeige leider nur dann benutzt werden, wenn die Flattop-Zeit der Rampe ausreichend lange ist (> 2 Sekunden), damit die Elektronik das NMR-Signal finden kann.

¹Je nach Energiebereich muß allerdings evtl. eine jeweils passende Sonde installiert werden. Vor Ort muß dann die Elektronik abgestimmt werden.

²Die Magnetfeldänderungen durch Temperaturschwankungen bewegen sich im Bereich von $\frac{\Delta B}{B} = 10^{-5} / ^\circ\text{C}$.

6.5. Horizontale Polarisation bei der Extraktion

Motivation

Wie in Kapitel 2.10 bereits angedeutet, steht die invariante Spinachse im Beschleuniger in der Nähe einer Resonanz nicht mehr genau vertikal. Die Vertikale ist dann keine stabile Spinrichtung mehr, dafür ist es möglich, auch horizontale Polarisationskomponenten zu erhalten. Dies führt beim adiabatischen, also langsamen Beschleunigen, in die Nähe einer depolarisierenden Resonanz dazu, daß die ursprünglich vertikal ausgerichtete Polarisation mehr und mehr in die horizontale Ebene verkippt wird (siehe Abb. 6.16). Bei Imperfektionsresonanzen ist die Orientierung der stabilen Spinrichtung phasenstabil, d.h. nur noch vom Ort s_0 abhängig und nicht noch von der Phase der vertikalen Betatronschwingung. Deshalb kann in der Nähe einer solchen Resonanz auch ein mehr oder weniger horizontal polarisierter Strahl extrahiert werden.

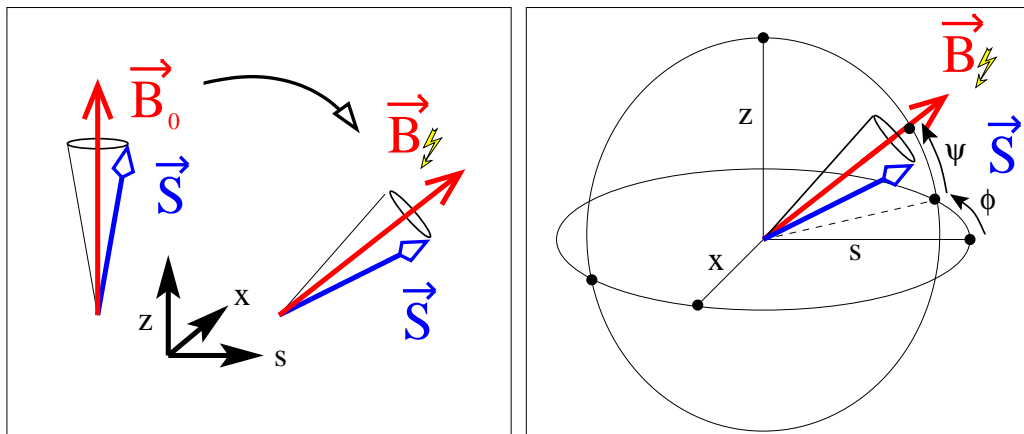


Abbildung 6.16.: Stabile Spinrichtung in der Nähe einer depolarisierenden Resonanz. Die ursprünglich vertikal ausgerichtete Polarisation wird mehr und mehr in die horizontale Ebene verkippt. Der Spin präzidiert um diese. Die Orientierung der stabilen Spinrichtung im Beschleuniger wird bestimmt von der Energie (Abstand zur Resonanz, Ψ) sowie von der komplexen Phase Φ der Resonanzstärke ϵ .

Die Auswirkungen dieses Effekts wurden zum ersten Mal bei der Messung zur Energiekalibration an der Resonanz $\gamma a = 2$ bei 880 MeV beobachtet (siehe Abb. 6.7, Kapitel 6.3). Die horizontalen Komponenten konnten dann tatsächlich bei ausgeschaltetem Solenoid-Spindrehler direkt vermessen werden. Hierbei zeigte sich, daß fast die volle Polarisation in die longitudinale Richtung am Møller-Polarimeter gedreht werden kann. Dies gelingt zuverlässig und reproduzierbar durch die Veränderung der Phase der komplexen Resonanzstärke durch Setzen von lokalen Closed-Orbit-Beulen sowie durch das sehr feine Verändern der Extraktionsenergie. Hierbei kann die Extraktionsenergie allerdings nur in Schritten verändert werden, die der endlichen Auflösung (2^{14} Schritte von 0 bis 3.5 GeV) der Ansteuerung der Dipolnetzgeräte entspricht. Möchte man die Energie in noch kleineren Zwischenschritten verändern, so kann man durch Veränderung der Beschleunigungs-HF-Frequenz den Strahl auf eine Dispersionsbahn zwingen. Wie zuverlässig dies auch über längere Zeiträume und auch bei höheren Energien reproduziert werden kann, muß noch gezeigt werden.

Das Prinzip

Aus Kapitel 2.10 ist bereits bekannt, wie die stabile Spinrichtung \vec{n}_0 in der Nähe einer Resonanz orientiert ist. Nämlich nach Gleichung (2.25)

$$\vec{n}_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon^2 + \delta^2}} \begin{pmatrix} \pm \operatorname{Re}(\epsilon) \\ \pm \operatorname{Im}(\epsilon) \\ \pm \delta \end{pmatrix} . \quad (6.4)$$

Hierbei ist der Winkel in der horizontalen Ebene bestimmt durch die Phase der Resonanzstärke $\Phi = \arg(\epsilon)$ und der Winkel zur Vertikalen durch den energetischen Abstand zur Resonanz ($\delta = Q_{sp} - Q_R$)

$$\tan(\Psi) = \frac{\delta}{|\epsilon|} .$$

Prinzipiell kann die Stellung der Spin-Closed-Solution auch mit Hilfe des Spintracking-Programms bestimmt werden (siehe Kap. 4.6). Eine Simulation der Energieabhängigkeit der Komponenten für die Resonanz $\gamma a = 3$ findet sich in Abb. 4.11.

Mit Hilfe der Formel für den Spin-Transport in der externen Strahlführung (Gleichung (3.4)) kann ein Zusammenhang hergestellt werden zur Richtung der stabilen Spinachse in ELSA am Extraktionspunkt

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} \sin(\gamma a \vartheta) \\ \cos(\gamma a \vartheta) \\ 0 \end{pmatrix} ,$$

wenn maximale (longitudinale) Polarisation am Møller-Polarimeter bei ausgeschaltetem Solenoid gemessen wird (Hierbei geht allerdings der Drehwinkel ϑ der Strahlführung ein).

Im Frühjahr 2001 konnte eine solche Messung durchgeführt werden.

6.6. Messungen

Um diesen Effekt direkt zu studieren, wurde für eine Messung bei Extraktionsenergien um 883 MeV das Spindreh-Solenoid in der externen Strahlführung ganz abgeschaltet. Nun gelangen nur noch Polarisationskomponenten in die longitudinale Richtung am Møller-Polarimeter, die bei der Extraktion aus ELSA horizontal standen¹. Somit ist eine direkte Vermessung der horizontalen Komponenten nach der Extraktion möglich.

Das Meßprogramm sah vor:

- die Extraktionsenergie im Bereich der Resonanz $\gamma a = 2$, die schon bei der Messung zur Energiekalibration genau lokalisiert worden war, in kleinen Schritten zu variieren, um evtl. genau auf der Resonanz ein Maximum der horizontalen Polarisation zu finden. Bei dieser Messung werden die vertikalen Korrektormagnete abgeschaltet, um eine ausreichende Resonanzstärke und damit eine einigermaßen breite Resonanz zu erhalten. Die Rampgeschwindigkeit wird klein gewählt (0.1 GeV/s), um ein adiabatisches Verkappen des Präzessionskegels zu gewährleisten. Bei dieser Messung ist die Phase der Resonanz zunächst unbekannt, so daß mit nur einem kleinerem Maximum der Polarisation gerechnet werden kann.

¹Durch den Aufbau des Møller-Polarimeters bedingt, ist die Messung der longitudinalen Komponente der Polarisation nicht unabhängig von der vertikalen Strahlpolarisation möglich. Der Beitrag der vertikalen auf die longitudinale Messung beträgt je nach Energie maximal 2 bis 3.5 % bezogen auf 100 % Strahlpolarisation. Dies liegt daran, daß die Target-Folie für die Møller-Streuung unter einem Winkel von ca. 20°, bezogen auf die Strahlrichtung, eingebaut ist.

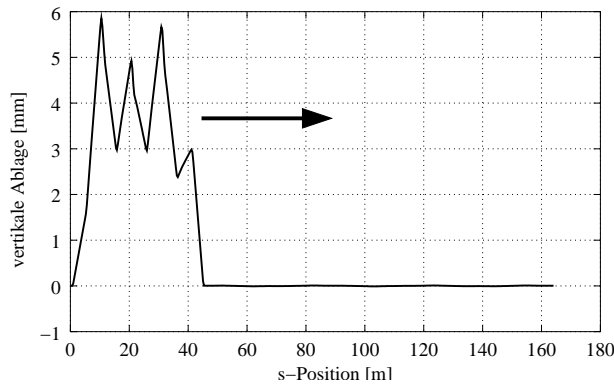


Abbildung 6.17: Lokale geschlossene Beule im vertikalen Closed-Orbit zur Verstärkung der Resonanzstärke der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 2$ mit einer bestimmten, durch die Lage der Beule vorgegebenen Phase.

- In einem weiteren Schritt soll dann bei der Extraktionsenergie, für die ein Maximum im vorangehenden Schritt gefunden wurde, die Phase der Resonanz variiert werden. Dies geschieht durch Applizieren einer lokalen Beule (siehe Abb. 6.17) in der vertikalen Gleichgewichtsbahn. Die Länge der Beule soll dabei möglichst ein Viertel des Ringumfangs betragen, damit möglichst nur die Resonanz $\gamma a = 2$ angeregt wird. Die Amplitude der Beule soll jeweils etwa gleich groß sein, damit die Resonanzstärke und damit die Energiebreite dabei nicht zu sehr verändert wird. Aus den applizierten Orbit-Beulen wird dann mit dem Programm DEPOL/SPINDANCE (siehe Kap. 4.1) die Resonanzstärke und -phase berechnet.
- In einem letzten Schritt wird die Messung der Energieabhängigkeit wiederholt für die Orbit-Beule, für die die Phasenmessung ein Polarisationsmaximum ergeben hat.

Die Ergebnisse der letzten beiden Meßschritte sind in den Abb. 6.18 und 6.19 zusammengestellt.

Ergebnisse

Mit Hilfe des Maximums (bzw. Minimums, da die Polarisationswerte bei dieser Messung negativ waren)¹ bei der Energie-Variation kann wiederum eine hochgenaue Energiemessung erfolgen. Diese ist sogar unempfindlicher gegen systematische Fehler, die durch etwaige Schleppfehler der Magnete hervorgerufen werden. Auch die Interpretation des Nulldurchgangs bei der Messung der vertikalen Komponente entfällt. Allerdings verhindert hier die endliche Auflösung der Dipolstromwertvorgabe eine noch genauere Lokalisierung des Maximums, welches eigentlich die volle Polarisation (also etwa 73 %) zeigen sollte. Aus der Messung der Phasen der Orbit-Beulen zusammen mit dem gefundenen Maximum der Polarisation läßt sich auf die absolute Phase der Resonanzstärke und damit auf die Orientierung der Spin-Closed-Solution am Extraktionspunkt schließen.

Eine feinere Auflösung in der Ansteuerung der Dipol-Magnete, wie sie für das neue im Aufbau befindliche Rampen-System mit 16 Bit Auflösung geplant ist, sollte hier eine feinere Vermessung ermöglichen. Prinzipiell ist es allerdings auch möglich, leichte Energieänderungen über die Verlängerung der Sollbahn durch Änderung der Frequenz der Beschleunigungs-HF zu erzielen, und dies wurde auch testweise für die Messung gemacht (siehe Abb. 6.19), jedoch haben diese Gleichgewichtsbahnänderungen möglicherweise unkontrollierbare Auswirkungen auf die Resonanzstärke und -phase², die hier ja vermieden werden sollten.

Die Verschiebung der Cosinus-Kurve in Abb. 6.18 um -6% muß unter Berücksichtigung des Aufbaus des Møller-Polarimeters erklärt werden: Es darf zunächst davon ausgegangen werden, daß die stabile Spinrichtung nicht ganz genau horizontal orientiert war. Eine grobe Abschätzung für den Winkel Ψ

¹Das Vorzeichen der Polarisationsmeßwerte wird durch den Aufbau der Triggerelektronik, die die Polarisation des Ti:Sa-Lasers von Zyklus zu Zyklus umschaltet, und die Auswertungssoftware für das Møller-Polarimeter festgelegt.

²Auch wenn sich die Änderungen der Beschleunigungs-HF nur auf die horizontale Gleichgewichtsbahn auswirken sollten, da $D_z \equiv 0$, kann dennoch eine leichte Beeinflussung des vertikalen Closed-Orbits nicht ganz ausgeschlossen werden.

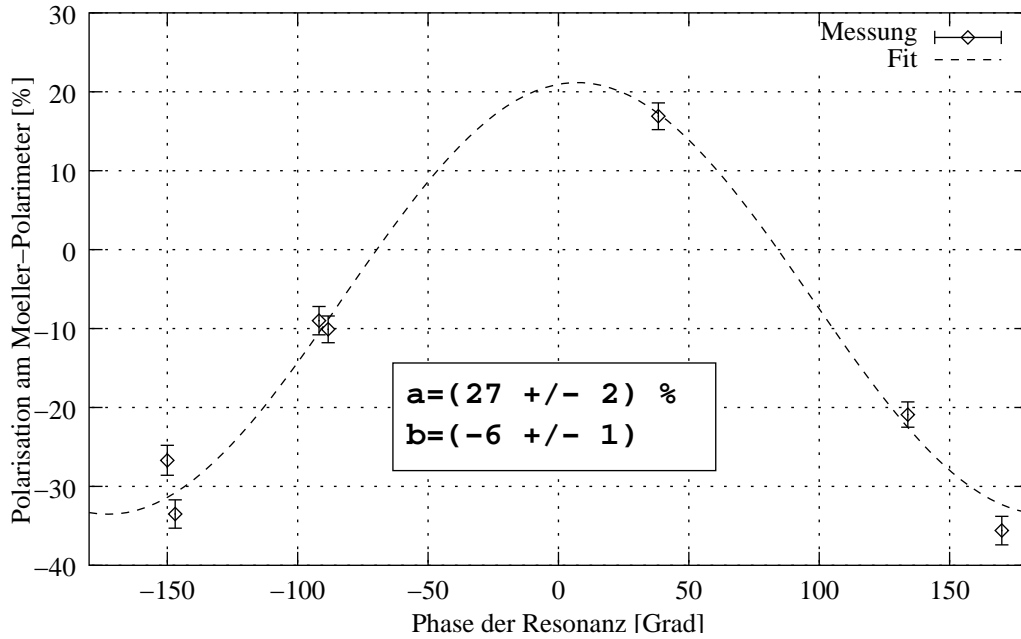


Abbildung 6.18.: Gemessene horizontale Polarisation am Møller-Polarimeter, aufgetragen gegen die Phase der Resonanz $\gamma a = 2$ bei $E_{\text{soll}} = 883.5$ MeV. Die Phase der Resonanz wurde durch Applizieren lokaler vertikaler Closed-Orbit-Beulen verändert. Aus den Orbit-Daten wurde dann mit dem Programm DEPOL/SPINDANCE (siehe Kap. 4.1) jeweils die komplexe Resonanzstärke berechnet. Wie zu erwarten war, ergab sich ein cosinusförmiger Verlauf $f(\phi) = a \cos(\phi + b)$, da das Møller-Polarimeter nur die longitudinale Komponente mißt. Der Betrag der Resonanzstärke, der durch die unterschiedlichen Beulen auch verändert wurde, betrug etwa $|\epsilon| \approx 30$ bis $75 \cdot 10^{-5}$.

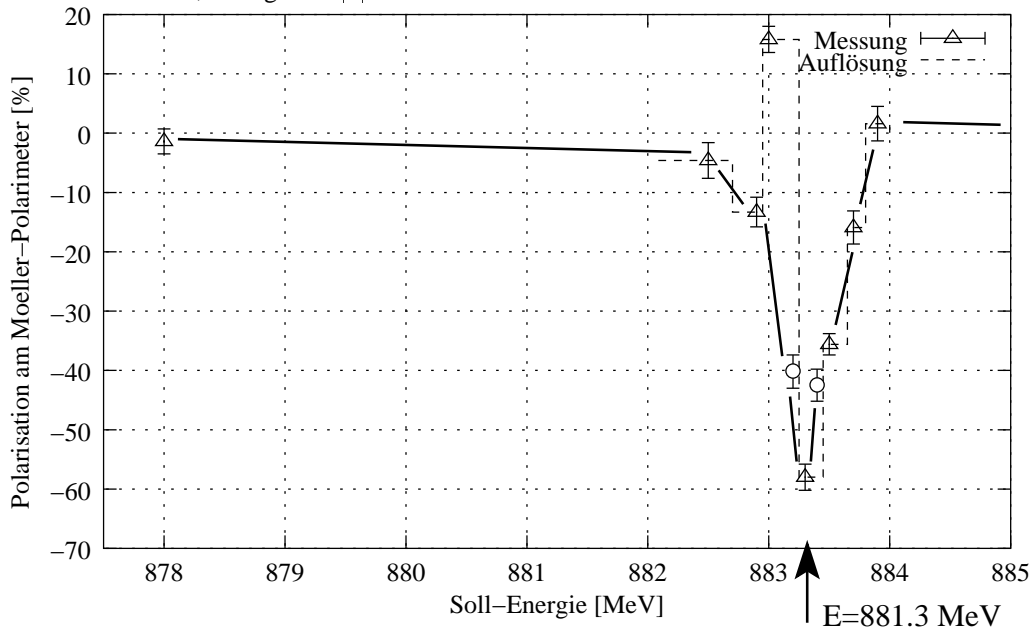


Abbildung 6.19.: Gemessene horizontale Polarisation am Møller-Polarimeter, aufgetragen gegen die Extraktionsenergie bei einer Phase der Resonanzstärke von 170° , $|\epsilon| = 74 \cdot 10^{-5}$. Die Resonanz ist nur in einem engen Energiebereich (± 0.7 MeV) wirksam. Das extrem schmale Minimum, welches eigentlich die volle negative Polarisation (also etwa -73 %) zeigen sollte, konnte wegen der endlichen Auflösung der Schritte für die Magnetfeldstärke (gestrichelte Linie) bei der Extraktion nicht genau getroffen werden. Die Kreise sind Meßpunkte, bei denen die Energie durch Variation der Beschleunigungs-HF verändert wurde. Bei dem einen positiven Meßwert handelt es sich möglicherweise um einen Meßfehler.

aus dem energetischen Abstand von der Resonanz ($\delta = (4.5 \pm 2) \cdot 10^{-4}$ bei $|\epsilon| = (60 \pm 10) \cdot 10^{-5}$) ergibt $\Psi = \arctan(\delta/|\epsilon|) = 37^\circ \pm 20^\circ$. Die vertikale Komponente am Møller-Polarimeter kann also durchaus 60 % der zu erwartenden Maximal-Polarisation betragen. Diese Komponente wird nun aufgrund der verkippten Møller-Folien mit ca. 3 % mitgemessen, was eine absolute Polarisation von 1.5 % ausmachen kann, die bei der Messung zu Buche schlägt. Der Offset im Cosinus in der Phasen-Messung dürfte demnach 3 % betragen. Dies ist jedoch zu wenig! Es bliebe zu untersuchen, ob die Phasen-Änderung der Resonanzstärke die stabile Spinrichtung möglicherweise in einer gegenüber der x - s -Ebene verkippten Ebene dreht, wenn nicht exakt auf der Resonanz extrahiert wird, was ja bei dieser Messung der Fall war. Diese Unklarheit sollte durch eine Vergleichsmessung bei leicht geänderter Energie ausgeräumt werden können. Hierbei würde man ein Verschwinden dieses Überschusses beim Offset erwarten, wenn die Resonanz genau getroffen wird.

7. Diskussion und Ausblick

7.1. Mögliche weitere Optimierungen der Polarisation

Um die Polarisation auch bei höheren Energien noch weiter zu optimieren, wären einige Verbesserungsmaßnahmen denkbar, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden sollen.

Im einzelnen betrifft dies die Stabilisierung des Arbeitspunktes auf der Rampe, eine verbesserte und automatische Gleichgewichtsbahnkorrektur auf der Rampe, sowie die Berechnung der nötigen Parameter für die harmonische Korrektur aus einem hinreichend guten Modell des Beschleunigers. Des Weiteren müssten die begonnenen Maßnahmen, insbesondere die neue Hardware für die Rampengenerierung der Hauptmagnete noch fertiggestellt werden, und das Verfahren des Arbeitspunktes auf der Rampe müßte als Routine-Betrieb eingesetzt werden. Außerdem würde bei diesem Schritt auch eine energieabhängige Ansteuerung der HF-Amplitude realisiert werden können, welche aus vielen Gründen wünschenswert ist.

7.1.1. Stabilisierung des Arbeitspunktes auf der Rampe

Messungen des Arbeitspunktes auf der Rampe, welche aus einer zeitaufgelösten Messung des Frequenzspektrums der Strahlbewegungen gewonnen werden, haben gezeigt, daß der Arbeitspunkt während der Beschleunigungsrampe relativ stark schwankt. Diese Arbeitspunktschwankungen, die bei der ca. 10 Sekunden dauernden Energierampe im Speicherbetrieb beobachtet werden konnten, lassen sich allerdings bislang für die schnellen Rampen im Nachbeschleunigermodus nicht quantifizieren. Die Zeitauflösung des Spektrum-Analysators, der zur Frequenzmessung eingesetzt wird, ist hierfür nicht gut genug.

Ähnlich starke Schwankungen des Arbeitspunktes treten aber auch bei den schnellen Rampen des Nachbeschleunigermodus auf. Dies wurde beim Betrieb des Arbeitspunktsprungsystems beobachtet. Die freie Sprungamplitude, ohne daß Strahlverlust zu beobachten war, weil der Arbeitspunkt auf eine optische Resonanz verschoben wurde, war stark von der Energie bzw. dem Zeitpunkt auf der Rampe abhängig, der Arbeitspunkt war also nicht konstant.

Die Arbeitspunktschwankungen kommen möglicherweise von den leicht unterschiedlichen Schleppfehlern der Dipol- und Quadrupolmagnete. Außerdem ist der Arbeitspunkt empfindlich von der Vormagnetisierung der Eisenjoche abhängig, welche sich allerdings nach einigen Beschleunigungszyklen nicht mehr verändern sollte. Korrekturen wegen der unterschiedlichen Hystereseeffekte, die im Eisen je nach eingestellter Energie auftreten, müßten zunächst vermessen und dann appliziert werden.

Die Arbeitspunkt-Schwankungen sind deshalb von einer Reihe von Parametern abhängig, von Rampengeschwindigkeit, Extraktionsenergie, Arbeitspunkt und evtl. den Temperaturen der Magnete. Mit den Arbeitspunkt-Schwankungen verändert sich auch die Lage der intrinsischen Resonanzen, die dann nicht zu einem fest berechneten Zeitpunkt optimal gekreuzt werden, sondern durch nachträgliches Schieben des Zeitpunktes des Arbeitspunktsprungs bei jeder Änderung der Rampengeschwindigkeit neu gefunden werden müssen. Außerdem ändert sich jedesmal der Abstand zur nächsten optischen Resonanz, so daß auch die Amplituden angepaßt werden müssen, um Strahlverluste zu verhindern. Hier wurden auch Langzeitdrifts beobachtet. Schließlich verhindern zeitlich schnell veränderliche Schwankungen und nicht reproduzierbare Verhältnisse eine optimale Korrektur der depolarisierenden intrinsischen Resonanzen.

Es erscheint deshalb aus Sicht der Polarisierungserhaltung unbedingt notwendig, den Arbeitspunkt während der Beschleunigungsrampe zu stabilisieren oder wenigstens zeitaufgelöst messen zu können, um entsprechende automatische Korrekturen applizieren zu können. Erst dann kann die volle Bandbreite des Sprungquadrupolsystems ausgenutzt werden und der Betrieb mit polarisierten Elektronen weitgehend automatisch und reproduzierbar vonstatten gehen.

Die schnelle Messung des Arbeitspunktes erfordert eine gezielte Strahlanregung, die einem festgelegten Zeitpunkt zugeordnet werden kann, sowie eine schnelle Messung der Frequenz-Antwort des Strahls, bevor die Strahlanregung abgeklungen ist. Ein System aus einem Diagnose-Kicker in Kombination mit einem digitalen Signalprozessor zur Frequenzanalyse des Signals einer Pickup-Elektrode zusammen mit einem präzisen Triggersystem könnte dies leisten. Die gemessenen Arbeitspunktverschiebungen könnten dann dazu benutzt werden, um die Ansteuerungsfunktionen der Quadrupolmagnete zu korrigieren. Nach einigen Iterationen hätte man dann den gewünschten (evtl. konstanten) Arbeitspunktverlauf auf der Rampe.

7.1.2. Feedback-System für die dynamische Closed-Orbit-Korrektur

Bislang werden die Korrektordatensätze, die als Stützstellen für die Interpolation bei der dynamischen Gleichgewichtsbahnkorrektur verwendet werden, im Vorfeld im Speichermodus manuell erstellt. Eine brauchbare Korrektur kann damit für einige wenige Wochen gewährleistet werden. Dann muß diese Prozedur wiederholt werden.

Dieser Zustand kann leicht verbessert werden. Da eine schnelle Messung der Gleichgewichtsbahn auch auf der Rampe möglich ist, könnten die Iterationen für die Korrektur anhand der Meßwerte, die im Prinzip für jede Millisekunde vorliegen, vorgenommen werden. Hierbei ist es dann unerheblich, daß der Arbeitspunkt nicht konstant ist, außerdem braucht nicht mehr interpoliert werden, da für jede Energie ein Datensatz erzeugt werden kann.

Diese Methode konnte bislang jedoch noch nicht eingeführt werden. Dies liegt hauptsächlich an technischen Schwierigkeiten. Insbesondere fallen große Datenmengen an, die innerhalb einer Zykluszeit erfaßt und verarbeitet werden müßten. Außerdem muß gewährleistet werden, daß die resultierenden Korrektorstromrampen keine Unstetigkeiten aufweisen und die Konvergenz des Korrektur-Algorithmus zuverlässig reproduzierbar ist. Auf diese Weise könnten Langzeitdrifts in den Korrekturen ausgeglichen werden, und das Erstellen der Anfangsdatensätze würde entfallen. Problematisch würde lediglich die harmonische Korrektur, die ja immer zusätzlich appliziert wird. Die Parameter der harmonischen Korrektur sind nämlich empfindlich von der Gleichgewichtsbahn nach der dynamischen Korrektur abhängig, welche deshalb genügend stabil von Zyklus zu Zyklus auch über Tage und Wochen hinweg gehalten werden müßte, damit die Parameter nicht andauernd neu gefunden werden müssen. Ein sinnvoller Betrieb ergäbe sich jedoch zusammen mit einer funktionierenden deterministischen harmonischen Korrektur (vgl. 7.1.3), in diesem Fall könnte die gesamte Polarisierungsoptimierung vollautomatisch erfolgen.

Hierzu ist aber noch erheblicher Forschungsaufwand notwendig. An keinem Beschleuniger der Welt ist dies bislang gelungen. Die Voraussetzungen für Verbesserungen in diese Richtung sind aber gegeben, so daß nach und nach mit einer Erleichterung der Polarisierungseinstellungen gerechnet werden darf.

7.1.3. Deterministische harmonische Korrektur

Die harmonische Korrektur bei ELSA basiert bislang auf der empirischen Bestimmung der Stärken und Phasen der Resonanzen. Bei hinreichend genauer Kenntnis der Beschleunigerstruktur könnten die benötigten Magnetfeldstärken aller Korrektormagnete zur vollständigen Korrektur einer Resonanz auch berechnet werden. Dies würde eine erhebliche Verringerung des Aufwands bei der Inbetriebnahme und Optimierung des polarisierten Elektronenstrahls bedeuten. Insbesondere im Zusammenhang mit einer

vollautomatischen Gleichgewichtsbahnkorrektur muß auch die harmonische Korrektur berechnet werden können.

In der Tat konnten entsprechende Rechnungen, basierend auf dem verbesserten Modell des Stretcher-rings (siehe [96]), gemacht werden. Die Tabellen A.1 und A.2 weisen unter anderem auch die Phasen der Resonanzen aus. Im Prinzip könnte so die bei der Resonanzenergie gemessene Gleichgewichtsbahn in eine automatische Resonanzstärke-Berechnung einfließen. Die berechneten Stärken und Phasen der jeweiligen Resonanz sollten dabei in systematischem Zusammenhang zur nötigen optimalen Amplitude und Phase der harmonischen Korrektur stehen. Für jede Resonanz müßten einmal die (wahrscheinlich nicht linearen) Zusammenhänge gefunden werden, die sich im Laufe der Zeit nicht ändern sollten, solange man die Eigenschaften und Einbauorten der Korrekturmagnete nicht ändert. In ersten Tests war leider die Genauigkeit nicht ausreichend. Für eine Berechnung wäre es wichtig, den exakten Closed-Orbit bei der jeweiligen Energie auf der Rampe zu modellieren, was bislang noch auf Schwierigkeiten stößt.

7.1.4. Behandlung der Synchrotronsatelliten

Die Stärke der Synchrotronsatelliten der depolarisierenden Resonanzen sollten mit zunehmender Energie stärker werden. Ihre Einfluß äußert sich nicht nur in einem nur unvollständig möglichen Spin-Flip, sondern sie könnten selbst Depolarisation verursachen, wenn sie ohne Korrekturmaßnahmen gekreuzt werden. Das Augenmerk richtet sich hierbei insbesondere auf die intrinsischen Resonanzen, da die Resonanzstärken der Imperfektionsresonanzen durch die Korrekturen recht klein werden, und somit auch deren Satelliten schwach sein sollten.

Die Synchrotronsatelliten der intrinsischen Resonanzen müßten mit dem Arbeitspunktsprungsystem ebenfalls übersprungen werden. Hierbei kommt es darauf an, daß sie nicht zu weit entfernt von der eigentlichen Resonanz liegen, damit die möglichen Arbeitspunkt-Sprungamplituden hierfür ausreichen. Bei einem Synchrotron-Arbeitspunkt von $Q_s = 0.04$ wird es schon knapp, da ein Arbeitspunkt-Sprung von mindestens $\Delta Q_z = 0.08$ nötig wäre, die Resonanz zusammen mit den Satelliten zu überspringen. In diesem Fall ist auch der Sprungzeitpunkt recht kritisch.

Es kommt deshalb darauf an, die Lage der Synchrotronsatelliten möglichst dicht an die eigentliche Resonanz zu legen. Eine leichte Verstärkung könnte hierbei sogar in Kauf genommen werden. Deshalb sollte der Synchrotron-Arbeitspunkt möglichst klein gehalten werden. Er ist proportional zur Wurzel des Überspannungsfaktors. Dieser wird jedoch beim Nachbeschleunigungsbetrieb an der höchsten Energie ausgerichtet und ist deshalb bei kleineren Energien während der Rampe unnötig groß. Es böte sich deshalb an, die HF-Ansteuerung ebenfalls mit der Energie zu rampen, wie es schon bei der langsamen Rampe im Synchrotronlichtmodus geschieht.

7.2. Mögliche Anwendungen der Extraktion horizontaler Polarisation

Diese ersten Messungen zur Extraktion horizontaler Polarisation aus ELSA bieten evtl. für die Zukunft interessante Möglichkeiten:

Die Richtung der invarianten Spinachse kann beliebig eingestellt werden, indem man die Phase der Resonanzstärke und den Abstand zur Resonanz geeignet einstellt. Somit ist es möglich, bei ganz speziellen Energien den Elektronenstrahl so zu extrahieren, daß die Polarisation horizontal steht. Die Stabilität der gewählten Richtung hängt dabei von der Stabilität der Energie sowie der applizierten horizontalen Magnetfelder ab. Hat man ein hinreichend gutes Modell der Beschleunigeranlage mit allen Justage- und Feldfehlern, so ließe sich dieses praktisch ausnutzen. Ein Spindrehler nach der Extraktion würde damit überflüssig, sofern die Tagged-Photon-Experimente bei wenigen vorgegebenen Strahlenergien durchgeführt werden können. Alle 440 MeV ließe sich so eine Energie finden, bei der der Strahl horizontal polarisiert extrahiert werden kann.

Falls es sich herausstellte, daß aus irgendwelchen Gründen doch nicht vollständig horizontal extrahiert werden kann, so kann man das Prinzip zumindest dafür ausnutzen, die unvollständige Spindrehung des Spindrehers in der externen Strahlführung in der Nähe von Imperfektionsresonanzen durch eine geeignete Polarisationsrichtung in ELSA vollständig oder teilweise zu kompensieren. Dies könnte insbesondere bei hohen Strahlenergien die benötigten Meßzeiten für die derzeit laufenden und geplanten Doppelpolarisationsexperimente erheblich verringern.

Es bleibt allerdings noch zu zeigen, daß diese Methode auch für höhere Energien noch durchführbar ist. Synchrotronoszillationen durch Synchrotronstrahlungsanregung bei hohen Energien führen beim adiabatischen Rampen zu der Resonanz, bei der extrahiert werden soll, zu Verlusten, da nämlich die Folge von Synchrotronsatelliten vor der Resonanz gekreuzt werden muß. Das Ausmaß der Verluste ist dann wiederum von der Rampengeschwindigkeit abhängig (vergleiche auch Kap. 2.11).

Jedenfalls eröffnet die praktische Erkenntnis, daß auch horizontale Polarisationsrichtungen im Beschleuniger stabil sein können, neue — wenn auch recht spekulative — Anwendungsgebiete: Die stabile Polarisationsrichtung könnte bei diesen Energien in die Strahlrichtung (longitudinal) gedreht werden. Interne Streuexperimente könnten diesen polarisierten Strahl nutzen. Auch wäre es zumindest denkbar, den Strahl zunächst unpolarisiert bei einer solchen speziellen Energie zu speichern und ihn dann durch longitudinale elektromagnetische Felder, z.B. Mikrowellen-Strahlung und spinzustandselektive Streuprozesse (Compton-Streuung), zu polarisieren¹, dann langsam von der Resonanzenergie wegzurampfen, wobei sich die Polarisation in die Vertikale dreht, und dann ganz normal nachzubeschleunigen.

7.3. Ausblick

Es kann nun auf dem gesamten Energiebereich von ELSA (1 GeV bis 3.2 GeV) ein polarisierter Elektronenstrahl mit mehr als 50 % Polarisation, bis 2 GeV sogar mit mehr als 70 % zur Verfügung gestellt werden. Der über die Gesamtzeit gemittelte extrahierte Strom beträgt ca. 1 nA. Damit können die Anforderungen der aktuellen und geplanten Doppelpolarisations-Experimente erfüllt werden.

Das Potential der vorhandenen Einrichtungen zur Überwindung der depolarisierenden Resonanzen, nämlich des Arbeitspunktsprung-Systems und der dynamischen und harmonischen Gleichgewichtsbahnkorrektur, ist derzeit fast ausgeschöpft. Bei den hohen Energien könnten einige wenige Prozent Strahlpolarisation durch die oben beschriebenen Maßnahmen noch gewonnen werden. Verbesserungen kann man sich jedoch hauptsächlich zur Erreichung größerer Stabilität und zur Beschleunigung des Einstellvorgangs vorstellen, der derzeit leider immer noch erhebliche Zeit in Anspruch nimmt. Allem voran müßte hierzu das Diagnosesystem der Maschine ausgebaut werden, um die kleinen Effekte, die große Auswirkungen auf die Polarisation des Strahls haben, zunächst quantitativ zu erfassen, um dann geeignete Gegenmaßnahmen einzuleiten.

Der Betrieb mit polarisiertem Strahl ist derzeit der empfindlichste und zusammen mit den Anforderungen an die Qualität des extrahierten Strahls am Rande des mit den vorhandenen Mitteln bei ELSA gerade noch Machbaren. Investitionen in die Infrastruktur des Beschleunigers würden die Situation nachhaltig verbessern.

¹Ein brauchbarer Mechanismus, der Polarisation aufbauen kann und dabei kleinere Zeitkonstanten als der Sokolov-Ternov-Effekt hat, ist bislang nicht bekannt. Ein Polarisieren des Strahls mit Comptonstreuung ist zwar theoretisch möglich, erfordert aber Photonenintensitäten, die weit über das technisch Machbare hinausgehen.

8. Zusammenfassung

Das Ziel, wie es zu Beginn dieser Arbeit formuliert wurde, die Erhaltung der Polarisation über den gesamten bei ELSA zugänglichen Energiebereich, konnte erreicht werden. Elektronenstrahlen können jetzt bis 3.2 GeV mit mehr als 50 % Strahlpolarisation zur Verfügung gestellt werden. Mit diesem polarisierten Strahl konnte das GDH-Experiment bei ELSA durchgeführt werden. Die Anforderungen der derzeitigen externen Experimente werden erfüllt. Der polarisierte Strahl steht nun als Option für weitere Doppelpolarisationsexperimente zur Verfügung, wie z.B. für die zukünftigen Experimente am CB-Detektor.

Die bereits früher [59, 96, 70] begonnenen Maßnahmen zur Erhaltung der Polarisation in ELSA konnten erfolgreich vollendet werden und kommen nun routinemäßig zum Einsatz. Das Arbeitspunktsprungsystem wurde in Betrieb genommen und die dynamische und harmonische Closed-Orbit-Korrektur in vollem Umfang implementiert. Anhand von Polarisationsmessungen wurden ihre Funktionsweise demonstriert und zahlreiche Parameter optimiert. Während der Messungen ergaben sich verschiedene Notwendigkeiten, die Konzepte zu verbessern. Hierfür wurden die Energie- und Arbeitspunkttrampen des Beschleunigers modifiziert.

Ein Spintracking-Programm wurde entwickelt, um die Spindynamik in ELSA zu simulieren und Resonanzstärken zu berechnen. Das Programm erlaubt u.a. eine elementweise Verfolgung des Polarisationsvektors eines Teilchenpakets auf einer kompletten Energierampe oder bei festgehaltener Energie über viele Umläufe unter dem Einfluß von longitudinalen oder transversalen Strahlanregungen und der Synchrotronstrahlung. Dabei wurden nur elementare analytische Konzepte verwendet. Besonderes Augenmerk wurde auf die für Elektronenbeschleuniger typischen Effekte durch Synchrotronoszillationen und Synchrotronlichtabstrahlung gelegt. Hieraus wurde ein praktisches und anschauliches Modell abgeleitet, welches alle bei ELSA beobachteten Polarisationsphänomene erklären kann.

Zwei Methoden zur hochgenauen Energiemessung des umlaufenden Elektronenstrahls wurden vorgeschlagen. Mit einer Methode konnte die Energie des Stretcherrings mit bisher bei ELSA nicht erreichter Genauigkeit kalibriert werden. Das andere Verfahren könnte in Zukunft eingesetzt werden, wenn ein internes Polarimeter einsatzbereit ist.

Die Beobachtung, daß auch horizontale Polarisationskomponenten in ELSA unter bestimmten Bedingungen erhalten bleiben und auch extrahiert werden können, eröffnet ganz neue Möglichkeiten bei der Konzeption von Beschleunigern für Tagged-Photon-Experimenten mit Polarisation. So kann beim Entwurf der externen Strahlführungen auf Spindreher u.U. verzichtet werden oder eine unvollständige Drehung in der Strahlführung kompensiert werden. Der Effekt, der mit dem Spintracking-Programm simuliert werden kann, erlaubt die beliebige räumliche Orientierung des Polarisationsvektors in Kreisbeschleunigern bei speziellen Energien. Die ersten Messungen an der 880-MeV-Resonanz haben gezeigt, daß die Ausrichtung stabil und zuverlässig eingestellt werden kann. Diese Möglichkeit verspricht vielfältige neue Anwendungen für ELSA.

ELSA ist mit ihrem polarisierten Strahl in diesem Energiebereich zur Zeit weltweit einmalig und ermöglicht nun Doppelpolarisationsexperimente der Mittelenergiephysik zur Erforschung der Struktur der Nukleonen und Kerne.

A. Anhang

A.1. Berechnete Resonanzstärken bei ELSA

Die folgenden Tabellen geben die berechneten Resonanzstärken für die linearen depolarisierenden Resonanzen erster Ordnung (intrinsische, Imperfektions- und Gradientenfehlerresonanzen) bei ELSA für einige typische Parameter wie Closed-Orbit und vertikaler Arbeitspunkt wieder. Es wurde eine quadratische Emittanz-Energieabhängigkeit angenommen, welche bei kleinen Energien für ELSA zu klein ansetzt (Formel (5.7) in Kapitel 5.1.1). Die Energiebreite gibt den vollen Bereich wieder, innerhalb derer die Resonanz die vertikale Polarisation auf unter 71 % reduziert (vgl. Kap. 2.9). Außerdem sind die nach der Froissart-Stora-Formel bei einer Rampgeschwindigkeit von 4.5 GeV/s zu erwartenden Polarisationsverluste aufgelistet.

Spintune $Q_{sp} = \gamma a$	Energie E [MeV]	Emittanz ε_z [nm rad]	Resonanzstärke $ \epsilon [10^{-5}]$	Phase [$^\circ$]	Energiebreite ΔE [keV]	Pol. $\frac{P_I}{P_s}$ [%]
1	440.652	0.33	20.7	-98.5	182	85.5
2	881.304	1.32	6.57	-67.4	57	98.5
3	1321.96	2.97	42.6	-128	375	45.3
4	1762.61	5.29	37.4	-118	329	56.3
5	2203.26	8.26	130	60	1142	-89.6
6	2643.91	11.9	33.4	154	294	64.3
7	3084.56	16.2	134	85.2	1180	-91.5
-4+ Q_z	190.277	0.0616	0.0738	-139	0	100
-3+ Q_z	630.929	0.677	0.431	149	3	100
-2+ Q_z	1071.58	1.95	0.433	129	3	100
-1+ Q_z	1512.23	3.89	2.65	142	23	99.8
0+ Q_z	1952.88	6.49	37.5	-96.1	330	56.1
1+ Q_z	2393.54	9.75	2.89	-156	25	99.7
2+ Q_z	2834.19	13.7	52.3	-92.7	461	23.4
3+ Q_z	3274.84	18.2	75.8	-71	667	-27.3
5- Q_z	250.375	0.107	0.0685	-61.6	0	100
6- Q_z	691.027	0.812	0.514	50.7	4	100
7- Q_z	1131.68	2.18	1.85	32	16	99.9
8- Q_z	1572.33	4.21	6.61	64	58	98.5
9- Q_z	2012.98	6.89	35.2	-116	310	60.8
10- Q_z	2453.64	10.2	1.01	1.89	8	100
11- Q_z	2894.29	14.3	50.5	-113	445	27.5
12- Q_z	3334.94	18.9	94.3	-91.8	830	-58.3

Tabelle A.1.: Resonanzstärken, -phasen und -energien für den Stretcherring bei ELSA für unkorrigierter Gleichgewichtsbahn mit einer mittleren RMS-Closed-Orbit-Ablage von 0.99 mm und mittleren Gradientenfehlern von 0.5 % bei einem vertikalen Arbeitspunkt $Q_z = 4.431$. Die Emittanzkopplung wurde zu 2.5 % angenommen. Die Polarisationswerte ergeben sich für eine Rampe von 4.5 GeV/s.

Spintune $Q_{sp} = \gamma a$	Energie E [MeV]	Resonanzstärke $ \epsilon [10^{-5}]$	Phase [$^\circ$]	Energiebreite ΔE [keV]	Pol. $\frac{P_I}{P_s}$ [%]
1	440.652	5.3	-58.4	46	99
2	881.304	19.6	118	173	86.9
3	1321.96	19.2	-55.5	168	87.5
4	1762.61	14.5	141	127	92.7
5	2203.26	18.4	27.1	162	88.4
6	2643.91	15.9	39.7	139	91.3
7	3084.56	34.2	-41.8	301	62.7

Tabelle A.2.: Resonanzstärken und -phasen der Imperfektionsresonanzen für den Stretcherring bei korrigierter Gleichgewichtsbahn. Die mittleren RMS-Closed-Orbit-Ablage beträgt hier etwa 140 μm . Vertikaler Arbeitspunkt: $Q_z = 4.4318$; Rampe: 4.5 GeV/s.

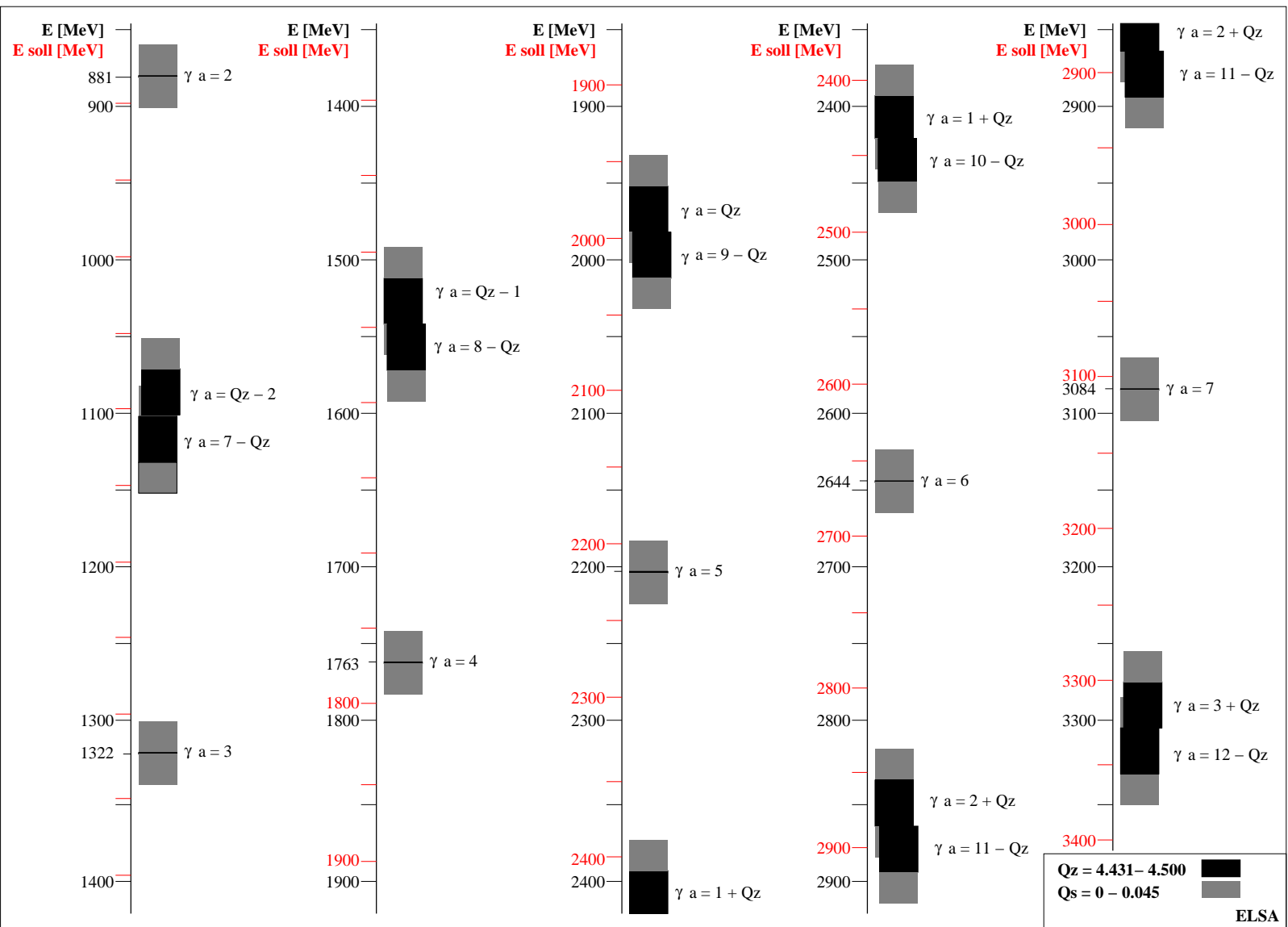


Abbildung A-1: Kritische und unkritische Energiebereiche für die Injektion und Extraktion in bzw. aus dem Stretchering. Eingezeichnet sind Bereiche, in denen die depolarisierenden Resonanzen einschließlich der Gradientenfehlerresonanzen je nach vertikalem Arbeitspunkt liegen können (schwarz) und solche, in denen die Synchrotronresonanzen je nach Überspannungsfaktor liegen können (grau). E_{soll} ist die eingestellte Energie ohne Bereinigung durch die neue Energiekalibration.

A.2. Vermessung der Solenoid-Drehung bei 1.4 GeV

Da über den supraleitenden Solenoidmagneten in der externen Strahlführung keine verlässlichen Magnetfeldkalibrierungen und Feldstärkekarten vorlagen, wurde eine Kalibrationsmessung mit polarisiertem Strahl durchgeführt, die die nötige Stromstärke im Solenoid für eine vollständige 90°-Drehung des Spins in der externen Strahlführung bestimmen sollte. Bislang wurde diese Messung nur bei einer einzigen Energie durchgeführt, da das Verfahren des Solenoid-Stroms leider auch eine Verschiebung des Strahls in der externen Strahlführung mit verursacht, die jeweils eine aufwendige Neujustierung des Strahls auf das Tagging- und Møller-Target notwendig macht.

Diese Messung ergab aber schon eine Abweichung von ca. 8 % gegenüber den Einstellungen, die bis dato aus 20 Jahre älteren Kalibrierungen abgeleitet wurden. Diese relativ große Abweichung kann nicht allein dadurch erklärt werden, daß die tatsächliche Energie nach der Energiekalibration gegenüber der eingestellten Energie von $E_{\text{soll}} = 1.4 \text{ GeV}$ um 5 MeV kleiner war.

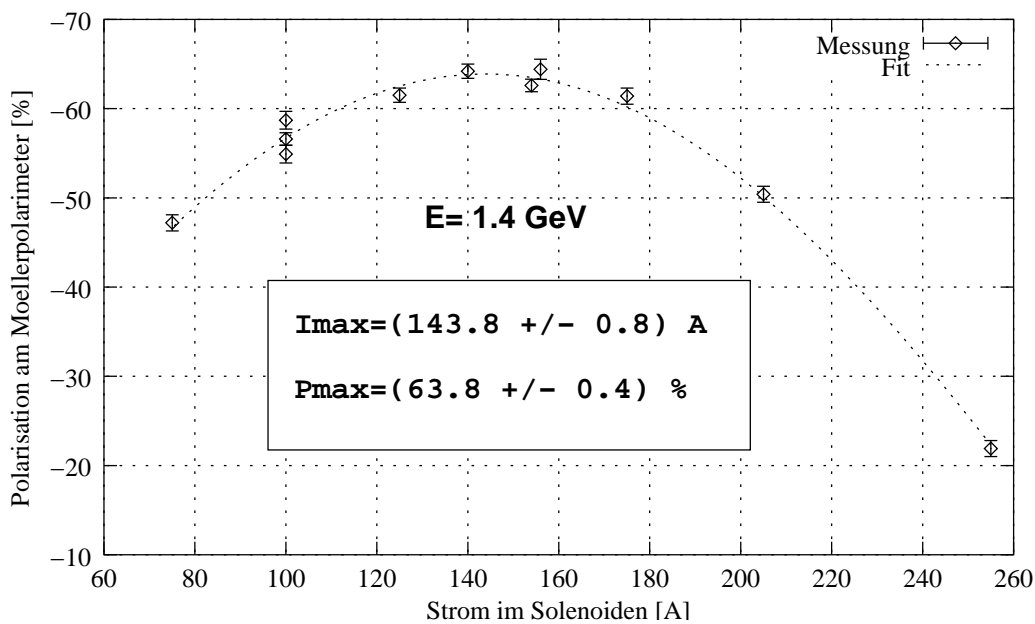


Abbildung A.2.: Gemessene Polarisation am Møller-Polarimeter, aufgetragen gegen den Strom im Solenoidmagneten bei einer Extraktionsenergie von $E_{\text{soll}} = 1.4 \text{ GeV}$. Die Solenoid-Drehung ist bei dieser Energie vollständig bei $(143.8 \pm 0.8) \text{ A}$.

Solange Messungen bei anderen Energien noch ausstehen, darf davon ausgegangen werden, daß der optimale Strom proportional zur Energie ist. Da allerdings eine Abweichung festgestellt wurde zu den recht spärlichen Informationen aus [35], der Magnetfeld-Kalibrierung ($B_{\text{eff}} = 0.24770 \text{ kG/A} \cdot I$) und der Feld-Vermessung¹, aus der die optimale Polarisationsdrehung nach der Formel (3.1) bestimmt werden kann:

$$\frac{\pi}{2} \stackrel{!}{=} -\frac{e}{m_0 c} \frac{1+a}{\sqrt{\gamma^2-1}} \cdot B_l \cdot l_{\text{eff}} \quad ,$$

wird davon ausgegangen, daß der Unterschied durch Veränderung der effektiven Feldlänge des Solenoidmagneten zu erklären ist, da sich im Bereich des großen Streufelds ferromagnetische Materialien befinden, nämlich Eisenjoche einiger Quadrupole der Strahlführung. Dies bedeutet aber auch, daß diese Verlängerungen der effektiven Feldlänge wiederum abhängig von der Magnetfeldstärke im Streufeld ist, da ja Eisen ab etwa 1.5 T Sättigungserscheinungen zeigt.

¹Laut [35] ist für 1.2 GeV $I_{\text{opt}} = 132.12 \text{ A}$.

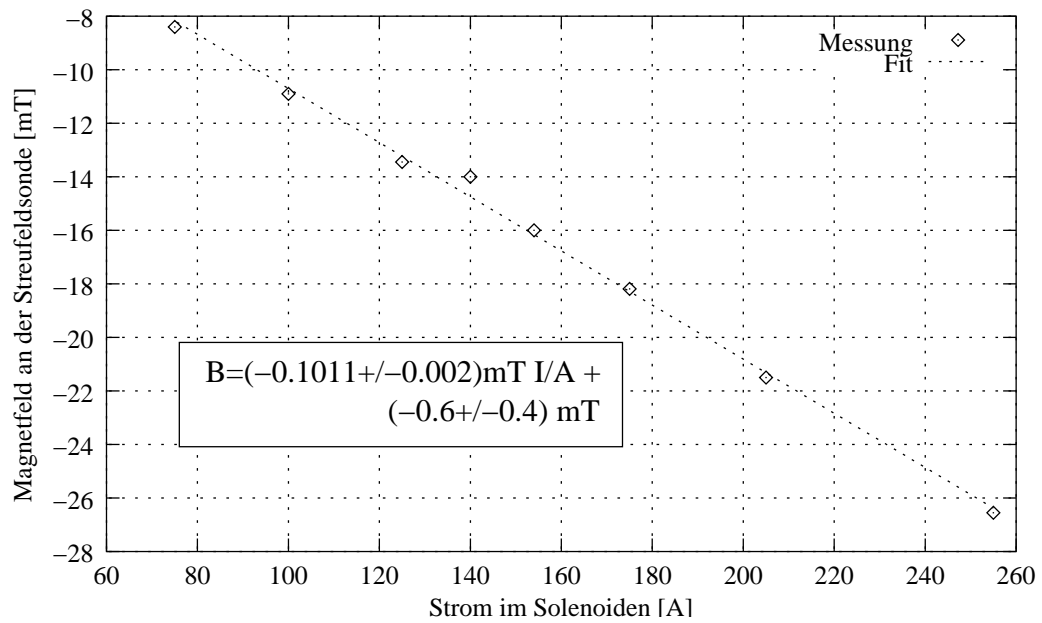


Abbildung A.3.: Magnetfeldstärke gemessen mit einer fest installierten Hall-Sonde im Streufeld des Solenoidmagneten für unterschiedliche Bestromung desselben.

Abb. A.3 zeigt die Kalibrierung der im Streufeld des Solenoiden angebrachten Hall-Sonde. Anhand dieser Daten kann überprüft werden, wieviel Strom im Solenoiden gespeichert ist und ob evtl. der Solenoidmagnet gequencht ist.

A.3. Das Compton-Polarimeter

Für die Messungen der Polarisation des umlaufenden Strahls direkt im Speicherring wird ein Compton-Polarimeter [57] aufgebaut. Es ermöglicht eine Messung der Polarisation bei vernachlässigbarer Strahlzerstörung. Hierbei wird ein intensiver polarisierter Laserstrahl an den im Speicherring umlaufenden Elektronen gestreut. Die durch die Compton-Streuung zurückgestreuten Elektronen haben dabei eine Winkel-Asymmetrie, die mit Hilfe eines hochauflösenden Silizium-Streifendetektors [61] gemessen wird. Der Bau eines Compton-Polarimeters für den Energiebereich bei ELSA birgt besondere technische Schwierigkeiten.

Das Funktionsprinzip eines Compton-Polarimeters ist in [57] erläutert. Bei ELSA-Energien von 1 GeV und einer Laserlichtwellenlänge von 514 nm (grün), kann bei dem derzeitigen Aufbau bei maximaler Polarisation eine Schwerpunktverschiebung des Rückstreuprofils von $70 \mu\text{m}$ erwartet werden. Da die Profildbreite selbst aber mehrere Millimeter beträgt und das Profil selbst noch störende Einflüsse des Gas-Bremsstrahl-Untergrundes aufzeigt, ist diese Messung eine technische Herausforderung. Dies bedingt einen Rückstreuprofil-Detektor mit hoher Ortsauflösung, sowie eine gute Stabilisierung der Lage des Elektronenstrahls und des Laserstrahls.

Große Anforderungen werden also an die Strahlführung des Laserstrahls und des umlaufenden Elektronenstrahls gestellt. Hierbei ist die Stabilität der Position in der Wechselwirkungszone entscheidend. Weiterhin werden hohe Anforderungen an die Ortsauflösung und Auslesegeschwindigkeit des Detektors für die Rückstreuphotonen wegen der nur sehr kleinen Schwerpunktverschiebung und Asymmetrieänderung des Profils gestellt. Schwierigkeiten stellt auch die Reduzierung der hohen Untergrundrate an Elektronen dar, die durch die Streuung des umlaufenden Strahl an Restgasatomen hervorgerufen wird.

Bis Mitte 2000 war das Compton-Polarimeter soweit fertig gestellt, daß die ersten Testmessungen erfolgen konnten [95].

Zur Kalibration des Polarimeters kann die Selbstpolarisation des gespeicherten Elektronenstrahls durch den Sokolov-Ternov-Effekt ausgenutzt werden. Aus der Messung der Zeitkonstante des Polarisationsaufbaus ist die Bestimmung des asymptotischen Grenzwerts möglich, der bei einer idealen Maschine bei $P_\infty = 92.4\%$ liegt.

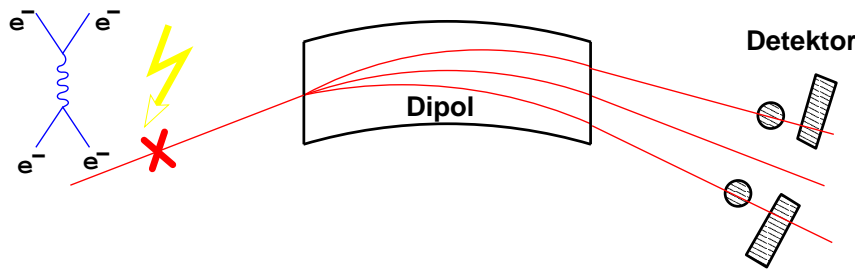


Abbildung A.4:
Ein möglicher Aufbau eines Touschek-Polarimeters

A.4. Ein Touschek-Polarimeter für ELSA

Es besteht die Überlegung, ob man an ELSA bei Synchrotronlichtbetrieb den Touschek-Effekt für Polarisationsmessungen ausnutzen kann. Dieses Verfahren zeichnet sich durch seine Einfachheit und leichte technische Realisierung aus und wird deshalb an verschiedenen Synchrotronlichtquellen der zweiten und dritten Generation (BESSY II und ALS) inzwischen routinemäßig zur Energiekalibration eingesetzt.

Ein Touschek-Polarimeter besteht im wesentlichen aus mehreren Detektoren, die Elektronen oder Elektron-Photon-Schauer zählen können. Diese können im ganzen Ring plaziert werden und eignen sich auch ganz allgemein als Strahlverlust-Monitore. Bei BESSY II sind beispielsweise ca. 60 solcher Zähler im Einsatz, teilweise unterschiedlicher Bauart. Einfache kleine Szintillationszähler haben sich jedoch am besten bewährt. Es zeigte sich sogar, daß es nicht nötig ist, Koinzidenz-Schaltungen der Zähler zu schalten, sondern daß sich eine Information über die Polarisation schon allein aus den Einzelzählraten der Detektoren ergibt, sofern der Untergrund bei der Messung hinreichend klein ist.

Die Nachteile dieser Methode liegen in einer hohen Untergrundrate an Elektronen, die durch Streuung des gespeicherten Strahls an Restgasmolekülen im Vakuum hervorgerufen werden sowie in der unbestimmten Analysierstärke des Streuprozesses. Einen möglichen Aufbau eines Touschek-Polarimeters zeigt Abb. A.4.

Ein Touschek-Polarimeter dieser einfachen Bauart ist deshalb nicht so genau wie andere Polarimeter. Da die Signalstärke wesentlich von den Druckverhältnissen im Beschleuniger abhängt, läßt es sich auch nicht so einfach kalibrieren. Abrupte Polarisationsverluste, wie sie z.B. durch Depolarisation an einer künstlich durch einen Kicker erzeugten Resonanz verursacht werden können, lassen sich jedoch sehr gut nachweisen. Dies macht ein Touschek-Polarimeter insbesondere interessant für eine zerstörungsfreie hochgenaue Energiemessung während des üblichen Synchrotronlichtbetriebs, die etwa jede Stunde¹ einen neuen Energiewert liefern kann. Diese Messung könnte automatisch nebenher erfolgen.

Der Touschek-Effekt

Die Teilchen in einem in einem Kreisbeschleuniger umlaufenden Bunch führen Betatronoszillationen um die Gleichgewichtsbahn aus. In einem mitlaufenden System verhalten sich die Teilchen in dem Bunch wie ein Gas in einem Potentialtopf. Die Bewegungen im Phasenraum können auch als Temperatur aufgefaßt werden. Transversale Schwingungen haben durch die starke Fokussierung mehr Energie als longitudinale Phasenraumschwingungen². Stöße oder Coulomb-Streuprozesse zwischen den Teilchen im Paket, bei denen transversaler Impuls in longitudinalen übertragen wird, sind daher nicht selten. Durch den relativistischen Effekt führt der Impulsübertrag zu einer erheblichen Energieänderung der betroffenen Teilchen ($\Delta E = \gamma \Delta p_x$). Übersteigt der Energieunterschied die Akzeptanz des Beschleunigers, gehen

¹Es ist nicht nötig, den Strahl bei einer Messung vollständig zu depolarisieren, solange ein deutlicher Polarisationsverlust in den Zählern des Polarimeters beobachtet werden kann. So können die Energiemessungen in deutlich kürzeren Intervallen geschehen, als es von der Aufbauzeit nach dem Sokolov-Ternov-Effekt zu erwarten wäre.

²Dies ist gut anhand der Arbeitspunkte zu sehen: Im mitlaufenden System ist die Bewegung fast ausschließlich transversal, und die viel langsameren longitudinalen Strahlbewegungen (Synchrotronoschwingungen) sind so gut wie vernachlässigbar: $Q_s \ll Q_{x,z}$.

die Teilchen verloren.

Dieser Effekt wurde zuerst von B. Touschek 1963 beobachtet und ist deshalb nach ihm benannt worden. Das theoretische Modell hierzu wurde erst später vollständig erarbeitet. Mitunter trägt nämlich nicht ein Streuprozeß alleine zum Strahlverlust bei, insbesondere im Bereich niedriger Energien werden Vielfachstöße mit recht kleinem Impulsübertrag ebenfalls relevant, da sie zu einem neuen Gleichgewichtszustand zwischen Strahldämpfung durch die Synchrotronstrahlung und stochastischer Strahlanregung führen. Dieser Vielfach-Touschek-Effekt führt also nicht nur zu Strahlverlusten und einer eingeschränkten Strahllebensdauer, sondern auch zur Vergrößerung der Energieunschärfe und zur Strahlaufweitung und Emittanzwachstum. Diese Effekte wurden fortan zusammengefaßt unter dem Stichwort Intra-Beam-Scattering [73].

In einem Elektronenbeschleuniger wie ELSA, mit recht kleiner vertikaler Strahldimension, kommen Impulsübertäge mit größerer Energieveränderung hauptsächlich aus der horizontalen Bewegung.

Strahlverlustrate und Touschek-Lebensdauer

Eine Ableitung des totalen Wirkungsquerschnitts für den Teilchenverlust durch Impulsübertrag in die longitudinale Richtung kann leicht aus der Formel für die Møller-Streuung (unpolarisiert, Näherung für kleine v/c .)

$$\frac{d\sigma_{cms}}{d\Omega}(\Theta) = \frac{4r_e^2}{(v/c)^4} \left(\frac{4}{\sin^4 \Theta} - \frac{3}{\sin^2 \Theta} \right) ,$$

wobei v die Relativgeschwindigkeit und Θ der Streuwinkel im Schwerpunktsystem ist, durch Integration gewonnen werden. Eine detailliertere Rechnung dieser Ableitung wie auch die folgenden Überlegungen zur Touschek-Lebensdauer finden sich in [73]. Hier werden deshalb nur die Ergebnisse zitiert. Der totale Wirkungsquerschnitt dafür, daß zwei Teilchen bei einem Streuprozeß mit einem relativen Ausgangsimpuls p_x die Energieakzeptanz ϵ_{HF} verlassen, ist demnach:

$$\Sigma_{cms} = \frac{8\pi r_e^2}{(v/c)^4} \left(\frac{1}{\mu^2} - 1 + \ln \mu \right) .$$

Hierbei ist $\mu := \epsilon_{HF}/\gamma p_x$ und r_e der klassische Elektronenradius.

Die totale Streurrate gewinnt man hieraus durch Integration über das Bunchvolumen V , welches sich aus den Strahldimensionen ergibt. Erst dann und unter Vernachlässigung des Einflusses der Dispersionsfunktion des Beschleunigers erhält man die gebräuchliche kompakte Darstellung:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \frac{1}{\tau} = \frac{Nr_0^2 c}{8\pi\sigma_x\sigma_z\sigma_s} \frac{\lambda^3}{\gamma^2} D(\zeta) , \quad (\text{A.1})$$

$$\text{mit } \lambda := \epsilon_{HF}/\gamma m_0 c ,$$

$$\zeta := (\epsilon_{HF}/\gamma\sigma_p)^2 ,$$

$$D(\zeta) := \sqrt{\zeta} \left(-\frac{3}{2} e^{-\zeta} + \frac{\zeta}{2} \int_{\zeta}^{\infty} \frac{\ln u e^{-u}}{u} du + \frac{1}{2} (3\zeta - \zeta \ln \zeta + 2) \int_{\zeta}^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du \right) .$$

Die so gewonnene Verlustrate ist noch von der azimuthalen Position im Beschleuniger abhängig und muß noch über den gesamten Umfang gemittelt werden. Auf diese Weise erhält man die Gesamt-Touschek-Lebensdauer

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{L} \int \frac{1}{\tau(s)} ds .$$

Touschek-Effekt bei polarisierten Elektronen

Der Wirkungsquerschnitt für die Møller-Streuung ist spinabhängig, und deshalb ist auch die Rate der Verlustteilchen abhängig von der Polarisation des Teilchenpakets. Die Rechnungen hierzu sind jedoch etwas länglich und finden sich in [14]. Ausgehend vom polarisationsabhängigen Møller-Wirkungsquerschnitt für transversal zur Impulsrichtung polarisierte Elektronen wird hier für den 2.4 GeV Beschleuniger SPEAR bei typischen Betriebsparametern eine Asymmetrie von 5 bis 10 % berechnet. Diese Werte konnten mit dem dort aufgebauten Touschek-Polarimeter bestätigt werden (siehe [17]). Bei ELSA dürfte man etwa die gleiche Größenordnung erwarten. Dieser Wert ist allerdings stark von der Energieakzeptanz des Beschleunigers und dem Energieübertrag der Streupartner abhängig.

Untergrundprozesse

Die Strahllebensdauer in Kreisbeschleunigern hängt von verschiedenen Effekten ab. Grob kann man die Effekte unterteilen in natürliche Lebensdauer aufgrund der Aperturbegrenzung, Restgasstreuung und Intra-Beam-Scattering. Durch die Streuprozesse verlassen die betroffenen Teilchen in der Regel die Akzeptanz des Beschleunigers und gehen schließlich verloren. Dies führt zu Strahlverlusten, die mit geeigneten Detektoren außerhalb des Strahlrohrs nachgewiesen werden können.

Im Einzelnen sind die Verlustprozesse:

1. Natürliche Lebensdauer aufgrund der Aperturbegrenzungen
2. Elastische Streuung der Elektronen am Kern der Restgasatome
3. Inelastische Streuung der Elektronen am Kern der Restgasatome
4. Elastische Streuung an Hüllen-Elektronen der Restgasatome
5. Inelastische Streuung an Hüllen-Elektronen der Restgasatome
6. Touschek Effekt (Beam-Beam-Wechselwirkung)
7. Instabilitäten durch Ioneneinfang, Staubpartikel etc.

Die Lebensdauern, die sich aus den einzelnen Beiträgen der verschiedenen Streuprozesse ergeben, wurden in Anlehnung an [41] berechnet.

Elastische Streuung an den Atomkernen

$$\tau_k = \frac{\gamma^2}{2\pi r_e^2 Z^2 c n} \left(\frac{\langle \beta_x \rangle \beta_{x,0}}{A_x^2} + \frac{\langle \beta_z \rangle \beta_{z,0}}{A_z^2} \right)^{-1}$$

Inelastische Streuung an den Atomkernen (Bremsstrahlung)

$$\tau_b = \frac{411}{16 r_e^2 Z^2} \left(3.22 \cdot 10^{13} \frac{p}{\text{nTorr}} c n_z \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \left(\ln \frac{1}{\epsilon_{\text{HF}}} - \frac{5}{8} \right) \right)^{-1}$$

Elastische Streuung an den Elektronen

$$\tau_{ee} = \frac{\gamma \epsilon_{\text{HF}}}{2\pi r_e^2 Z c n}$$

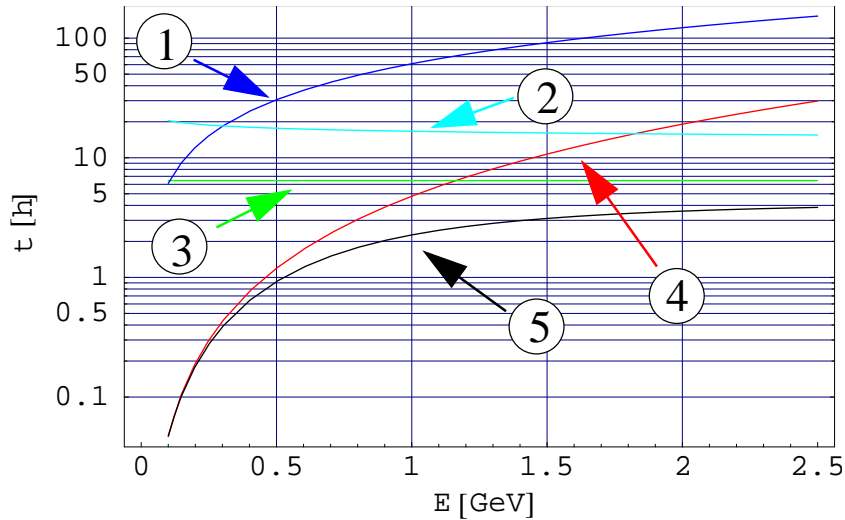


Abbildung A.5: Einzelne Beiträge zur Strahllebensdauer bei ELSA in Abhängigkeit von der Energie: elastische Streuung an Elektronen (1), inelastische Streuung an Elektronen (2), inelastische Streuung an Kernen (3), elastische Streuung an Kernen (4) sowie Gesamtlebensdauer bedingt durch die Restgasstreuung (5).

Inelastische Streuung an den Elektronen

$$\tau_{ie} = \frac{411}{16r_e^2 Z^2 cn} \left(\left(\ln \frac{2.5\gamma}{\epsilon_{HF}} - 1.4 \right) \left(\ln \frac{1}{\epsilon_{HF}} - \frac{5}{8} \right) \right)^{-1}$$

Die verwendeten Größen sind in der folgenden Tabelle zusammen mit typischen Zahlenwerten für ELSA aufgelistet.

Z	=7	mittl. Kernladungszahl der Restgasatome
r_e		klassischer Elektronenradius
$\langle \beta_{x,z} \rangle$	=14 m, 20 m	mittlere horizontale / vertikale Betafunktion
$A_{x,z}$		horizontale bzw. vertikale Apertur
ϵ_{HF}	$\approx 5.3 \cdot 10^{-3}$	Energieakzeptanz
$\beta_{x,0}, \beta_{z,0}$	=7 m, 7 m	horizontale bzw. vertikale Betafunktion am Minimum der Akzeptanz A^2/β
n		Anzahldichte der Restgasmoleküle
n_z	=2	Anzahl der Atome pro Restgasmolekül
p	$=0.76 \cdot 10^{-8}$ Torr	Restgasdruck

Man erkennt an den Abb. A.5 und A.6, daß lediglich im Bereich unterhalb 1 GeV der Touschek-Effekt nennenswert zur Gesamtlebensdauer bei ELSA beiträgt. Im praktisch zugänglichen Bereich zwischen 500 MeV und 1 GeV ist dieser Beitrag jedoch recht gering.

Test-Messungen

Testmessungen bei 1 oder 1.2 GeV mit 6 im Tunnel installierten Szintillationszählern ergaben außer einem sehr hohen Untergrund, bedingt durch die Restgasstreuung, keinerlei Hinweise auf eine polarisationsabhängige Strahlverlustrate. Selbst eine Koinzidenzschaltung ergab keinerlei Verbesserung. Dies ist andererseits nicht verwunderlich, da die Rechnungen bereits ergeben haben, daß der Touschek-Effekt bei diesen Energien lediglich mit ca. einem Prozent zu den Gesamtstrahlverlusten beiträgt.

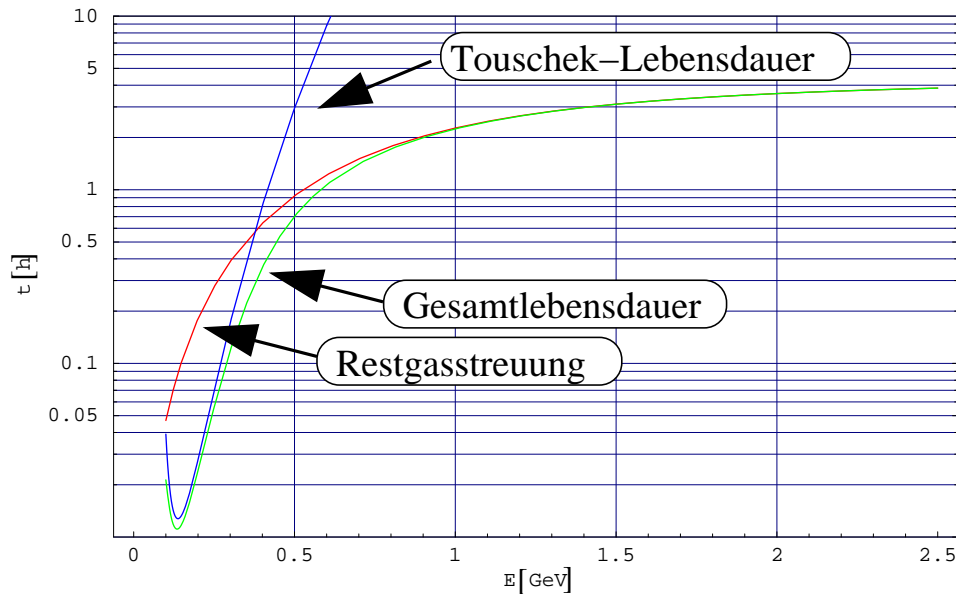


Abbildung A.6.: Strahllebensdauer bei ELSA in Abhängigkeit von der Energie. Die Beiträge zur Gesamtlebensdauer sind aufgeschlüsselt nach den Restgasstreuung und Touschek-Effekt.

Reduzierung des Untergrundes

Eine Polarisationsmessung mit den Strahlverlustmonitoren wird erst dann möglich, wenn der Untergrund der Strahlverlustrate durch Streuung am Restgas wesentlich reduziert werden kann. Dies bedeutet, man muß das Vakuum im Beschleunigerring um mindestens eine Größenordnung verbessern. Dies würde gleichzeitig die Strahllebensdauer beim Synchrotronlichtbetrieb noch wesentlich verlängern. Leider erlaubt aber die derzeitige Auslegung des Vakuumsystems kaum die Installation weiterer Pumpen. Der Druck in der Vakuumkammer wird so im Mittel entlang des Rings mit Strahl weiterhin auf einem Niveau von ca. $1 \cdot 10^{-8}$ mbar bleiben.

Für ein Touschek-Polarimeter genügt es aber, eine einzelne Stelle im Ring auf ein besseres Vakuum zu bringen. Dies würde an der Strahllebensdauer zwar nicht viel ändern, würde aber die Restgasstreuung an dieser Stelle stark reduzieren.

Da ein ähnliches Problem beim Comptonpolarimeter existiert, und auch dort der Untergrund durch Bremsstrahlung an Restgasmolekülen die Meßgenauigkeit verschlechtert, ist deswegen ohnehin geplant, den Bereich der Wechselwirkungszone am Comptonpolarimeter mit einem Extra-Pumpensystem zu versehen. Die hierzu erforderliche kompliziertere Gestaltung des Vakuumsystems in diesem Bereich ist derzeit in Planung.

Nach Verbesserung des Vakuums in diesem Bereich empfiehlt es sich deshalb, dort auch Strahlverlustmonitore zu installieren. Möglicherweise ist dann dort die Polarisationsabhängigkeit des Touschek-Effekts nachweisbar.

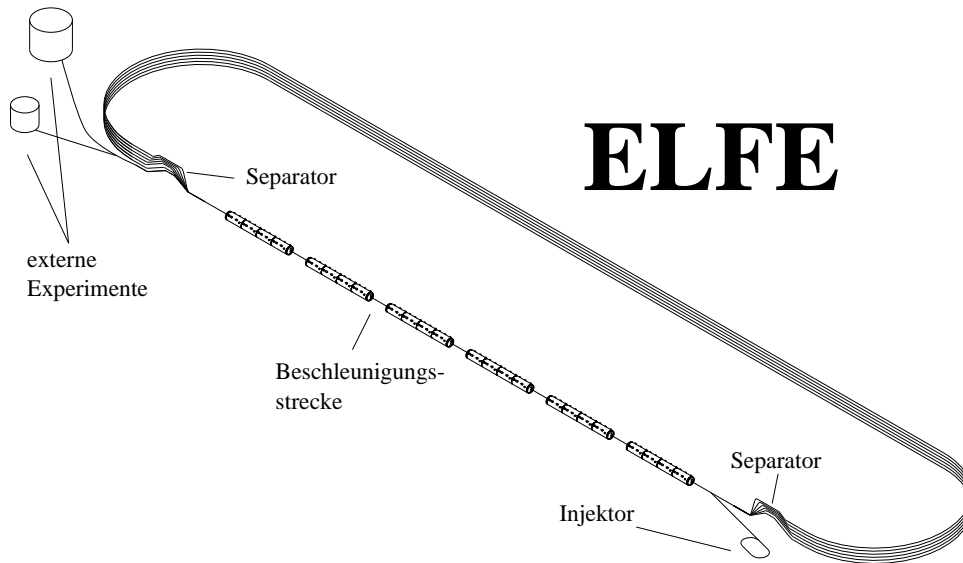


Abbildung A.7.: Die geplante Beschleunigeranlage ELFE am CERN

A.5. ELFE@CERN

In der zweiten Hälfte des Jahres 1999, kurz vor dem Abschluß der Designstudie zur Konzeption des ELFE-Projekts [65], stellte sich die Frage, ob bei der geplanten Beschleunigeranlage polarisierte Elektronen beschleunigt werden könnten und welche Endpolarisation nach den sechs Rezirkulationen des Rings zu den Experimenten geliefert werden kann. Im Unterschied zu ELSA und allen anderen Kreisbeschleunigern soll in ELFE die Polarisation in der horizontalen Ebene liegen, um Polarisationsdrehermagnete zu vermeiden. Das Konzept geschieht in Anlehnung an den ebenfalls rezirkulierenden Linearbeschleuniger CEBAF. ELFE soll jedoch eine wesentlich höhere Endenergie haben, nämlich 25 GeV. Trotz der in rezirkulierenden Linearbeschleunigern vergleichsweise einfachen Spindynamik ergeben sich Polarisationsverluste bei den sehr hohen Energien, die hauptsächlich durch die Energieunschärfe des Strahls bedingt werden.

Die Beschleunigeranlage ELFE am CERN

ELFE ist ein geplanter rezirkulierender Elektronenbeschleuniger mit einer maximalen Energie von 25 GeV und einem kontinuierlichen Strahlstrom von $100 \mu\text{A}$ am Target. In dem erarbeiteten Konzept soll das HF-System und andere Komponenten des kürzlich außer Betrieb gegangenen Elektronen-Positronen-Colliders LEP, der nun durch den Nachfolger LHC ersetzt wird, wiederverwendet werden. Der Strahl passiert die Beschleunigungssektion siebenmal mit einem Energiegewinn von 3.5 GeV pro Durchgang und wird in einer speziellen Strahlführung sechsmal zurückgeführt (siehe Abb. A.7). Der Umfang beträgt 3924 m. Die Besonderheit dieses Konzeptes ist der vertikal ausgerichtete Strahlseparator vor und hinter der Beschleunigungsstrecke.

Polarisation

Die Polarisation des beschleunigten Elektronenstrahls am Experiment hängt ab von der Polarisation der Elektronenquelle, den Polarisationsverlusten in den Strahlführungen und im Injektor, von der Energieunschärfe des Strahls im eigentlichen ELFE-Ring, von depolarisierenden Effekten, bedingt durch die

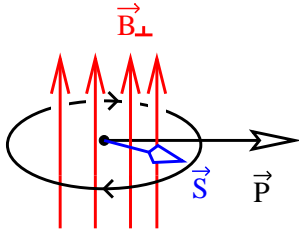


Abbildung A.8.: Thomas-Präzession: In dieser Konstellation ist die Präzessionsachse (gegeben durch das vertikale Ablenkmagnetfeld \vec{B}_\perp) senkrecht zum Impuls der Teilchen \vec{P} . In der derzeitigen ELFE Konzeption macht der Spin \vec{S} mehr als 177 volle Umdrehungen in der horizontalen Ebene.

Beschleunigerstruktur, sowie von der Anpassung der Richtung des Polarisationsvektors bei der Extraktion an die vom Experiment gewünschte Richtung.

In diesem Kapitel soll eine Abschätzung des Effekts gegeben werden, der durch die Energieunschärfe des Strahls verursacht wird. Dieser Effekt ist der Hauptbeitrag zur Depolarisation in Kreisbeschleunigern bei sehr hohen Energien, speziell für Elektronenbeschleuniger, da dort die Energieunschärfe des Strahls maßgeblich durch die Synchrotronlichtabstrahlung verursacht wird. Besonders bedeutsam ist er für ELFE, da der Polarisationsvektor bei der Injektion senkrecht zum magnetischen Führungsfeld ausgerichtet ist, er damit in der horizontalen Ebene durch die Präzession frei rotieren kann und im ungünstigsten Fall die resultierende Polarisation vollständig zerstört wird.

Der depolarisierende Effekt durch die Magnetstruktur selbst sollte hingegen mit nur sechs vollen Umläufen für den Strahl in ELFE vernachlässigbar sein. Depolarisierende Resonanzen treten hier nicht auf und auch die Konzepte der invarianten Spinachse lassen sich nicht sinnvoll anwenden. Ein Spin-Arbeitspunkt läßt sich hingegen in gewohnter Weise definieren.

Spin-Dynamik und Depolarisation durch Energieunschärfe

Die Präzession der Spinvektoren geschieht hauptsächlich unter dem Einfluß der Ablenkmagnete in den beiden Bögen des Beschleunigers¹. Die Präzessionsachse ist somit hauptsächlich vertikal und der Gesamtwinkel, den der Polarisationsvektor in der horizontalen Ebene rotiert, ist damit gegeben durch den Spin-Arbeitspunkt $Q_{sp} = \gamma a_s$, der wiederum direkt proportional zur Strahlenergie ist. Nach sechs vollen Umläufen beträgt der totale Spinpräzessionswinkel²

$$\Phi_{sp} = 2\pi \cdot a \cdot \sum_{n=1}^6 \gamma_n = 2\pi \cdot 177.7 = 1116.4 \quad .$$

Dies gilt für das Sollteilchen und definiert so die Polarisations Sollrichtung, die durch entsprechende sorgfältige Wahl der exakten Extraktionsenergie in die für das Experiment gewünschte Richtung gedreht werden kann. Da die Präzession energieabhängig ist, wird ein Teilchen mit einer leicht anderen Energie als das Sollteilchen schneller oder langsamer präzidieren als das Sollteilchen, und folglich wird sein Spin am Ausgang des Beschleunigers nicht exakt in die Sollrichtung zeigen. Nur der Mittelwert der Projektionen der einzelnen Polarisationsvektoren auf die Sollrichtung steht dem Experiment als Polarisation zur Verfügung. Beispielsweise hätte ein Strahl mit einer mittleren Energieabweichung von $\frac{\Delta E}{E} = 10^{-3} = \frac{\Delta \gamma}{\gamma} = \frac{\Delta \Phi_{sp}}{\Phi_{sp}}$ dann nur noch eine Polarisation von $P = \cos(\Delta \Phi_{sp}) = \cos(\Phi_{sp} \cdot 10^{-3}) = 44 \%$ bei 100 % Ausgangspolarisation.

¹Die Strahlseparatoren beeinflussen die Spinbewegung ebenfalls. Die Ablenkwinkel der einzelnen Magnete sind sogar mit jeweils 45° recht groß. Allerdings ist der Gesamtablenkwinkel gleich Null, da ja ein Parallelversatz des Strahls beabsichtigt ist, so daß sich die Spinpräzessionen in den Separatoren gegenseitig wieder aufheben (sieht man vom Energieverlust in den Separator-Ablenkmagneten durch die Synchrotronstrahlung einmal ab).

²Der Strahl passiert die Bögen mit Energien von 4.3, 7.8, 11.3, 14.8, 18.3 und 21.8 GeV. Dies führt zu $\gamma_1 = 8414$, $\gamma_2 = 15264$, $\gamma_3 = 22113$, $\gamma_4 = 28962$, $\gamma_5 = 35812$, $\gamma_6 = 42661$. $\sum_{n=1}^6 \gamma_n = 153226$.

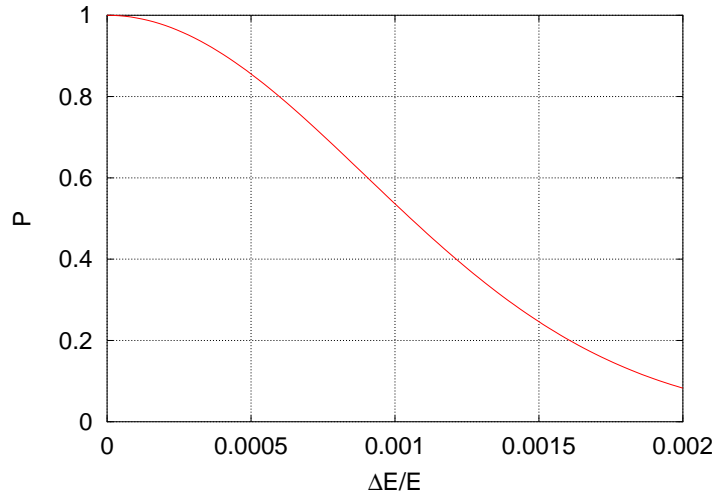


Abbildung A.9: Polarisation in ELFE in Abhängigkeit von der relativen Energieunschärfe. Es wird angenommen, daß die Energieunschärfe konstant ist.

Nimmt man an, der Strahl habe eine gaußförmige Energieverteilung mit einer relativen Energieunschärfe von $\Delta E/E$ ausgedrückt durch

$$I(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_E} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma_E^2}} \quad \text{mit} \quad \sigma_E = \Delta E \quad ; \quad \int_{-\infty}^{\infty} I(E)dE = 1$$

so wird eine mittlere Polarisation beobachtet von

$$P_L = \int_0^{\infty} I(E) \cdot \cos\left(\Phi_{sp} \left(\frac{E}{E_0} - 1\right)\right) dE \quad .$$

Das Integral in obigem Ausdruck kann analytisch gelöst werden [66]. Hierzu führt man zwei Größen ein, $T := \frac{\Phi_{sp}}{2\pi}$ die Umlauf-Zahl und $x := \frac{E}{E_0} - 1$ die relative Energieabweichung, und man erhält

$$I(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_E} e^{-\frac{E_0^2 x^2}{2\sigma_E^2}} \quad \text{und für die Polarisation}$$

$$P = (P_L + iP_x) = E_0 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} I(x) \cdot e^{2\pi iTx} dx \quad .$$

Hieran sieht man, daß die Polarisation P die Fouriertransformierte der Energieverteilung

$$P = E_0 \cdot \tilde{I}(T) = P_L = e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{2\pi T \sigma_E}{E_0}\right)^2} = e^{-\frac{1}{2} \left(\Phi_{sp} \frac{\Delta E}{E}\right)^2} \quad (\text{A.2})$$

ist.

Dieser Ausdruck wurde in Abb. A.9 benutzt, um die Abhängigkeit der Polarisation als Funktion einer konstanten gaußförmigen Energieverteilung zu berechnen. Für eine konstante Energieunschärfe von $\frac{\Delta E}{E} = 10^{-3}$ ergibt sich eine mittlere Polarisation von 53 % (oder für $\frac{\Delta E}{E} = 5 \cdot 10^{-4}$ $P = 86$ %).

Da die Energieunschärfe jedoch für jeden Umlauf in ELFE unterschiedlich ist, muß Gleichung (A.2) modifiziert werden, und wir finden für die Polarisation am Ausgang des Beschleunigers

$$P_{\text{final}} = \exp\left(-2\pi^2 a^2 \left(\sum_{n=1}^6 \gamma_n \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_n\right)^2\right) \quad . \quad (\text{A.3})$$

Hier werden die Anteile der einzelnen Umläufe zum Polarisationsverlust kombiniert. Man erkennt, daß der Hauptbeitrag von den letzten beiden Umläufen kommt, da die Energieunschärfe sowie der Spin-Arbeitspunkt bei niedrigen Energien entsprechend klein sind. Deshalb sind die Endpolarisationen höher als in Abb. A.9.

Natürlich gibt es auch eine leichte Variation der Energieunschärfe innerhalb eines Umlaufs. Diese Abschätzung wird deshalb etwas zu pessimistisch sein, wenn man die Energieunschärfen jeweils am Ende eines Umlaufs verwendet.

Energieunschärfe bei ELFE

Die Energieunschärfe in einem rezirkulierenden LINAC ist bestimmt durch die Energieunschärfe des Injektors, durch die Bunchlänge¹, durch Instabilitäten bei der Beschleunigung² im LINAC sowie durch Quanten-Anregung des Strahls durch die Synchrotronlichtabstrahlung in den Ablenkmagneten der Bögen und der Strahlseparatoren.

Die Energieunschärfe des Injektors ist klein, verglichen mit den anderen Effekten (in der Größenordnung von 10 keV, also $\frac{\Delta E}{E} = 1.2 \cdot 10^{-5}$). Außerdem reduziert sich die relative Energieunschärfe bei jedem Durchgang durch den LINAC und kann deshalb hier vernachlässigt werden.

Strahlanregung durch Synchrotronlichtabstrahlung gibt einen unvermeidbaren minimalen Anteil zur Energieunschärfe. Ein relativistisches Elektron, welches in magnetischen Dipolfeldern abgelenkt wird, strahlt Synchrotronlicht ab. Dies verursacht unter anderem Energieverlust. Dieser ist jedoch nicht für jedes Teilchen gleich, da der Abstrahlprozeß nicht kontinuierlich geschieht, sondern in diskreten Energiequanten. Dieses wiederum gibt einem ursprünglich monoenergetischen Strahl eine charakteristische Energieunschärfe und -verteilung.

Diese Energieverteilung ist nicht unbedingt gaußförmig, da es möglich ist, daß nur wenige Elektronen tatsächlich in einem Umlauf Photonen abgeben. Allerdings spielt dies nur bei niedrigen Energien oder kleinen Ablenkradien eine Rolle, da bei den Energien von ELFE mehrere tausend Photonen pro Elektron und pro Umlauf abgegeben werden, und es somit extrem unwahrscheinlich ist, daß einige Elektronen gar nicht strahlen.³ Also wird die Energieverteilung mehr oder weniger gaußförmig sein.

Der Energieverlust pro Umlauf kann nach $E_{\text{loss}} = C_{\gamma} \frac{E^4}{\rho}$ berechnet werden, wobei ρ der Ablenkradius in den Bögen und $C_{\gamma} = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(mc^2)^3} = 8.85 \cdot 10^{-5} \text{ m/GeV}^3$ eine Konstante ist (siehe z.B. [12]).

Die Energieverteilung im Bunch mit einer bestimmten Anzahl von Elektronen kann mit einem vereinfachten Monte-Carlo-Algorithmus berechnet werden, welcher auch im in Kapitel 4.8 beschriebenen Spintracking-Programm Verwendung findet: In einem Zufalls-Prozeß wird die Energie von N_{γ} Photonen mit dem charakteristischen Synchrotronstrahlungsspektrum von den Energien von N Elektronen abgezogen. So ergibt sich die Energieverteilung nach je einem Umlauf (siehe Abb. A.10).

Die Verteilungen wurden berechnet jeweils für einen vollen Umlauf, aufgenommen am Eingang der LINAC-Sektion. Die letzte Verteilung zeigt das Resultat für sechs volle Umläufe und den siebten Durchgang durch den LINAC sowie durch den Strahlseparator SP7.

In den ersten Umläufen dominiert der Effekt aus Bunchlänge und die Stabilität der HF-Welle in der Struktur, welcher mit höheren Energien kleiner wird. Energieunschärfe durch Synchrotronlichtstrahlung wird mit zunehmender Energie größer und dominiert die Verteilung in den letzten Umläufen. Beide Effekte verursachen einen Energieverlust des ganzen Strahls wie auch eine nicht verschwindende Breite der Energieverteilung. Der Beitrag durch den Bunchlängeneffekt ist viel kleiner ($3 \cdot 10^{-4}$ im ersten und $5 \cdot 10^{-5}$ im letzten Umlauf) als der durch die Synchrotronlichtstrahlung.

¹Ein Teilchen am Anfang oder am Ende eines Bunches sieht eine leicht andere Beschleunigungsspannung in LINAC als das Sollteilchen. Dies gibt einen Beitrag zur Energieunschärfe.

²Amplituden- und Phaseninstabilitäten des HF-Feldes im LINAC können ebenfalls zur Energieunschärfe beitragen.

³Für Beschleuniger mit niedrigen Energien (1 GeV) ist die Anzahl der abgestrahlten Photonen pro Elektron und pro Umlauf in der Größenordnung von 20, so daß ein signifikanter Anteil (Poisson-Verteilung) der Elektronen gar nicht strahlen.

Abbildung A.10: Relative Energieverteilungen in ELFE dargestellt für einen simulierten Bunch jeweils nach einem vollen Umlauf und am Ausgang des LINACs nach dem letzten Durchgang. Angenommen wurde eine RMS-Bunchlänge von $\sigma_s = 3$ mm.

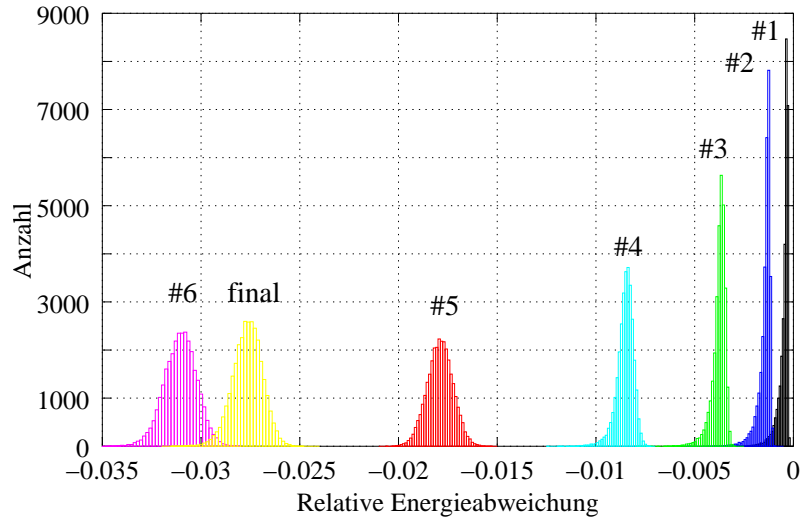


Tabelle A.3: Depolarisation in ELFE verursacht durch die Energieunschärfe.

Umlauf #	Elektronenergie [GeV]	Energieunschärfe $\Delta E/E$	Polarisation %
1	4.3	$2.78 \cdot 10^{-4}$	99.99
2	7.8	$3.16 \cdot 10^{-4}$	99.86
3	11.3	$3.55 \cdot 10^{-4}$	99.40
4	14.8	$4.29 \cdot 10^{-4}$	98.02
5	18.3	$5.73 \cdot 10^{-4}$	94.07
6	21.8	$8.04 \cdot 10^{-4}$	83.56

Die Tatsache, daß Mittelwert und Standardabweichung der relativen Energieverteilung aus dem Bunchlängeneffekt mit der Anzahl der Durchgänge durch den LINAC kleiner werden, kann so verstanden werden: Jeder Durchgang erzeugt den gleichen Beitrag zur absoluten Energieabweichung, der gegeben ist aus der 2.3 GeV Beschleunigung in der Struktur und der Form der HF-Welle. Also vermindert sich die relative Energiebreite mit dem Verhältnis der Endenergien für die einzelnen Umläufe.

Die aus der Bunchlänge mit den HF-Eigenschaften der Resonatoren und der Strahlanregung berechneten Energieunschärfen und Polarisationswerte jeweils nach dem Ausgang der Beschleunigerstruktur nach jedem Umlauf sind in Tabelle A.3 zusammengefaßt. Die Beiträge aus HF-Phasen- und Amplituden-Instabilitäten im LINAC wurden zu $2.6 \cdot 10^{-4}$ abgeschätzt. Kombiniert mit obigen Resultaten ergibt sich eine Endpolarisation von 80.1%.

Fazit

Der Verlust der longitudinalen Polarisation bei ELFE ist ein viel größeres Problem als bei den vergleichsweise Niederenergie-Beschleunigern wie MAMI¹ oder CEBAF. Die Depolarisation hängt stark von der absoluten Energieunschärfe des Elektronenstrahls ab. Sie muß deshalb so klein wie möglich gehalten werden. Es gibt jedoch eine prinzipielle untere Grenze, die von der Synchrotronlichtabstrahlung bedingt wird. Wird der Effekt durch die nicht-verschwindende Bunchlänge berücksichtigt, sollte am Ausgang des ELFE-Beschleunigers noch 80 % der Eingangspolarisation zur Verfügung stehen. Dies setzt voraus, daß die Stabilität der HF-Sektionen die geforderten Spezifikationen erreichen kann.

Läßt sich dies nicht realisieren, so gäbe es alternativ die Möglichkeit, den Strahl mit vertikal ausgerichteter Polarisation zu beschleunigen. Dies könnte mit Hilfe eines Spindrehers an der Quelle sowie

¹Universität Mainz.

eines weiteren Spindrehers vor dem Experiment erreicht werden. Die vertikale Komponente der Polarisation wäre dann erhalten, und nur die verbleibenden geringen horizontalen Komponenten wären der Depolarisation durch Energieunschärfe ausgesetzt. Kleine Ablenkungen von der Vertikalen würden z.B. von den horizontalen Magnetfeldern der Fokussierungsquadrupole verursacht. Außerdem haben die Strahlseparatoren einen solchen Einfluß: Die Ablenkung, die von dem ersten Strahlseparator verursacht wird, kann nicht exakt durch den zweiten kompensiert werden, da sich die Energie durch die Synchrotronlichtabstrahlung in diesen Magneten leicht ändert.

Literaturverzeichnis

- [1] L. H. Thomas, *Phil. Mag.* 3 (1927) 1
- [2] C. Møller, *Annalen der Physik* 14 (1932) 531
- [3] H. A. Tolhoeg, *Electron Polarisation, Theory and Experiment*, Review of Modern Physics, Vol 28, 3, July 1956
- [4] V. Bargmann, L. Michel und V.L. Telegdi, *Precession of the Polarization of Particles moving in a homogeneous electro-magnetic field*, *Phys. Rev. Lett.* Vol. 2(10) (1959) 435-436
- [5] M. Froissart, R. Stora, *Depolarisation d'un faisceau de protons polarises dans un synchrotron*, *Nucl. Instr. Meth.* 7 (1960) 297 ff.
- [6] I. M. Ternov, Y. Loskutov und L. Korovina, *Sov. Phys.-JETP* 14 (1962) 921.
- [7] A. A. Sokolov, I. M. Ternov, *On polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation*, *Sov. Phys. Doklady* 8 (1964) 1203.
- [8] S.B. Gerasimov, *A sum rule for magnetic moments and the damping of the nucleon magnetic moment in nuclei*, *Yad. Fiz.* 2 (1965) 598, *Sov. J. Nucl. Phys.* 2 (1966) 430
- [9] S.D. Drell, A.C. Hearn, *Exact sum rule for nucleon magnetic moments*, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 908
- [10] K. H. Althoff et al., *The 2.5 GeV Electron Synchrotron of the University of Bonn*, *Nucl. Inst. Meth.*, 61 (1968) 1.
- [11] K. H. Althoff et al., *Das 2.5-GeV-Elektronen-Synchrotron der Universität Bonn*, Sonderdruck aus dem Jahrbuch 1996, Köln und Opladen: Westdeutscher Verlag, (1969)
- [12] M. Sands, *The physics of Electron Storage Rings: an Introduction*, SLAC-121 UC-28 (ACC), SLAC, p. 98, (1970)
- [13] V.N. Baier, *Radiative Polarization of Electrons in Storage Rings*, *Sov. Phys. Uspeki* 14, 695 (1972)
- [14] W.T. Ford, A.K. Mann, T.Y. Ling, *Beam Polarization Effects in High Energy Electron-Positron Storage Rings*, SLAC-158 UC-34 (EXPI)(ACC), SLAC, (1972)
- [15] W. v. Drachenfels et al. *Intense Pulses of Polarized Elektrons produced by Fano-Effect*, *Zeitschrift für Physik* 269, (1974), 387
- [16] W. v. Drachenfels et al. *A Pulsed Source for Polarized Elektrons with High Repetition Rate*, *Nucl. Instr. Meth.* 140 (1977) 47-55
- [17] U. Camerini et al., *Measurement of the Radiative Electron Polarization in a 2.4-GeV storage ring*, *Phys. Rev. D*, Vol. 15, Number 7, (1975)

- [18] T. Khoe et al., *Acceleration of Polarized Protons to 8.5 GeV/c*, Part. Acc. 6, 213 (1975)
- [19] M. Hofmann, *Beschleunigung von polarisierten Elektronen im Bonner 2.5 GeV Synchrotron*, Diplomarbeit 1978, BONN-IR-78-31
- [20] A. Turrin, *Jumping an intrinsic depolarizing resonance in synchrotrons*, IEEE-Transactions on nuclear science, NS-26 number 3 part 1, 1979
- [21] E.D. Courant, R.D. Ruth, *The depolarization of polarized protons in circular accelerators*, BNL 51270 ISA 80-5 (1980)
- [22] R. D. Ruth, *Depolarization due to the resonance tail during a fast resonance jump*, Proceedings of Intern. Symp. on High-Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets, p. 427, Lausanne 1980
- [23] W. Brefeld, *Beschleunigung von polarisierten Elektronen im Bonner Synchrotron und im geplanten Stretcherring ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-81-31 (1981)
- [24] N.B. Jones (Ed.), *Digital Signal Processing*, IEE Control Engineering Series 22, ISBN 0 906048 91 5, (1982)
- [25] B.W. Montague, *Polarized beams in high energy storage rings*, Physics reports 113, No 1 (1984) 1-96
- [26] 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. Instr. Meth. 228 (1985) 228-235
- [27] A.A. Sokolov, I. M. Ternov, *Radiation from Relativistic Electrons*, American Institute of Physics, New York, (1986)
- [28] K.H. Althoff, D. Husmann, *ELSA — ein neuer Beschleuniger in der Mittelenergiephysik*, interner Bericht, BONN-IR-87-30, Bonn 1987
- [29] H. Sato et al., *Pulsed quadrupol magnet system for the polarized beam acceleration at the KEK 12 GeV PS*, KEK report 87-22, 1987
- [30] D. Husmann, W. J. Schwille, *ELSA — die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage*, Phys. Bl. 44 (1988) Nr. 2
- [31] K. H. Althoff et al., *ELSA – One Year Experience with the Bonn Electron Stretcher Accelerator*, Particle Accelerators, 27 (1990) 101-106
- [32] H. Dutz et al., *The Bonn Frozen Spin Target for Experiments with real Photons*, Proc. of the workshop at the 9th International Symposium on High Energy Spin Physics, Sept. 1991, Bonn
- [33] J. Ahrens et al., *Proposal to measure the Gerasimov-Drell-Hearn Sum Rule*, (1993)
- [34] R. Jessenberger, *Erarbeitung analytischer Zusammenhänge zur Beschreibung polarisierter Teilchenstrahlen in Beschleunigern und deren Anwendung auf das Kühlersynchrotron COSY*, Dissertation, Universität Bonn, ISSN 0366-0885 Jül-2754, IKP Forschungszentrum Jülich, (1993)
- [35] G. Kranefeld, *Erste Messungen mit einer Apparatur für Doppelpolarisationsexperimente in Bonn*, Dissertation, Universität Bonn, 1994, BONN-IB-94-14
- [36] G. Schantz, *Konstruktion einer Mott-Apparatur*, Diplomarbeit Universität Bonn, (1994)

-
- [37] 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*
- [38] J. Buon, J.P. Koutschouk, CERN Accelerator school, *Polarization of electron and proton beams*, CERN Accelerator School CERN 95-06, Vol. II, p. 879 ff. (1995)
- [39] SPIN Collaboration, *Acceleration of polarized Protons to 120 GeV and 1 TeV at Fermilab* UM HE 95-09, Fermilab, 1995
- [40] E. Wilson, *Nonlinear resonances*, CERN Accelerator School CERN 95-06, Vol. I, p. 15 ff. (1995)
- [41] H.O. Moser, D. Einfeld, R. Steininger, *Vorschlag zum Bau einer Synchrotronstrahlungsquelle (ANKA) im Forschungszentrum Karlsruhe zur Förderung der industriellen Umsetzung von Mikrofertigungs- und Analytikverfahren*, zweite Auflage, Forschungszentrum Karlsruhe, (1995)
- [42] J. Buon, J.P. Koutschouk, *Polarization in electron storage rings*, CERN Accelerator School CERN 95-06, Vol. II, p. 908 ff. (1995)
- [43] S. Voigt, *Erzeugung und Beschleunigung von polarisierten Elektronenstrahlen in der Bonner Beschleunigeranlage ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, Juli 1996, BONN-IR-96-09
- [44] T. Michel, *Konzeption eines Møllerpolarimeters für das Experiment zur Überprüfung der Gerasimov-Drell-Hearn Summenregel*, Diplomarbeit Universität Bonn, (1996)
- [45] H. Bücking, M. Humpert, *COPS — Computer Operated Power Supply*, Universität Bonn, Physikalisches Institut, (1996)
- [46] R.L. Martin, Proc. of Xth Int. Conf. on High Energy Acc., Vol II, p. 64, Protvino, (1997)
- [47] K. Helbing, *Messung von totalen Photoabsorptionsquerschnitten mit dem GDH-Detektor*, Dissertation, Universität Bonn, Juli 1997, BONN-IR-97-14
- [48] S. Nakamura, *Polarized electron source at Bonn*, Proc. 12th Int. Symp. High Energy Spin Physics, 709, World Scientific, Singapur, (1997)
- [49] S. Nakamura et al., *Polarized Electrons at 3.5 GeV ELSA (Bonn)*, Proceedings of the 1st Asian Particle Accelerator Conference, KEK Tsukuba 1998
- [50] S. Nakamura et al., *Polarized Electrons in ELSA (preliminary results)*, AIP Conference Proceedings 421, 7th workshop on polarized targets and beams, Urbana (1997) 497
- [51] M. Bai et al., *Overcoming Intrinsic Spin Resonances by using an AC Dipole*, Proc. 17th Particle Accelerator Conf., Vancouver (1997)
- [52] C. Steier, D. Husmann, *Crossing of Depolarizing Resonances in ELSA*, Proc. 17th Particle Accelerator Conf., Vancouver (1997)
- [53] E.D. Courant, *Acceleration and storage of polarized beams*, Workshop on polarized proton beams, Ann Arbor, Michigan, Oct. 18-27, 1997
- [54] S. Nakamura, W. v. Drachenfels, D. Durek, F. Frommberger, M. Hoffmann, D. Husmann, B. Kiel, F. Klein, F.J. Klein, D. Menze, T. Reichelt, H. Sato, B. Schoch, C. Steier, K. Togawa, T. Toyama, S. Voigt, M. Westermann, *Acceleration of Polarized Electrons in ELSA*, Nucl. Instr. Meth. A 441 (1998) 93 ff.

- [55] C. Steier, W. v. Drachenfels, F. Frommberger, M. Hoffmann, D. Husmann, J. Keil, S. Nakamura, *Acceleration of polarized electrons in ELSA*, 6th European Particle Accelerator Conference EPAC 98, Stockholm, (1998)
- [56] A. Lehrach, *Erarbeitung und Umsetzung eines Konzepts zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY*, Dissertation, Universität Bonn, Jül-3501, IKP Forschungszentrum Jülich, (1998)
- [57] D. Doll, *Das Compton-Polarimeter an ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-98-08 (1998)
- [58] M. Gentner, *Präparation von Teilchenstrahlen für Experimente der Hadronenphysik: langsame Extraktion an ELFE@DESY und ELSA, sowie Strahlkühlung an HERA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-99-01 (1999)
- [59] C. Steier, *Polarisierte Elektronen in der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-99-07 (1999)
- [60] B. Kiel, *Ein Møllerpolarimeter für das Experiment zur Verifizierung der Gerasimov-Drell-Hearn Summenregel an ELSA*, Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Erlangen (1999)
- [61] K. Stammschroer, *Aufbau eines Detektormoduls für das Compton-Polarimeter an ELSA*, Diplomarbeit Universität Bonn, BONN-IB-99-14 (1999)
- [62] S. Nakamura, *Production and Acceleration of Polarized Electrons at ELSA*, Nagoya Univers., Dissertation (1999)
- [63] S. Sakanaka et. al., *Construction of a high frequency quadrupole magnet used to cure transverse couple-bunch instabilities*, Nucl. Instr. Meth. A325 (1993) 1-8
- [64] H. Grote, F.C. Iselin, *The MAD Program (Methodical Accelerator Design) Version 8.19, User's Reference Manual*, SL Note 90-13 (AP) (Rev. 5), CERN, 1996
- [65] H. Burkhardt et al., *ELFE at CERN Conceptual Design Report*, CERN NuPECC, CERN 99-10, Dec. 1999
- [66] B. Autin, A. Blondel und J. Ellis (Eds.), *Prospective Study of Muon Storage Rings at CERN*, CERN 99-02,53
- [67] J. Jowett, *Depolarization Requirements*, Proceedings of the First Workshop on LEP Performance, Charmonix, January 13-19, 1991, CERN SL/91-23 (DI), Presentation 49
- [68] D. Barber et al., *The HERA Polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA*, Nucl. Instr. Meth., A329 (1993) 79
- [69] K. Aulenbacher et al. *The MAMI source of polarized Electrons*, Nucl. Instr. Meth. A391 (1997) 489-506 März 1997
- [70] Markus Hoffmann, *Bau und Test gepulster Quadrupolmagnete zur Querung intrinsischer depolarisierender Resonanzen in ELSA*, Diplomarbeit, Bonn-IB-98-10, Bonn 1998
- [71] K. Yokoya, *Effects of Radiative Diffusion on the Spin-Flip in Electron Storage Rings*, Part. Accel. Vol. 14 (1983), 39-61
- [72] P. Nghiem, A. Tkatchenko, *Simulation of proton spin motion in circular accelerators using one-turn spinor transfer maps*, Nucl. Instr. Meth. A, 335 (1993) 349-366

-
- [73] J. Le Duff, *Single and Multiple Touschek Effects*, CERN 95-06, p. 573
- [74] Ya.S. Derbenev, A.M. Kondratenko, A.N. Skrinsky, *Radiative Polarization at Ultra-High Energies*, Particle Accel. 9,247 (1980)
- [75] J.P. Koutchouk, *Influence of the Closed Orbit Characteristics on the Electron Polarization*, LEP Note 600, (1988)
- [76] H. Burkhardt, *Monte Carlo Generator for Synchrotron Radiation*, LEP Note 632, CERN, (1990)
- [77] G. Anton et al., *Proposal to measure the Drell-Hearn-Gerasimov Sum Rule*, Proposal, Bonn, (1992)
- [78] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Stuttgart: Teubner, 1. Auflage, 1992
- [79] J. Wenzel, *Entwicklung und Test eines Simulators der Teilchenbewegung in der Bonner 3.5 GeV-Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-94-13, (1994)
- [80] G. Anton on behalf of the GDH collaboration. Prog. Part. Nucl. Phys. 34 (1995) p. 173
- [81] L. Arnaudon et al., *Accurate determination of the LEP beam energy by resonant depolarization*, Z. Phys., C:66 (1995) 45-62
- [82] H. Rollnik, *Quantentheorie* Bd. 1+2, Vieweg Verlag, (1995) ISBN 3-528-07269-5
- [83] G. Brun et al., *A newly observed effect affects the LEP beam energy*, 5th European Particle Accelerator Conference EPAC 96, Sitges, Spain, (1996)
- [84] E. Bravin et al., *The Influence of Train Leakage Currents on the LEP Dipole Field*, CERN-SL-97-047-BI (1997)
- [85] M. Placidi et al., *Recent Results on Energy Calibration at LEP*, 6th European Particle Accelerator Conference EPAC 98, Stockholm, (1998)
- [86] P. Kuske, T. Mayer, *Setup for Beam Energy Measurements at BESSY II*, 6th European Particle Accelerator Conference EPAC 98, Stockholm, (1998)
- [87] H. Ahrens, *First Results from the GDH-Experiment at MAMI*, Proceedings of the 8th Intern. Conf. on the Structure of Baryons, Bonn (1998)
- [88] T. Nakanishi et al., Proc. Low Energy Polarized Electron Workshop, St. Petersburg, 118, (1998)
- [89] W. Hillert et al., *A 50 kV inverted polarized gun*, Proc. Low Energy Polarized Electron Workshop, St. Petersburg, (1998)
- [90] A. Lehrach, *Calculation of the invariant spin field by adiabatically blowing up the beam with an rf dipole*, Proceedings of Polarized Protons at High Energies, DESY-Proceedings-1999-03, (1999)
- [91] C. Steier W. v. Drachenfels, F. Frommberger, M. Hoffmann, D. Husmann, J. Keil, S. Nakamura, T. Nakanishi, H. Sato, T. Toyama, *Crossing Intrinsic Depolarizing Resonances in ELSA with Pulsed Betatron Tune Jump Quadrupoles*, Proceedings of the 18th Particle Accelerator Conference, New York 1999
- [92] Erdbebenzentrum Bensberg der Universität Köln.
- [93] P. Kuske, BESSY GmbH, Persönliche Mitteilung

- [94] W. Hillert et al., *A new injector for polarized electrons at ELSA*, Proc. GDH 2000. World Scientific, Singapur, (2000)
- [95] W. Hillert, *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*, Habilitationsschrift, Universität Bonn, (2000)
- [96] Joachim Keil, *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-2000-09 (2000)
- [97] J. Dietrich, J. Keil, I. Mohos, *Closed-Orbit Correction Using the New Beam Position Monitor Electronics of ELSA Bonn*, Proceedings of the 4th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators, Daresbury 1999, auch IKP-99-12-39
- [98] J. Dietrich, J. Keil, I. Mohos, *Control and Data Processing of the Distributed 500 MHz Narrowband Beam Position Monitor System of ELSA*, Proceedings of the 18th Particle Accelerator Conference, New York 1999, auch IKP-99-12-37
- [99] J. Keil et al., *The New Beam Position Monitoring System of ELSA*, Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm 1998, auch IKP-98-12-018
- [100] M. Hoffmann, J. Keil, *Energiekalibration durch Spin-Depolarisation bei ELSA*, ELSA, interner Bericht, (2000)
- [101] C. Steier et al., *Energy Calibration of the Electron Beam of the ALS using Resonant Depolarization*, 7th European Particle Accelerator Conference EPAC 2000, Wien, (2000)
- [102] A. Lehrach et al., *Beam Polarization distributions for the Relativistic Heavy Ion Collider*, Proceedings of 14th International Spin Physics Symposium SPIN2000, Osaka, Japan, p. 746 (2000)
- [103] A. Lehrach et al., *Suppressing Intrinsic Spin Harmonics in the AGS*, Proceedings of 14th International Spin Physics Symposium SPIN2000, Osaka, Japan, p. 891 (2000)
- [104] D. P. Barber, G. H. Hoffstätter, and M. Vogt, *Using the amplitude dependent spin tune to study high order spin-orbit resonances in storage rings*, Proceedings of 14th International Spin Physics Symposium SPIN2000, Osaka, Japan, p. 751 (2000)
- [105] M. Hoffmann et al., *The polarized electron beam at ELSA*, Proceedings of 14th International Spin Physics Symposium SPIN2000, Osaka, Japan, p. 756 (2000)
- [106] W. Hillert et al., *The 50 kV inverted source of polarized electrons at ELSA*, Proceedings of 14th International Spin Physics Symposium SPIN2000, Osaka, Japan, p. 961 (2000)
- [107] Joachim Keil, Persönliche Mitteilung.
- [108] Harald Bongartz, Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn
- [109] G. H. Hoffstätter, *Aspects of the Invariant Spin Field for High Energy Polarized Proton Beams*, Habilitationsschrift, TU Darmstadt, (2000)
- [110] J. Ahrens et al., *Helicity dependence of $\gamma p \rightarrow n\pi$ below 450 MeV and contribution to the Gerasimov-Drell-Hearn sum rule*, PRL 84, 5950, (2000)
- [111] J. Ahrens et al., *First measurements of the Gerasimov-Drell-Hearn integral for 1H from 200 to 800 MeV*, PRL 87, 022003, (2001)

- [112] G. Zeitler et al., *First experimental check of the GDH sum rule*, Proceedings of the Europhysics Conference on High Energy Physics 2001, Budapest. Journal of High Energy Phys., PRHEP-hep2001/039 (2001)
- [113] E. Klempt auf dem DFG-Schwerpunktstreffen 13. – 15. Sept. 2001 in Berlin
- [114] Karsten Raecke, *Studien zum Aufbau eines neuen 80 MeV-Injektors und eines neuen Injektionschemas für das Synchrotron der Bonner Beschleunigeranlage ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-2001-09, (2001).
- [115] Michael Gowin, *Optimierung der laserinduzierten Photoemission zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen an der 50 keV-Quelle der Bonner Beschleunigeranlage ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-2001-10
- [116] Thorsten Speckner, Dissertation in Vorbereitung, Universität Erlangen-Nürnberg
- [117] Günter Zeitler, Dissertation in Vorbereitung, Universität Erlangen-Nürnberg

Index

- 120 kV-Quelle, 30, 32
- 50 kV-Quelle, 30, 32–33

- Ablenkradius, 94
- Akzeptanz, 133, 136
- ALS, 97
- Anomalie, *siehe* gyromagnetische Anomalie
- anti damping, 58
- Anti-Korrektur, 91
- Apertur, 135
- Arbeitspunkt, 16
 - Diagramm, 81
 - Sprung, 76
 - Verteilung, 106
- Arbeitspunktsprung-System, 76–82

- Bahnverlängerung, 94–96
- Beschleunigungs-HF, 96
- BESSY II, 97, 133
- beta beating, 77
- Betafunktion, 136
- Betatron
 - Arbeitspunkt, 97
- Betatronarbeitspunkt, 76
- Betatronresonanz, 31
- Betriebsmodi, 30
- BMT-Gleichung, 4
- Booster, *siehe* Booster-Synchrotron
- Booster-Synchrotron, 30, 40–42
- BPM, 83
- Bunch, 45
- Bunchlänge, 142
- Bunchvolumen, 134

- CB-Detektor, 28
- CEBAF, 138, 142
- Chromatizität, 106
- Closed-Orbit, **5**, 18, 86, 93
 - Ablagen, 18, 89, 96
 - Beule, 86
 - Korrektur, 83, 85
 - dynamische, 83–84, 88
 - harmonische, 85–91
 - statische, 83
 - Messung, 89
 - Spektrum, 85
 - Änderungen, 91
 - vertikaler, 6, 83
- Combined-Function-Struktur, 30
- Compton
 - Polarimeter, 34, 95, 96, **132**
 - Streuung, 123, 132
- Cosinus-Komponente, 89, 90
- Coulomb-Streuung, 133

- Deflektor, elektrostatischer, 39
- Depolarisationszeit, 52–54, 97
- Dipolmagnet, 46
- Dispersion, 19
- Dispersionsbahn, 95
- Dispersionsfunktion, 94, 96
- dynamische Korrektur, *siehe* Closed-Orbit-Korrektur

- ELFE, 138–143
- ELSA, 28–32
- Emittanz, 69
- Energie
 - Kalibration, 94–95, 103–114
 - Unschärfe, 105
- Energieabweichung, 95
- Energieakzeptanz, 136
- Energiebereiche, kritische, 129
- Energieunschärfe, 50, 139–142
- Energieverteilung, 50, 140
- Extraktion, 31, 105
- Extraktionssextupol, 31

- Floquet-Koordinaten, 99
- FODO-Zellen, 30
- Froissart-Stora-Formel, **23–24**, 51, 98
 - modifizierte, 61
- Frozen-Spin-Target, *siehe* Target, polarisiertes

- GaAs-Kristall, 32
- GDH
 - Experiment, 28, 38–39
 - Integral, 38

- Strahlführung, 34
- Gleichgewichtsbahn, *siehe* Closed-Orbit
- Gleichgewichtsbahnlänge, 94, 95
- Gradientenfehlerresonanz, **19**, 48, 52, 127
- gyromagnetische Anomalie, **4**
- Hall-Sonde, 131
- harmonische Korrektur, *siehe* Closed-Orbit-Korrektur
 - deterministische, 121
- Harmonisenzahl, 94, 95
- HF-Verstärker, 99
- Imperfektionsresonanz, **17**, 88, 107
 - systematische, 18
 - zufällige, 18
- Imperfektionsresonanzen, 68, 83
- Impulsabweichung, 95
- Injektor, 30
- Intra-Beam-Scattering, 134, 135
- invariante Spinachse, 5
- invariantes Spinfeld, **6**
- inverted gun, 33
- Kantenfokussierung, 67
- Kicker, 95–98
- Knick-Rampen, 74
- Korrektur, *siehe* Closed-Orbit-Korrektur
- Kreuzungsgeschwindigkeit, *siehe* Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit
- kritische Energie, 59
- Larmor-Präzession, **4**, 35
- Lebensdauer
 - natürliche, 135
- LEP, 95, 97
- LINAC
 - rezirkulierender, 141
- LINAC 1, 30
- LINAC 2, 30
- LINAC 3, 30
- Loadlock-System, 32
- MACS, 81
- MAD, 45
- MAMI, 142
- Momentum-Compaction-Faktor, 95
- Monte-Carlo-Algorithmus, 58, 141
- Mott-Polarimeter, 40, 41
- Møller
 - Polarimeter, 28, 33, **34–35**, 40, 42, 103, 107
- Streuung, 34, 134, 135
- Target, 130
- Wirkungsquerschnitt, 135
- Nachbeschleunigungsmodus, 31
- Nachcäsierung, 32
- NEA-Oberfläche, 32
- NMR-Sonde, 107
- Perveanz, 33
- Phasenfokussierung, 95
- Phasenraum
 - longitudinaler, 50
 - transversaler, 50
- Polarimeter, 33–35, 96, 132–137
 - Compton-, *siehe* Compton-Polarimeter
 - Mott-, *siehe* Mott-Polarimeter
 - Møller-, *siehe* Møller-Polarimeter
 - Touschek-, *siehe* Touschek-Polarimeter
- Polarisation, 3
- Polarisationsgrad, 33
- Polarisationsvektor, 8, 45
- Polarisationsverlust, 127, 141
- polarisierte Elektronen, 32
- polarisierte Quelle, 32
- polarisierter Strahl, 39
- Präzessionsachse, 45–46
- Präzessionswinkel, 45–46
- Protonenbeschleuniger, 106
- Quadrupol, 17, 46, 81
 - gepulster, 76
- Quantenausbeute, 32
- Resonanz
 - Bedingung, 20
 - Energien, 128
 - Extraktion, 31, 106
 - Kreuzungsgeschwindigkeit, 98
 - Phasen, 128
 - depolarisierende, **15–20**, 127
 - drittelzahlige, 31, 106
 - ganzzahlige, *siehe* Imperfektionsresonanz
 - intrinsische, **18**, 51, 76, 100
 - künstliche, 95–97
 - lineare, 127
 - nichtlineare, 20
 - optische, 31
 - parametrische, 19
- Resonanzbedingung, **16**

- Resonanzbreite, **20–21**, 52–54
 effektive, 21
- Resonanzkreuzung, 48
- Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit, 76
- Resonanzstärke, **16**, 20–21, 51, 65–74, 83
- Resonanzstärken, 127–130
- Restgas, 136
- Restgasstreuung, 135, 136
- Schleppfehlerkorrektur, 87–88
- Separated-Function-Struktur, 30
- Separatrix, 106
- Silizium-Streifendetektor, 132
- Sinus-Komponente, 89, 90
- Sokolov-Ternov-Effekt, **13–14**, 32, 95, 96
- Solenoidmagnet, supraleitender, 35, 130
- Sollbahnlänge, 95
- Sollimpuls, 94
- Speicherbetrieb, 95, 96
- Spin, 3
 -Arbeitspunkt, **5**, 56, 61
 -Arbeitspunkt, amplitudenabhängiger, 56
 -Closed-Solution, *siehe* invariante Spinachse
 -Response, 99–102
 -Response-Funktion, 99
- Spin-Closed-Solution, 54–56
- Spin-Drehung, 37
- Spin-Flip, 89
 adiabatischer, **23**
- Spin-Flip, adiabatischer, 48
- Spindiffusion, 11
- Spinkohärenz, **12–13**
- Spinorgleichung, 9
- Spintracking, 44, 79
 -Programm, 44–64
- Spintransfermatrix, 46
- Sprungzeitpunkt, 79
- stabile Spinrichtung, *siehe* invariante Spinachse
- statische Korrektur, *siehe* Closed-Orbit-Korrektur
- Strahl
 extrahierter, 105–106
 umlaufender, 105
- Strahlführung, externe, 35–38, 130
- Strahllebensdauer, 135, 137
- Strahlverlust, 134
 -Monitor, 96, 133, 137
- Stretchermodus, 30
- Stripline-Kicker, *siehe* Kicker
- stroboskopisches Mitteln, 56–58
- Superlattice-Kristall, 32
- Superperiodizität, 18, **18**, 30
- Synchrotron, *siehe* Booster-Synchrotron
 -Arbeitspunkt, 13, **13**, 25, 50
- Synchrotronlicht, *siehe* Synchrotronstrahlung
- Synchrotronlichtmodus, 133
- Synchrotronlichtspektrum, 59, 141
- Synchrotronoszillationen, 16, 50, 60–64
- Synchrotronresonanz, *siehe* Synchrotronsatelliten
- Synchrotronsatelliten, **19–20**, 25–27, 60–61, 79
- Synchrotronstrahlung, 27, 58–60, 141
- Synchrotronstrahlungsmodus, 31
- Synchrotronstrahlungsspektrum, *siehe* Synchrotronlichtspektrum
- Tagger, 32
- Target, polarisiertes, 38
- Tastverhältnis, 30
 mikroskopisches, 31
- Thomas-Präzession, **4**, 5, 35, 139
- Titan-Saphir-Laser, 32
- Touschek
 -Effekt, 133–135
 -Lebensdauer, 134
 -Polarimeter, 95, 96, **133–137**
- Tune, *siehe* Arbeitspunkt
- Tunejump-Quadrupol, 76
- Vielfach-Touschek-Effekt, 134
- XSIM, 44, 45
- zentraler Strahl, 6
- Zyklotron-Formel, 94
- Zyklotron-Frequenz, **5**

Danksagung

Besonders bedanke ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. D. Husmann, unter dessen Leitung diese Arbeit stand, für die vielfältige und interessante Themenstellung. Ich durfte in einer wichtigen Entwicklungsphase des Beschleunigers am spannendsten Teil mitwirken.

Prof. Dr. R. Maier danke ich für die Übernahme des Koreferats.

Für die unzähligen Diskussionen, Anregungen und Hilfen bei schwierigen Fragestellungen und für die kritische Durchsicht des Manuskripts danke ich Joachim Keil.

Für den unermüdlichen Einsatz bei den Messungen am Møller-Polarimeter danke ich stellvertretend für die GDH-Kollaboration Thorsten Speckner und Günther Zeitler.

Die Messungen zur Polarisation wären ohne die erhebliche Mitwirkung von Frank Frommberger, Wolther v. Drachenfels, Joachim Keil, Wolfgang Hillert sowie der technischen Bereitschaft nicht möglich gewesen. Ihnen gilt mein besonderer Dank.

Außerdem danke ich Harald Bongartz, Michael Gowin, Karsten Raecke, auch den ehemaligen Mitarbeitern der Beschleunigergruppe, besonders Christoph Steier und Shinsuke Nakamura, die wichtige Vorarbeiten auf dem Gebiet geleistet haben, für die ständige Hilfsbereitschaft in verschiedenen Angelegenheiten. Auch den übrigen Mitarbeitern der Maschinengruppe möchte ich für das freundliche Klima danken.

Allen, die mir bei der Behebung der im Detail immer recht vertrackten Probleme tatkräftig geholfen haben, möchte ich an dieser Stelle herzlich danken. Ohne diese Unterstützung wäre eine Arbeit wie diese nicht möglich.