Kontinuierliche Messung der Polarisation eines Synchrotronstrahls während der Hochbeschleunigung

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Volker Schwarz

aus

Hamburg

Bonn 1999

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

1. Referent:	Prof. Dr. F. Hinterberger
2. Referent:	Priv.-Doz. Dr. P.D. Eversheim
Tag der Promotion:	8. März 1999

Gingst fort,
Libellen zu fangen ...
Warum dann aber so weit?

(Issa Sensei)

... für Kirsten

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden mehrere Verfahren vorgestellt, den Transport der Strahlpolarisation in dem Jülicher Potonensynchrotron COSY während der Hochbeschleunigung zu untersuchen. Ein besonders effizientes und schnelles Meßverfahren basiert auf dem Zählen geladener, im EDDA–Detektor registrierter Zweiteilchenereignisse. Durch eine wirkungsvolle Untergrundunterdrückung kann der Einfluß der elastischen Proton-Proton–Streuung auf die effektive Analysierstärke betont werden, so daß auch bei hohen Strahlimpulsen noch signifikante Asymmetrien meßbar sind. Die totzeitfrei bestimmten Ereigniszahlen erlauben die kontinuierliche Messung der Strahlpolarisation in Abhängigkeit des Strahlimpulses innerhalb weniger Minuten mit einer relativ kleinen statistischen Unsicherheit. Die effektive Analysierstärke wurde in dem Strahlimpulsbereich von 1 100 bis 2 700 MeV/c kalibriert. Das Verfahren wird routinemäßig als Strahlpolarisationsmonitor bei den andauernden Studien zur Optimierung des polarisierten Strahls an COSY eingesetzt.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das EDDA-Experiment [Al97a] ist ein internes Targetexperiment am Cooler Synchrotron COSY [Ma97] des Forschungszentrums Jülich. Es dient zur präzisen Vermessung der Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen des spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitts, der vertikalen Analysierstärke und dreier Spinkorrelationsparameter der elastischen Proton-Proton-Streuung.

Zur Messung der Polarisationsobservablen ist ein Strahl polarisierter Protonen notwendig. Die Strahlpolarisation kann während der Synchrotronbeschleunigung der Protonen durch depolarisierende Resonanzen teilweise oder vollständig vernichtet werden. Im Energiebereich von COSY treten fünf Imperfektionsresonanzen und bis zu fünf intrisische Resonanzen auf. Seit dem Frühjahr 1996 werden an COSY Studien zur Beschleunigung polarisierter Protonen durchgeführt [Leh96a]. Zur Unterstützung dieser Studien ist es wünschenswert, den Polarisationstransport an jeder einzelnen depolarisierenden Resonanz schnell bestimmen zu können.

Zu diesem Zweck wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit Methoden entwickelt, die Strahlpolarisation kontinuierlich während der Hochbeschleunigung in Abhängigkeit des Strahlimpulses zu messen. Hierbei kann die äußere Detektorlage des EDDA–Detektors in Zusammenhang mit dem EDDA–Fädchentarget als sehr schnelles internes Strahlpolarimeter eingesetzt werden. Der EDDA-Detektor ermöglicht außerdem die sehr präzise Bestimmung der Strahlpolarisation auf der Grundlage der elastischen Proton-Proton–Streuung. Er kann daher zur unabhängigen Messung der Strahlpolarisation und zur Kalibration der effektiven Analysierstärke schneller Meßverfahren genutzt werden.

Der besondere Vorteil, der sich aus der Verwendung des EDDA–Detektors ergibt, ist die Möglichkeit, die Strahlpolarisation während der Hochbeschleunigung des COSY–Strahls als Funktion des Strahlimpulses zu messen. Anders als bei der Messung mit externen Polarimetern, die die Strahlpolarisation nur bei der jeweiligen Extraktionsenergie messen, ist mithilfe der entwickelten Verfahren simultan die Kontrolle des Polarisationstransport an jeder gekreuzten depolarisierenden Resonanz möglich.

In Kap. 2 wird eine kurze Übersicht zu Grundlagen der linearen Ionenoptik in Teilchenbeschleunigern gegeben, um dann die Wechselwirkung des magnetischen Moments der Protonenspins mit den Magnetfeldern in Kreisbeschleunigern zu diskutieren. In diesem Zusammenhang muß die Thomas-BMT–Gleichung genannt werden [Th27, Ba59]. Die an COSY auftretenden depolarisierenden Resonanzen werden ebenso angesprochen, wie die erprobten Methoden zum Kreuzen dieser Resonanzen [Leh97].

In Kap. 3 wird das EDDA–Experiment vorgestellt. Die verwendeten Targets und der Detektor werden kurz erklärt. Da dem Hardware-Trigger des EDDA–Experiments bei der Untergrundunterdrückung im Rahmen der Polarisationsmessungen besondere Bedeutung zukommt, wird er in einem eigenen Unterabschnitt beschrieben. Ebenso wird die Datenaufnahme und -verarbeitung des EDDA–Experiments diskutiert, um zu motivieren, daß die Messung der elastischen Proton-Proton–Streuung mit EDDA–Detektor zwar einerseits die besonders präzise Bestimmung der Strahlpolarisation erlaubt, andererseits jedoch für schnelle Diagnosemessungen ungeeignet ist [Sc98c].

In Kap. 4 schließlich werden eingangs Grundzüge polarimetrischer Messungen skizziert. Drei prinzipielle Möglichkeiten zur Messung der Strahlpolarisation mithilfe des EDDA–Detektors werden vorgestellt. Die Korrektur falscher Asymmerien ist von entscheidender Bedeutung [Al97c, Oh73] und wird in Kürze in Kap. 4 und im Detail in Anhang A beschrieben. Der Einfluß von Target und effektiver Analysierstärke wird ebenfalls in Kap. 4 dargestellt [Al97d]. Außerdem werden durchgeführte Messungen zur Bestimmung des Polarisationstransports beim Kreuzen depolarisierender Resonanzen sowie zur Bestimmung der Strahlpolarisation dokumentiert. Abschließend wird die Kalibration der effektiven Analysierstärke einer sehr schnellen und effizienten Meßmethode in dem Strahlimpulsbereich von 1 100 bis 2 700 MeV/c präsentiert.

Mit den im Rahmen der vorliegenden Arbeit vorgestellten Meßverfahren stehen den Studien zur Beschleunigung polarisierter Protonen in COSY mächtige Hilfsmittel zur Verfügung. Wenn zur Optimierung der Strahlpolarisation eine Änderung der COSY–Einstellung vorgenommen wird, kann die Auswirkung auf den Polarisationstransport an allen gekreuzten Resonanzen innerhalb weniger Minuten gemessen werden.

Kapitel 2

Spindynamik in Kreisbeschleunigern

Zur Durchführung von Polarisationsexperimenten an COSY (wie beispielsweise der Messung von Analysierstärke und Spinkorrelationsparametern der elastischen Proton-Proton–Streuung im Rahmen des EDDA-Experiments) muß ein *polarisierter Protonenstrahl* präpariert und zu hohen Strahlenergien beschleunigt werden. Der Spin der beschleunigten Teilchen wechselwirkt aufgrund seines magnetischen Moments mit dem magnetischen Feld des Beschleunigers. Während der Hochbeschleunigung werden sogenannte depolarisierende Resonanzen gekreuzt. Die Thomas–Bargman-Michel-Telegdi Gleichung, welche in der Literatur üblicherweise als Thomas-BMT Gleichung referiert wird, beschreibt die Bewegung des Teilchenspinvektors im Magnetfeld des Beschleunigers [Th27, Ba59].

2.1 Lineare Strahloptik

Die Bewegung eines geladenen Teilchens in einem elektrischen Feld $\vec{E}$ und einem Magnetfeld $\vec{B}$ wird durch die Lorentzkraft

$$\vec{F} = q\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right) \tag{2.1}$$

bestimmt [Ja75]. Das elektrische Feld kann zur Beschleunigung dienen, wenn es parallel zur Momentangeschwindigkeit des Teilchens wirkt. Durch das Magnetfeld erfährt ein relativistisches Teilchen mit der Masse m, der Geschwindigkeit $\vec{v}$ und der Ladung q die Ablenkung

$$\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t} = \frac{q}{\gamma m}\vec{v} \times \vec{B} \tag{2.2}$$

auf eine Kreisbahn. Hierbei bezeichnet γ den Lorentz-Faktor $\gamma = E/(mc^2)$ und repräsentiert die Gesamtenergie des Teilchens. Das Magnetfeld $\vec{B}$ kann in

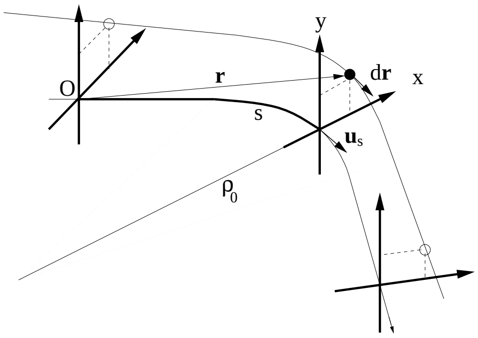

Abbildung 2.1: Standardkoordinatensystem (x, y, s) der Beschleunigerphysik (entnommen aus [Hi97])

der Nähe der Sollbahn nach Multipolen entwickelt werden. Hierzu führen wir zunächst das in Abb. 2.1 skizzierte Standardkoordinatensytem der Beschleunigerphysik ein [Hi97]. Die Position eines einzelnen Teilchens wird mithilfe eines ebenen (x, y)–Koordinatensystems beschrieben, welches sich mit der Geschwindigkeit des Teilchens entlang der Sollbahn bewegt. Die Koordinatenachse y beschreibt die Normale zur Ebene des Beschleunigers, und x bildet mit y und der Tangente an die Sollbahn s ein rechtshändiges Dreibein. Richtung und Nullpunkt dieses mitbewegten Koordinatensystem sind durch die Sollbahn festgelegt. Die (x, y)-Ebene ist die Normalebene an den Tangenteneinheitsvektor $\vec{u}_s$ der Sollbahn am Ort der zurückgelegten Wegstrecke s. Die Position eines Teilchens ist durch die Wegstrecke s und die Koordinaten (x, y) vollständig bestimmt. Bei Kenntnis der funktionellen Abhängigkeit der radialen Ortsabweichung x und der axialen Ortsabweichung y von der Wegstrecke s kann die Bahnkurve des Teilchens $\vec{r}(s)$ angegeben werden

$$\vec{r}(s) \;=\; \vec{r}_0(s) + x(s)\vec{u}_x(s) + y(s)\vec{u}_y(s)\,. \tag{2.3}$$

Die Größe $\vec{r}_0(s)$ bezeichnet die Sollbahn des Teilchens, die Vektoren $\vec{u}_x(s)$ und $\vec{u}_y(s)$ die Einheitsvektoren der radialen (in Kreisbeschleunigern auch „horizontalen“) Ortsabweichung x und der axialen (in Kreisbeschleunigern auch „vertikalen“) Ortsabweichung y an der Sollposition $\vec{r}_0(s)$.

Bei der Multipolentwicklung des Magnetfelds $\vec{B} \;=\; (B_x, B_y, B_s)$ ergibt sich für den vertikalen Feldanteil B_y

$$B_y(x,0,s) \;=\; \underbrace{B_y\Big|_{x=0,y=0}}_{Dipol} + \underbrace{\frac{\partial B_y}{\partial x}\Big|_{x=0,y=0} x}_{Quadrupol} + \underbrace{\frac{1}{2!}\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2}\Big|_{x=0,y=0} x^2}_{Sextupol} + \ldots\,. \tag{2.4}$$

Die Feldkomponenten B_x und B_s sind auf der Sollbahn stets gleich Null. Dipolfelder $B_y|_{x=0,y=0}$ führen zu einer Ablenkung des Teilchens, die proportional zu ihrer Feldstärke ist. Für den Krümmungsradius ρ_0 der Sollbahn bei einem Teilchensollimpuls p_0 im Dipolfeld gilt

$$\frac{1}{\rho_0} = \frac{q}{p_0} B_y \Big|_{x=0,y=0} . \tag{2.5}$$

Sinngemäß gilt dies auch für den Krümmungsradius der tatsächlichen Bahnkurve eines Teilchens mit von Null verschiedener axialer und/oder radialer Ortsabweichung durch Weglassen des Indizes „0“. Da in einem Beschleuniger der Krümmungsradius des Teilchenstrahls durch die Geometrie der Strahlführung vorgegeben ist, muß während der Hochbeschleunigung des Teilchenstrahls das Dipolfeld synchron mit dem Impuls der Teilchen erhöht werden, wie man leicht in (2.5) sieht. Die ablenkenden Kräfte in Quadrupolfeldern nehmen linear mit der transversalen Auslenkung der Teilchen von der Sollbahn zu. Quadrupolmagnete werden daher zur Strahlfokussierung eingesetzt. Die Fokussierungsstärke k ist gegeben durch

$$k = \frac{q}{p} \frac{\partial B_y}{\partial x} \Big|_{x=0,y=0} . \tag{2.6}$$

Die Fokussierung im Quadrupolfeld ist also abhängig vom Teilchenimpuls p und dem Gradienten des Quadrupolfeldes $g = \partial B_y / \partial x$. In Analogie zur Lichtoptik spricht man auch bei der Ionenoptik von *linearer Optik*, wenn nur Dipol- und Quadrupolfelder betrachtet werden. Höhere Multipolanteile wirken nichtlinear auf die Teilchenbewegung.

2.2 Thomas–BMT Gleichung

Im Ruhesystem des bewegten Teilchens lautet die Bewegungsgleichung für den Teilchenspin im Magnetfeld

$$\hbar \frac{\mathrm{d}\vec{S}}{\mathrm{d}t} = \vec{\mu} \times \vec{B} , \tag{2.7}$$

wobei $\vec{S}$ der Spinvektor im Ruhesystem des Teilchens und $\vec{\mu}$ das magnetische Moment des Teilchens ist. Das magnetische Moment $\vec{\mu}$ ist proportional zum Teilchenspin $\vec{S}$

$$\vec{\mu} = g \frac{q\hbar}{2m} \vec{S} . \tag{2.8}$$

Neben der Ladung q und der Masse m des Teilchens geht als Proportionalitätsfaktor der Landé'sche g–Faktor ein. Man definiert die gyromagnetische Anomalie G als Abweichung des g–Faktors von dem in der Dirac Theorie geforderten Wert 2:

$$G = \frac{g-2}{2} \tag{2.9}$$

Für das Elektron findet man experimentell $G \approx 0.001159$, für das Proton $G \approx 1.792847$ [PDD96]. Die Bewegungsgleichung für den Spin eines Elementarteilchens in einem magnetischen Feld lautet also

$$\hbar \frac{\mathrm{d}\vec{S}}{\mathrm{d}t} = g \frac{e\hbar}{2m} \vec{S} \times \vec{B} \; . \tag{2.10}$$

Für die Ladung q wurde nun die Elementarladung e ersetzt.

Das Magnetfeld $\vec{B}$ ist im Laborsystem bekannt. Der Spin und die Polarisation eines Teilchens jedoch sind im Ruhesystems des Teilchens definiert. Zur Auswertung von (2.10) ist die Transformation des vorerst nur im Laborsystem bekannten Magnetfelds in das Ruhesystem notwendig. Die Transformation des Magnetfeldes $\vec{B}$ von dem Laborsystem in das Ruhesystem des Teilchens führt zu der Thomas–BMT Gleichung [Th27, Ba59]

$$\frac{\mathrm{d}\vec{S}}{\mathrm{d}t} = \frac{e}{\gamma m} \vec{S} \times \left[(1 + G\gamma)\, \vec{B}_{\perp} + (1 + G)\, \vec{B}_{||} \right] \; , \tag{2.11}$$

wenn man den relativistischen Beitrag des elektrischen Feldes vernachlässigt. Hierbei bedeutet $\vec{S}$ unverändert den Spinvektor des Teilchens im Ruhesystem, $\vec{B}_{\perp}$ und $\vec{B}_{||}$ bezeichnen die Magnetfeldkomponenten im Laborsystem transversal und longitudinal zur Bewegungsrichtung der Teilchen. In einem transversalen Feld die Umdrehungszahl des Teilchenspins $G\gamma$-fach höher ist als die Umlaufzahl des Teilchens im Beschleuniger.

Für die Spinfrequenz ν_{sp}, d. h. die Anzahl der Drehungen des Spinvektors pro Umlauf des Teilchens im Beschleuniger, gilt im Laborsystem (x, y, s)

$$\nu_{\mathrm{sp}} = 1 + \gamma G \; , \tag{2.12}$$

da zur Anzahl der Spinvektordrehungen γG im mitbewegten System die einmalige Rotation des mitbewegten Systems im Laborsystem addiert werden muß. Die Spinpräzessionsfrequenz wird auch *spin tune* genannt.

Die Präzessionsfrequenz des Teilchensspins ist nach (2.12) abhängig von der kinetischen Strahlenergie. Während der Hochbeschleunigung wird auch die Spinpräzessionsfrequenz kontinuierlich erhöht. Hierbei werden depolarisierende Resonanzen gekreuzt.

2.3 Depolarisierende Resonanzen

In einem idealen Beschleuniger ohne Feld- und Positionierungsfehler der Magnete gibt es eine ideale Gleichgewichtsbahn (*closed orbit*). Auf der idealen Gleichgewichtsbahn verschwinden die Quadrupolfelder und höheren Multipolfelder laut (2.4). Idealerweise wird die Bewegung der Teilchen auf der (idealen) Gleichgewichtsbahn folglich allein durch die strahlführenden Dipolfelder bestimmt. Der

Teilchenspin präzediert um die vertikale Achse y, und nur die vertikale Komponente der Polarisation bleibt erhalten [Bu87]. Man nennt die Richtung, in der die Polarisation des Teilchenstrahls erhalten ist, die *invariante Spinachse*. Für die Spinfrequenz ν_{sp} gilt im mitbewegten Koordinatensystem der Teilchen (x, y, s)

$$\nu_{\mathrm{sp}} = \gamma G \tag{2.13}$$

In einem realen Beschleuniger jedoch weicht die tatsächliche Gleichgewichtsbahn wegen Feld- und Positionierungsfehlern der Magnete von der idealen Gleichgewichtsbahn ab. Man spricht dann von der gestörten Gleichgewichtsbahn (*distorted closed orbit*). Aufgrund fokussierender Quadrupolfelder führen die Teilchen i. a. oszillatorische Bewegungen um die gestörte Gleichgewichtsbahn aus: die sogenannten Betatronoszillationen. Die Anzahl der vertikalen bzw. horizontalen Betatronoszillationen pro Umlauf im Beschleuniger werden vertikaler bzw. horizontaler Arbeitspunkt (*tune*) ν_y bzw. ν_x genannt. Wegen der Betatronoszillationen müssen auch die auf der Sollbahn verschwindenden Felder berücksichtigt werden, also Quadrupolfelder und Felder höherer Odnung. Diese führen zu einer Auslenkung des Spins von der vertikalen Achse.

Jedes Störfeld bewirkt eine Rotation der Teilchenspins um die x–Achse des mitbewegten Koordinatensystems. An einer gegebenen Stelle im Phasenraum bewirkt das Störfeld eine Winkelabweichung in immer die gleiche Richtung. Die Projektion des einzelnen Teilchenspinvektors auf die y–Richtung kann hierbei je nach Phasenlage des Spinvektors vergrössert oder verkleinert werden. Im Allgemeinen heben sich daher die auf das Ensemble der Teilchenspins einwirkenden Winkelkicks im Mittel auf, und die Strahlpolarisation bleibt erhalten.

Ist die Präzessionsfrequenz γG gleich einer Frequenz ν_r, mit der Störfelder auf die Teilchen einwirken, so wirkt der verursachte Winkelkick immer bei der gleichen Phasenlage der Teilchenspins auf den Teilchenspin ein. Die Drehwinkel der einzelnen Winkelkicks addieren sich also auf und werden nicht mehr im Mittel kompensiert. Hierdurch kann der Strahl depolarisiert werden.

Die Resonanzstärke ϵ ist ein Maß für den Drehwinkel, um den der Spinvektor aufgrund der resonant einwirkenden Felder während einem Maschinenumlauf rotiert wird. Aus der Thomas-BMT Gleichung folgt die Resonanzstärke ϵ_r als Fourieramplitude der periodisch auf den Spinvektor einwirkenden Störungen in einem Kreisbeschleuniger nach [Lee97] zu

$$\epsilon_r = \frac{1}{2\pi} \oint \left[(1 + G\gamma) \frac{\Delta B_x}{B\rho} + (1 + G) \frac{\Delta B_{||}}{B\rho} \right] e^{i\nu_r \Theta} \mathrm{d}s \, . \tag{2.14}$$

ΔB_x bzw. $\Delta B_{||}$ bezeichnen das radiale bzw. longitudinale Störfeld, Θ ist der Ablenkwinkel der Sollbahn ($\Theta = 2\pi s/C$) im Dipolfeld, wobei $C = \oint \mathrm{d}s$ der Umfang des Beschleunigers ist. Die Größe ν_r bezeichnet die Resonanzpräzessionsfrequenz des Teilchenspins im mitbewegten Koordinatensystem.

Die Bedingung an die Resonanzfrequenz depolarisierender Resonanzen lautet

$$\nu_r \;=\; j + kP \pm m_x\nu_x \pm m_y\nu_y \pm m_s\nu_s \;. \tag{2.15}$$

ν_x bzw. ν_y sind wieder der horizontale bzw. vertikale Arbeitspunkt des Beschleunigers, ν_s die Frequenz der Synchrotronoszillation. j, m_x, m_y, m_s sind ganze Zahlen. Die Superperiodizität P bezeichnet die Anzahl der aufeinanderfolgenden magnetisch identischen Strukturen des Beschlenigers bei einem Umlauf.

Wird ein polarisierter Ionenstrahl mit beliebiger Geschwindigkeit durch eine solche Resonanz hindurchbeschleunigt, kann die resultierende Polarisation p_f in Abhängigkeit der Eingangspolarisation p_i und der Kreuzungsgeschwindigkeit[1] α nach M. Froissart und R. Stora folgendermaßen berechnet werden [Fr60]

$$\frac{p_f}{p_i} \;=\; 2e^{\frac{\pi\epsilon^2}{2\alpha}} - 1 \;. \tag{2.16}$$

Die *invariante Spinachse* (bzw. das *invariante Spinfeld*) ist an einem gegebenen Punkt im Phasenraum bei der Wegstrecke s die Orientierung des Spinvektors, welche als einzige nach einem Beschleunigerumlauf erhalten ist (*spin closed orbit solution*). In einem mit der Resonanzpräzessionsfrequenz ν_r rotierten Bezugssystem $(\hat{l}, \hat{m}, \hat{n})$ kann man das Verhalten der invarianten Spinachse und der Strahlpolarisation an einer isolierten Resonanz veranschaulichen. Man definiert die Entfernung von der Resonanz ν_r in Einheiten der Spinpräzessionsfrequenz (als Vielfaches der Zyklotronfrequenz)

$$\delta = \gamma G - \nu_r \tag{2.17}$$

Man kann die invariante Spinachse $\vec{\Omega}$ als dreikomponentigen Vektor im Laborsystem

$$\vec{\Omega} = \frac{\epsilon_R}{\sqrt{\epsilon_r^2 + \delta^2}}\hat{x} + \frac{\delta}{\sqrt{\epsilon_r^2 + \delta^2}}\hat{y} - \frac{\epsilon_I}{\sqrt{\epsilon_r^2 + \delta^2}}\hat{s} \tag{2.18}$$

darstellen. Die Vektoren $\hat{x}$, $\hat{y}$ und $\hat{s}$ sind die Einheitsvektoren in x–, y– und s–Richtung. Die Größen ϵ_R und ϵ_I beschreiben die (zeitabhängigen) Komponenten der Resonanzstärke ϵ_r in axialer und longitudinaler Richtung. Es gilt

$$\epsilon_r = \sqrt{\epsilon_R^2 + \epsilon_I^2} \tag{2.19}$$

Im Abstand $\delta = a\,|\epsilon_r|$ folgt für die invariante Spinachse

$$\vec{\Omega} = \begin{pmatrix} \frac{\epsilon_R}{|\epsilon_r|\sqrt{a^2+1}} \\ \frac{a}{\sqrt{a^2+1}} \\ \frac{-\epsilon_I}{|\epsilon_r|\sqrt{a^2+1}} \end{pmatrix} \;. \tag{2.20}$$

[1] Die Kreuzungsgeschwindigkeit ist das Verhältnis aus Veränderung der Spinpräzessionsfrequenz zum überstrichenen Umlaufwinkel in rad $\alpha = G(\Delta\gamma)/(\Delta\Theta)$.

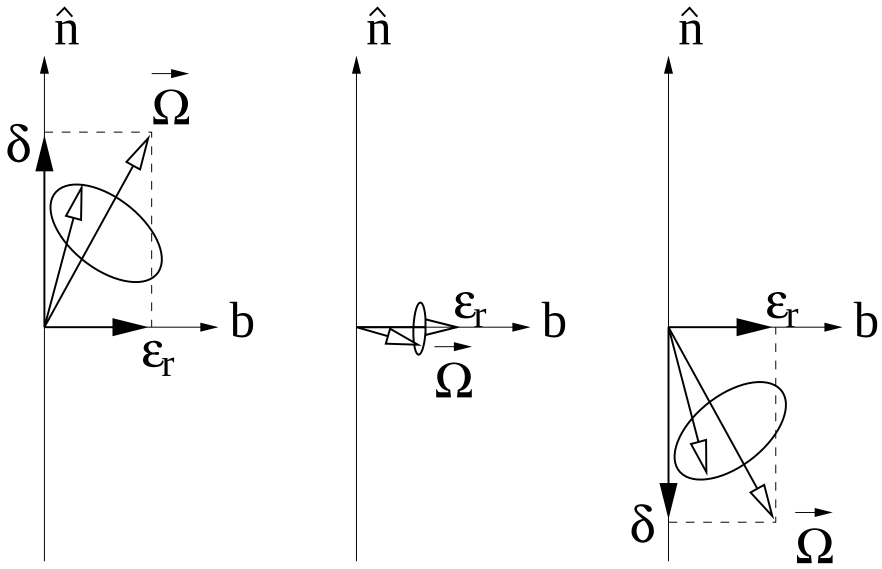

Abbildung 2.2: Verhalten der invarianten Spinachse $\vec{\Omega}$ nahe einer isolierten depolarisierenden Resonanz. Der Vektor $\hat{n}$ ist der normale Einheitsvektor des mit der Resonanzfrequenz ν_r rotierten Koordinatensystems. Der Vektor b zeigt die Richtung des in dem mitrotierten System wirksamen Störfelds.

Die invariante Spinachse steht z. B. weit vor der Resonanz ($\epsilon_r > 0$ und $a \to \infty$ bzw. $\delta \to \infty$) vertikal. Der axiale und longitudinale Anteil der invarianten Spinachse sind null, für den vertikalen Anteil gilt $\Omega_y = 1$. Nahe der Resonanz wird die invariante Spinachse von der Vertikalen abgelenkt. Auf der Resonanz liegt sie in der horizontalen Ebene, und nach dem Überfahren der Resonanz steht sie in entgegengesetzter Orientierung wieder in der vertikalen Richtung (siehe Abb. 2.2). Das Verhalten der vertikalen Komponente der invarianten Spinachse an einer isolierten depolarisierenden Resonanz ist in Abb. 2.3 in Abhängigkeit des Abstandes von der Resonanz in Einheiten von $a = \delta/\epsilon_r$ gezeigt. Vor dem Kreuzen der Resonanz hat die vertikale Kompnente den Wert 1, d.h. die invariante Spinachse hat nur einen vertikalen Anteil. Nach dem Kreuzen der Resonanz ist die vertikale Komponente der invariante Spinachse umgeklappt.

Für das Verhalten der Strahlpolarisation beim Kreuzen einer depolarisierenden Resonanz gibt es prinzipiell drei Möglichkeiten.

- Die Resonanzstärke kann sehr klein oder die Kreuzungsgeschwindigkeit sehr groß sein ($\alpha \gg \epsilon^2$), dann bleibt die Polarisation erhalten.

- Wird der Strahl langsam genug ($\alpha \ll \epsilon^2$) durch die Resonanz hindurch beschleunigt, so folgt der Spinvektor adiabatisch der invarianten Spinachse und wird auch umgekehrt (vgl. Abb. 2.2). Die beschriebene Umkehr des Spinvektors nennt man einen adiabatischen Spinflip (*spin flip*).

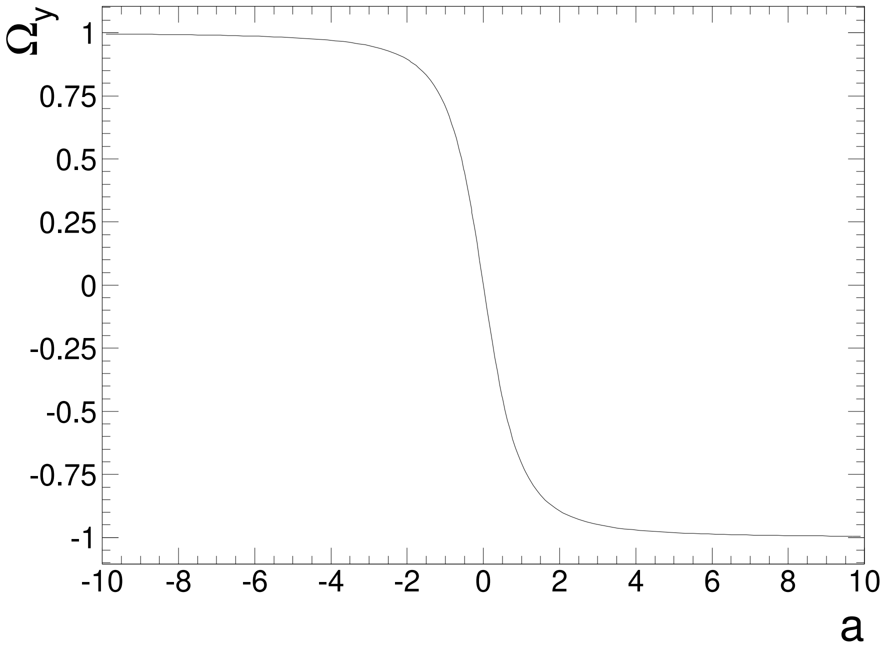

Abbildung 2.3: Verhalten der vertikalen Komponente $\Omega_y = a/\sqrt{1+a^2}$ der invarianten Spinachse (vgl. 2.20) nahe einer isolierten depolarisierenden Resonanz aufgetragen gegen $a = \delta/\epsilon_r$.

- Kann der Spinvektor der invarianten Achse nicht folgen, so ist der Prozess nicht adiabatisch. Dann erfolgt nur eine partielle Umkehr der Spinvektoren. Dies manifestiert sich in einer makroskopischen Depolarisation des Strahls.

In der Nähe einer depolarisierenden Resonanz weicht die Spinpräzessionsfrequenz (*spin tune*) ν_{sp} von dem Wert $G\gamma$ des idealen planaren Kreisbeschleunigers ab (siehe z. B. [Le86, Ros89, Bu95, An96, Ros98]).

Das Protonensynchrotron COSY ist ein Teilchenbeschleuniger mit starker Fokussierung, d. h. Quadrupolmagnete werden zur Fokussierung des Strahls eingesetzt, während Dipolmagnete in gebogenen Sektionen die Ablenkung der Protonen entlang der Sollbahn bewirken. In einem stark fokussierenden Synchrotron können Imperfektionsresonanzen und intrinsische Resonanzen Depolarisation verursachen.

Imperfektionsresonanzen sind auf Feldfehler und Positionierungsfehler der Magnete im Beschleunigerring zurückzuführen. Bei einer ganzzahligen Spinfrequenz

$$\gamma G \in \boldsymbol{Z} \tag{2.21}$$

resultiert eine resonante Auslenkung der Teilchenspins aus der Vertikalen. In Tab. 2.1 sind die im Energiebereich von COSY auftretenden Imperfektionsresonanzen

Tabelle 2.1: Imperfektionsresonanzen im Energiebereich von COSY. Angeben sind die Resonanzspinfrequenz ν_r, die Resonanzenergie T, der Resonanzimpuls p und die jeweilige Resonanzstärke ϵ_r bei einer vertikalen Ortsauslenkung von $y_{\rm rms} = 2.3$ mm ([Leh97]).

$\nu_r = \gamma G$	T [MeV]	p [MeV/c]	ϵ_r $[10^{-3}]$
2	108.4	463.8	1.14
3	631.8	1258.7	0.86
4	1155.1	1871.1	1.76
5	1678.5	2442.6	1.06
6	2201.8	2996.4	0.92

(benannt durch die Resonanzspinfrequenz $\nu_r = \gamma G$) aufgelistet. Die Imperfektionsresonanzen[2] haben bei Protonenbeschleunigern wegen (2.21) immer einen Abstand von 523 MeV in der Strahlenergie. Da die Imperfektionsresonanzen nicht von dem eingestellten Arbeitspunkt der Maschine abhängen, können sie als Stützstellen für die Kalibration der Strahlenergie dienen [En98].

Intrinsische Resonanzen werden durch die vertikalen Betatronschwingungen der Teilchen angeregt. Horizontale Felder in Quadrupolen, die zur vertikalen Strahlfokussierung eingesetzt werden, üben ein Drehmoment um eine horizontale Achse auf den Teilchenspin aus. Die Resonanzbedingung für intrinsische depolarisierende Resonanzen[3] ergibt sich aus der Überlagerung der vertikalen Betatronschwingung mit der umlaufenden Bewegung der Teilchen im Beschleuniger zu

$$\gamma G \;=\; kP \pm \nu_y \;, \tag{2.22}$$

wenn man m_y auf die Werte ± 1 beschränkt (siehe (2.15). P bezeichnet wieder die Superperiodizität des Beschleunigers und k ist eine ganze Zahl. Bei anderen Werten als $m_y = \pm 1$ spricht man von Resonanzen höherer Ordnung. Da die beiden geraden Sektionen von COSY als Teleskope mit einem Phasenvorschub von 2π eingesetzt werden, sind sie optisch transparent, und anstelle von ν_y muß $(\nu_y - 2)$ in (2.22) eingesetzt werden. Es ergibt sich dann als Resonanzbedingung für das Synchrotron COSY

$$\gamma G \;=\; kP \pm (\nu_y - 2) \;. \tag{2.23}$$

In Tab. 2.2 sind die im Energiebereich von COSY auftretenden intrinsischen depolarisierenden Resonanzen (benannt durch die Resonanzspinfrequenz ν_r) für

[2] Imperfektionsresonanzen werden von einigen Autoren auch *Typ I*-Resonanzen genannt, z.B. [Le93]

[3] Intrinsische Resonanzen werden in der Literatur auch *Typ II*-Resonanzen genannt [Le93].

Tabelle 2.2: Intrinsische Resonanzen im Energiebereich von COSY. Angeben sind die Superperiodizität P, die Resonanzspinfrequenz ν_r, die Resonanzenergie T, der Resonanzimpuls p und die jeweilige Resonanzstärke ϵ_r bei einem üblichen vertikalen Arbeitspunkt $\nu_y = 3.61$ ([Leh97]).

P	$\nu_r = \gamma G$	T [MeV]	p [MeV/c]	ϵ_r $[10^{-3}]$
2	$6 - \nu_y$	312.4	826.9	0.61
2	$0 + \nu_y$	950.7	1639.3	0.30
2,6	$8 - \nu_y$	1358.8	2096.5	1.62
2	$2 + \nu_y$	1997.1	2781.2	0.32
2	$10 - \nu_y$	2405.2	3208.9	0.25

einen vertikalen Arbeitspunkt $\nu_y = 3.61$ aufgelistet. Die tatsächliche Lage der intrinsischen Resonanzen hängt von dem konkreten Arbeitspunkt des COSY–Beschleunigers ab. Für die Zukunft ist geplant, den tatsächlich eingestellten vertikalen Arbeitspunkt während der Hochbeschleunigung dynamisch zu messen [Leh98b].

2.4 Methoden zum Polarisationserhalt beim Kreuzen depolarisierender Resonanzen

In diesem Abschnitt sollen die Verfahren vorgestellt werden, welche an COSY erfolgreich zum Transport der Polarisation über depolarisierende Resonanzen hinweg verwendet wurden und werden. Grundsätzlich gibt es zwei Möglichkeiten, den Polarisationsverlust beim Kreuzen depolarisierender Resonanzen zu minimieren. Es kann wahlweise die Resonanzstärke oder die Kreuzungsgeschwindigkeit variiert werden. Eine prinzipiell hiervon verschiedene Möglichkeit wäre die Verwendung einer Sibirischen Schlange. Die Sibirische Schlange modifiziert die Präzessionsfrequnez des Spins derart, daß sie nicht mehr energieabhängig ist, so daß keine Resonanzen auftreten [EvN]. Bislang wurde keine Sibirische Schlange an COSY eingesetzt.

2.4.1 Imperfektionsresonanzen

Im Energiebereich von COSY treten fünf Imperfektionsresonanzen auf (vgl. Tab. 2.1). Imperfektionsresonanzen konnten bei bisherigen Strahlentwicklungen an COSY durch zwei unterschiedliche Verfahren nahezu verlustfrei gekreuzt werden.

Die erste Möglichkeit besteht in der Erhöhung der vertikalen Strahlablage. Zu diesem Zweck wurde die vertikale Strahlablage unmittelbar vor dem Kreuzen der Imperfektionsresonanz mittels Korrekturdipolen angehoben. Die hierbei erhöhte

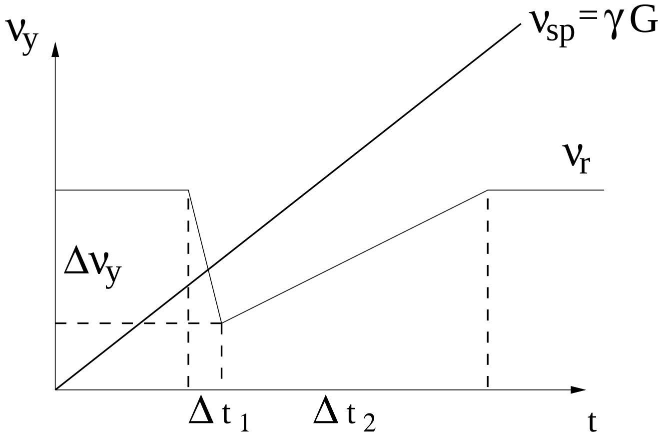

Abbildung 2.4: Zeitlicher Verlauf der Spinpräzessionsfrequenz ν_{sp} und der Resonanzfrequenz ν_r während des Arbeitspunktsprungs. Die Anstiegszeit Δt_1 des Sprungs sowie die Abfallzeit Δt_2 und die Sprungbreite $\Delta \nu_y$ sind gekennzeichnet.

Resonanzstärke der überfahrenen Resonanz führt zur Umkehr der Polarisation. Die vollständige Umkehr der Polarisation bedeutet Polarisationserhalt. In Abb. 4.15 ist die erfolgreiche Umkehr der Strahlpolarisation an einer Imperfektionsresonanz durch die Methode der vertikalen Orbitauslenkung dokumentiert.

Die zweite Möglichkeit ist der Einsatz von Spinrotatoren. Solche Spinrotatoren werden auch Schlangen (*snakes*) genannt. Die Korrektursolenoide des Elektronenkühlers wurden als partielle Schlange (*partial snake*) zweiter Art eingesetzt, d. h. der Teilchenspin wurde durch die Schlange um weniger als 180° um die radiale Achse gedreht. Es zeigte sich, daß eine Drehung des Spins um weniger als 1° ausreicht, um den Spin an der Imperfektionsresonanz $\gamma G = 2$ ohne Polarisationsverlust umzukehren [Leh97, Sc96b].

2.4.2 Intrinsische Resonanzen

Die Anzahl der intrinsischen Resonanzen ist abhängig von der Superperiodizität der eingestellten Optik des Beschleunigerrings. Üblicherweise sind die geraden Sektionen in COSY auf einen Betatronphasenvorschub von 2π eingestellt [Leh96b]. Sie tragen daher nicht zur möglichen Depolarisation bei. Die Bedingung für das Auftreten intrinsischer Resonanzen lautet dann

$$\gamma G \;=\; kP \pm (\nu_y - 2)\ . \tag{2.24}$$

Die durch die magnetische Struktur der Bögen maximal mögliche Periodizität von COSY ist $P = 6$. Würde der COSY-Strahl mit einer $P = 6$–Optik beschleunigt, so gäbe es nur eine einzige intrinsische Resonanzen in dem Energiebereich von COSY (siehe Tab. 2.2). Üblicherweise wird in COSY jedoch mit einer $P = 2$–Optik beschleunigt, um das Überfahren der sogenannten Übergangsenergie (*tran-*

sition energy), die zu Strahlverlust wegen fehlender Phasenfokussierung führt, zu vermeiden [Leh97]. Dadurch wird die Anzahl der intrinsischen Resonanzen auf fünf erhöht (siehe Tab. 2.2).

Allerdings können bei Störungen der Superperiodizität (zum Beispiel durch Fehlabstimmung der Teleskope) auch Resonanzen niedrigerer Superperiodizität Depolarisation verursachen. Die Standardmethode zum Polarisationserhalt beim Kreuzen intrinsischer Resonanzen ist die Vergrößerung der Kreuzungsgeschwindigkeit durch die schnelle Änderung des vertikalen Arbeitspunkts (*vertical tune jump*) ν_y [Le93]. Zu diesem Zweck dienen an COSY gepulste Quadrupole. Ein solcher Arbeitspunktsprung wurde im Juli 1998 erstmalig erfolgreich zum Kreuzen der Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ als der einzigen intrinsischen Resonanz bei eingestellter Superperiodizität $P = 6$ eingesetzt (vgl. Abb. 5.2). Der zeitliche Verlauf der Spin- und Resonanzfrequenz während des Arbeitspunktsprungs ist in Abb. 2.4 skizziert.

Kapitel 3

Das EDDA-Experiment

Das EDDA-Experiment ist ein internes Targetexperiment am Jülicher **CO**oler **SY**nchrotron COSY [Ma97] (Abb. 3.1). Es wurde entwickelt, um die elastische Proton-Proton–Streuung über einen großen Energiebereich und einem großen Polarwinkelbereich (85 % von $\cos\theta_{\mathrm{cm}}$) in kleinen Energieschritten zu messen. Zusätzlich zu den Meßgrößen differentieller Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega$ und Analysierstärke A_{000n} werden die Spinkorrelationparameter A_{00nn}, A_{00sk} sowie A_{00ss} gemessen. Der Impulsbereich erstreckt sich von 700 MeV/c bis 3 300 MeV/c, der Polarwinkelbereich ist $30° \leq \theta_{\mathrm{cm}} \leq 90°$. Die Datennahme geschieht während der Synchrotron-Beschleunigung in Multi-Pass–Technik [Hi89].

Hierzu werden Winkelverteilungen von elastischen Streuereignissen in Abhängigkeit von Polarwinkel θ und Azimutwinkel ϕ bei kontinuierlicher Variation der Energie während der Hochbeschleunigung des COSY-Strahls aufgenommen. Während jeder Beschleunigungsrampe wird eine vollständige Anregungsfunktion aufgenommen. Die notwendige Statistik wird durch die Aufnahme vieler Zyklen während einer mehrtägigen Strahlzeit erreicht.

Die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts wurde mit einem Polypropylen–Feststofftarget [Mo94, Tr95] und dem unpolarisierten Protonenstrahl von COSY [Ma97] durchgeführt. Zur Messung der Analysierstärke wird als Target ein Atomstrahl kernpolarisierter Protonen vewandt [Ev96b]. Der COSY-Strahl ist weiterhin unpolarisiert. Die Messung ist prinzipiell auch mit einem polarisierten Protonenstrahl und einem unpolarisierten Target möglich. Allerdings kann die Polarisation des COSY-Strahls während der Hochbeschleunigung durch depolarisierende Resonanzen teilweise oder vollständig vernichtet werden. Der Polarisationsgrad des polarisierten Atomstrahltargets hingegen ist unabhängig von der Strahlenergie der beschleunigten Protonen.

Für die Messung der Spinkorrelationsparameter müssen Strahl und Target polarisiert sein. Daher muß ein polarisierter COSY-Strahl zur Verfügung gestellt werden. Für die Entwicklung und Optimierung der Strahlpolarisation ist ein Polarimeter notwendig. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der Einsatz des EDDA–Detektors als internes Strahlpolarimeter konzipiert und getestet.

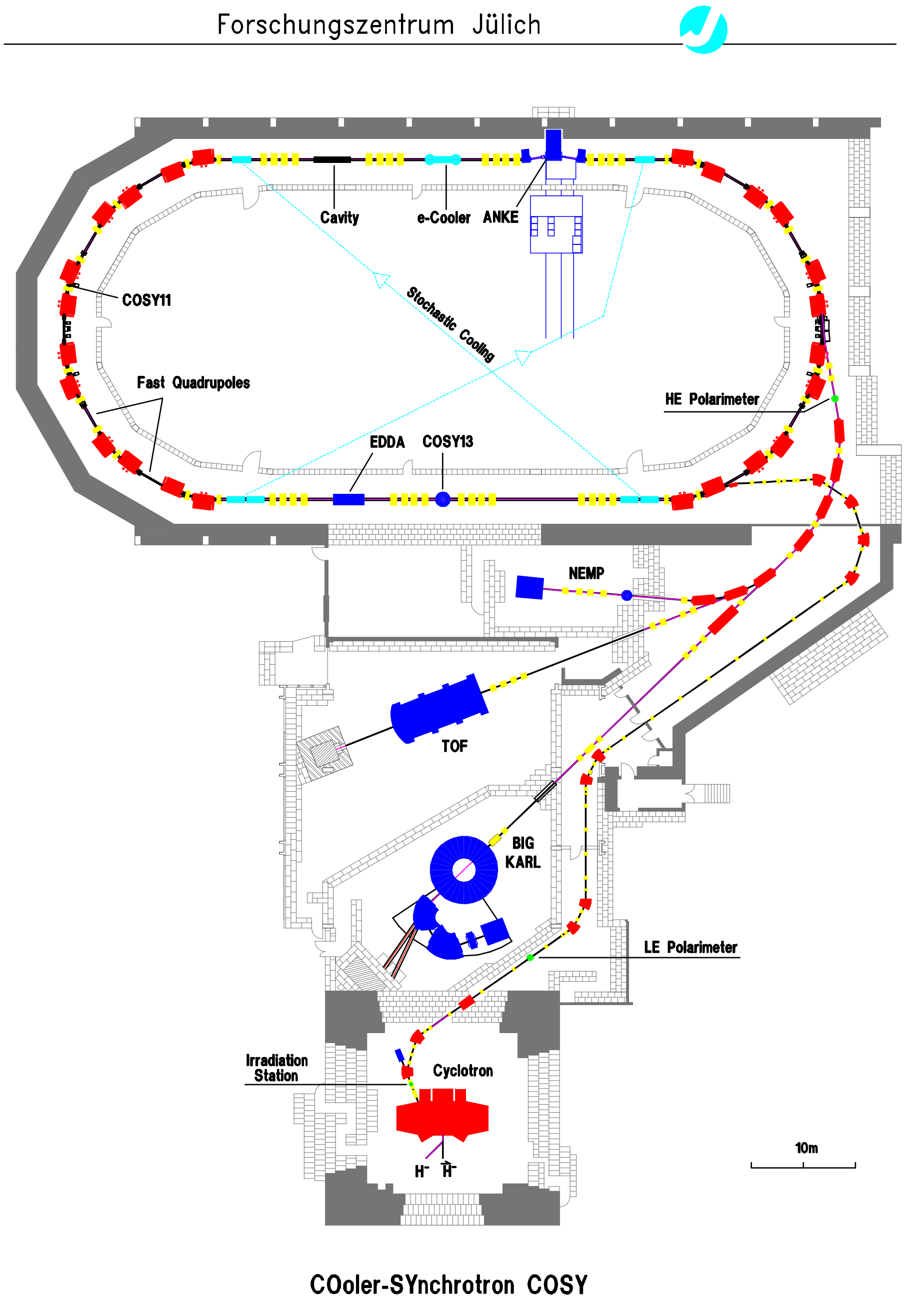

Abbildung 3.1: Das Cooler Synchrotron COSY in Jülich. Das interne EDDA Experiment nutzt den eingezeichneten Strahlplatz.

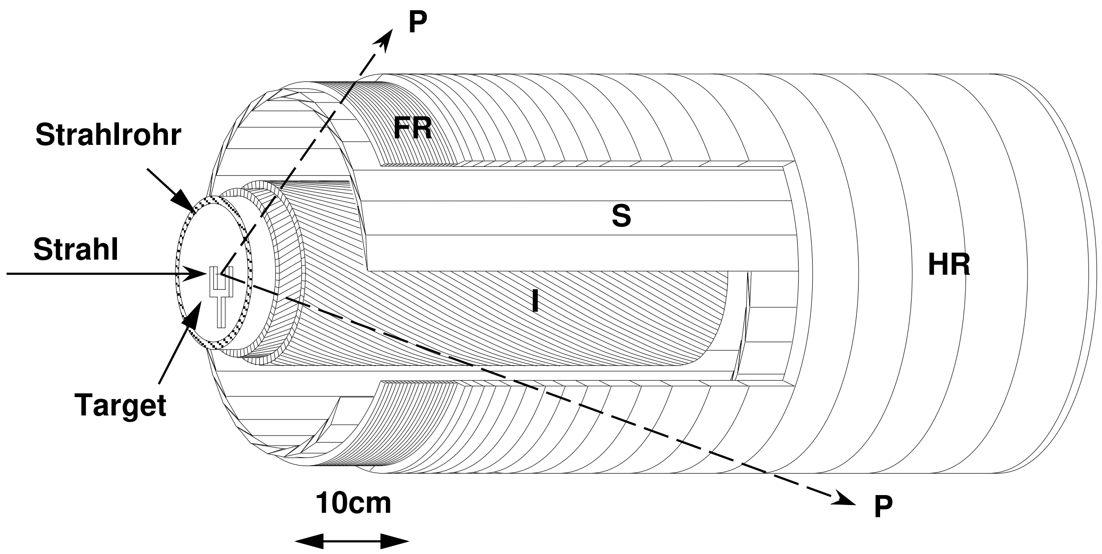

Abbildung 3.2: Schemazeichnung des EDDA-Detektors. Man erkennt die Halterung des $(CH_2)_n$-Fädchentargets. Um das Strahlrohr herum ist die aus 640 szintillierenden Fasern zusammengesetzte Doppelhelix **I** der Innenlage axialsymmetrisch angeordnet. In dieser Skizze sind nur zwei der insgesamt vier Helixlagen abgebildet. Ferner sind die Stablage **S** aus 32 in Strahlrichtung ausgedehnten Szintillatoren sowie die Ringlage aus Halbringpaaren **HR** und szintillierenden Fasern **FR** dargestellt. Exemplarisch sind die Trajektorien zweier elastisch gestreuter Protonen **P** gestrichelt eingezeichnet.

3.1 Target und Detektor

Der EDDA-Detektor wurde speziell in Hinblick auf die Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung konzipiert und optimiert [Wo96, Wi94]. Während der ersten Phase des EDDA-Experiments, der Messung des spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitts, diente ein Polypropylen ($(CH_2)_n$)-Fädchen als Target [Mo94, Tr95].

3.1.1 Target

Die geringe räumliche Ausdehnung ($4\,\mu\text{m}\times 5\,\mu\text{m}$) des Polypropylentargets gewährleistet eine hinreichend geringe Flächenbelegungsdichte des Targets. Dies ist notwendig, um den rezirkulierenden Protonenstrahl nicht unnötig stark aufzuheizen. Außerdem liegt der Wechselwirkungspunkt der betrachteten Ereignisse wegen der geringen Ausdehnung des Fädchens in y- und z-Richtung mit hoher Genauigkeit fest. Dieses ist wichtig für die korrekte Winkelrekonstruktion der nachgewiesenen elastisch getreuten Protonen. Zur Korrektur des unvermeidlichen Kohlenstoffuntergrundes werden Vergleichsmessungen mit einem Kohlenstofffädchen anstelle des $(CH_2)_n$-Fädchens durchgeführt. Der für diese unpolarisierten Messungen eingesetzte Detektoraufbau, die sogenannte äußere Detektorlage, wird in Abschn. 3.1.2 beschrieben.

Die zweite Phase des EDDA-Experiments wurde im Herbst 1997 begonnen. Sie dient der Untersuchung des spinabhängigen Anteils der Proton-Proton–Wechselwirkung. Neben einem polarisierten Protonenstrahl, der von COSY angeboten wird [Ev96a, Leh96a], erforderte die zweite Experimentphase bauliche Erweiterungen des Experiments. Anstelle des $(CH_2)_n$-Feststofftargets wird ein Strahl kernpolarisierter Wasserstoffatome [Ev96b] als Wechselwirkungspartner für die polarisierten Strahlprotonen verwandt. Dieses Targetprinzip stellt das reinstmögliche aller verfügbaren Wasserstofftargets dar. Bei Verwendung des polarisierten Atomstrahltargets ist der individuelle Wechselwirkungspunkt jeder aufgezeichneten Reaktion nicht a priori mit hinreichender Genauigkeit bekannt. Dies ist bedingt durch die größere räumliche Ausdehnung des Atomstrahls von ca. 12 mm (FWHM) und dem Restgas-Untergrund des Wasserstoffs. Daher benötigt man eine zweite Detektorlage zur Vertexrekonstruktion. Zu diesem Zweck wurde dem EDDA-Detektor eine weitere Detektorlage hinzugefügt. Diese zusätzliche Detektorlage ist axialsymmetrisch unmittelbar um das Strahlrohr herum angebracht und ermöglicht die Bestimmung der Trajektorien der in der äußeren Detektorlage nachgewiesenen Protonen. Die innere Detektorlage wird in Abschn. 3.1.3 beschrieben.

3.1.2 Die äußere Lage des EDDA-Detektors

Die Geometrie der Außenschale des EDDA-Detektors ist an die Erfordernisse der Messung der elastischen Proton-Proton-Streuung angepaßt. Die Außenschale des EDDA-Detektors besteht aus zwei Lagen, einer inneren „Stablage“ und einer äußeren „Ringlage“. Die Stablage besteht aus 32 in Strahlrichtung ausgedehnten und axial symmetrisch zum Strahlrohr angeordneten stabförmigen Szintillatorelementen und dient der Bestimmung des Azimutwinkels ϕ gestreuter Protonen. Die Auskopplung des Szintillationslichts geschieht an beiden Enden jedes Stabes, um einen möglichst großen Anteil des erzeugten Szintillationslicht nutzen zu können. Das ausgekoppelte Szintillationslicht wird über Lichtleiter in Photomultiplier eingekoppelt. Die Stäbe haben einen trapezförmigen, annähernd dreieckigen Querschnitt und sind derart überlappend angeordnet (vgl. Abb. 3.4), daß jedes aus der Wechselwirkungszone gestreute Proton genau zwei Stäbe durchquert. Durch Vergleich der in beiden Stäben deponierten Energie anhand der erzeugten Lichtmengen kann der genaue Durchstoßpunkt bestimmt werden. Hierdurch ist eine sehr genaue ϕ-Rekonstruktion möglich. Dieses Verfahren wird folgend als Amplitudenteilung bezeichnet [Bi93]. Die Stablage wird umschlossen von der Ring- oder Halbringlage. Die der Polarwinkelrekonstruktion dienende Ringlage besteht aus 29 Paaren von halbringförmigen Szintillatoren und szintillierenden Fasern, welche senkrecht zur Strahlrichtung konzentrisch um das Strahlrohr angebracht sind. Die Ausdehnung der Halbringe in Strahlrichtung nimmt mit der z-Koordinate zu, um den vom EDDA-Detektor erfaßten Winkelbereich homogen aufzuteilen ($\Delta\theta_{\mathrm{cm}} \approx 5°$). Es werden von den Ringen jeweils gleiche Winkelintervalle im Schwerpunktsystem der beiden Protonen erfaßt.

Die Ringlage besteht aus 20 Paaren massiver halbringförmiger Szintillatorelemente und aus neun Paaren von Halbringen aus szintillierenden Fasern, welche symmetrisch zum Strahlrohr angeordnet sind und jeweils die rechte bzw. linke Hemisphäre des Strahlrohrs abdecken. Die Halbringe werden nur einseitig ausgelesen. Hierbei geschieht die Auslese der linken Halbringe an der Detektoroberseite, die der rechten Halbringe entsprechend an der Unterseite. Aus diesem Grund werden die *linken* Halbringe als „*HRUxx*" bezeichnet (*U* für *up*), wobei *xx* die logische Nummer des Halbrings ist. Die logische Nummer reicht von $xx = 1$ für den Faserhalbring bei $\theta_{\mathrm{lab}} \approx 71°$ bis $xx = 32$ für den massiven Halbring bei $\theta_{\mathrm{lab}} \approx 10°$. Die Nomenklatur gilt entsprechend für die rechten Halbringe mit *HRDxx* statt *HRUxx* (*D* für *down*). Die Bezeichnung *HRDxx* bzw. *HRUxx* wird im Verlauf der vorliegenden Arbeit zum Einsatz kommen, da sie die sehr bequeme Kennzeichnnung der gemeinten Detektorkomponenten ermöglicht. Anschließend an die massiven Halbringe werden je zwei Lagen szintillierender Fasern pro Detektorseite zur Detektion rückgestreuter Protonen genutzt. Zwei übereinanderliegende Fasern werden jeweils als ein Paar ausgelesen, vier Paare entsprechen einem Halbring [Wo96]. Ebenso wie bei der Stablage wird der Durchstoßpunkt eines Protons durch die Ringlage mittels der Amplitudenteilung bestimmt.

3.1.3 Die innere Lage des EDDA-Detektors

In der zweiten Phase des EDDA-Experiments werden zusätzlich zu differentiellen Wirkungsquerschnitten vier Polarisationsobservable gemessen. Hierfür werden der polarisierte COSY-Strahl [Ma97, Ev96a, Leh96a] und ein Atomstrahltarget kernpolarisierter Protonen [Ev96b] verwandt. Es werden Wechselwirkungen von polarisierten und nichtpolarisierten Strahl-Protonen mit den polarisierten Protonen des Atomstrahltargets untersucht werden. Zur Messung der Analysierstärke kann der COSY-Strahl weiterhin unpolarisiert sein, zur Messung der drei Spinkorrelationsparameter jedoch müssen der COSY-Strahl und das Atomstrahltarget polarisiert sein.

Bei Verwendung des ca. $4\ \mu\mathrm{m} \times 5\ \mu\mathrm{m}$ dicken $(CH_2)_n$-Fädchentargets und einem kleinen Strahlfleck ($\sigma_{\mathrm{x}} = 1,3$ mm) war der Wechselwirkungspunkt von Strahl- und Targetprotonen sehr genau festgelegt. Bei einem polarisierten Atomstrahltarget muß ein erhöhter Aufwand zur Vertexrekonstruktion betrieben werden. Hierfür wurde die Innenschale des EDDA-Detektors entwickelt, konstruiert und in Betrieb genommen [Wi94, Zi98, En98]. Die Innenschale (oder auch innere Lage des EDDA-Detektors genannt) besteht aus vier Helixlagen von jeweils 160 szintillierenden Fasern. Je zwei dieser Helixlagen sind in positivem bzw. negativem Drehsinn gewickelt. Die Formgebung der Helixlagen ist derart optimiert, daß

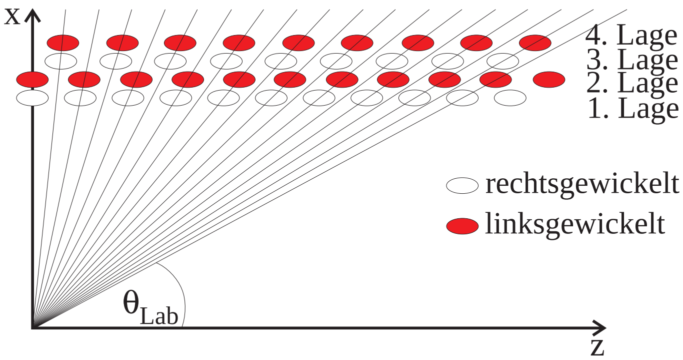

Abbildung 3.3: Schemazeichnung zur optimierten Helixgeometrie. Die Formgebung der Helixlagen ist derart optimiert, daß praktisch jedes aus der Wechselwirkungszone heraus in den Laborwinkelbereich von 10° bis 70° gestreute Proton im Szintillatormaterial der inneren Detektorlage nachgewiesen werden kann.

praktisch jedes aus der Wechselwirkungszone heraus in den Laborwinkelbereich von 10° bis 70° gestreute Proton im Szintillatormaterial der inneren Detektorlage nachgewiesen werden kann. Anhand der Analyse der getroffenen Fasern ist die Rekonstruktion der Durchstoßpunkte der detektierten Protonen durch die innere Lage möglich. Durch die Verwendung von vier Helixlagen wird die Nachweiswahrscheinlichkeit der gestreuten Protonen sowie die Eindeutigkeit der Ortsrekonstruktion sichergestellt. Die Kenntnis der Durchstoßpunkte in der inneren Lage sowie die Ortsinformationen aus der Außenschale ergeben die Trajektorien der gestreuten Protonen. Der Schnittpunkt der beiden Trajektorien ist der gesuchte Vertex.

Der Einbau der Innenschale wurde im November 1996 vorgenommen, nachdem sie zuvor eingehenden Funktionsüberprüfungen unterzogen worden war [Je95]. Nach dem sehr sorgfältigen Einbau der Innenschale wurde erneut die vollständige Funktionstüchtigkeit sowohl der inneren Detektorlage [Th96] wie auch des gesamten Detektoraufbaus [Li98] verifiziert. Eine signifikante Effizienzeinbuße wurde experimentell nicht festgestellt [We97, Li98].

3.2 Hardware Trigger

Die erste Triggerstufe (*first level trigger*) des EDDA-Experiments wird durch die Ausleseelektronik der Außenschale realisiert. Die Triggerlogik basiert auf dem Vergleich der Signatur registrierter Ereignisse mit vorgegebenen Mustern. Diese Muster von zu erwartenden Trefferkombinationen in den Elementen der Außenschale sind frei wählbar und werden vor Meßbeginn in sogenannte Programmierbare Logik-Module (*Programmable Logical Units*, PLU) geladen. Werden die Triggerkriterien erfüllt, so wird ein Triggersignal generiert, und der gesamte Detektor wird ausgelesen [Sc91, Sc95, Di98].

Der Code der Detektorauslese wurde dahingehend optimiert, daß das Einladen eines neuen Satzes von Triggermustern (sog. Triggertabellen) innnerhalb von 5 ms möglich ist, und sogar der schnelle Wechsel von Triggerkriterien während der Datennahme in der Hochbeschleunigung des COSY-Strahls mit vernachlässigbarem Informationsverlust möglich ist. Hierdurch wird die optimale Anpassung der Triggerbedingungen an die Strahlenergie gewährleistet [Di98]. Zur Identifikation der elastischen Proton-Proton-Streuung im EDDA-Detektor werden die beiden folgenden kinematischen Eigenschaften der elastischen Proton-Proton-Streuung überprüft.

Koplanarität Als Zwei-Teilchen-Reaktion erfolgt die elastische Proton-Proton-Streuung innerhalb einer Ebene. Diese Koplanarität der beiden Ejektil-Trajektorien wird mittels der Stablage erkannt. Die Stablage besteht aus 32 axialsymmetrisch um das Strahlrohr angeordneten Szintillator-Stäben. Die Koplanarität der Ejektile ist mit Signalen in einander gegenüberliegenden Stäben korreliert. Dieses Kriterium wird „Lattentrigger“ oder auch „Koplanaritätstrigger“ genannt.

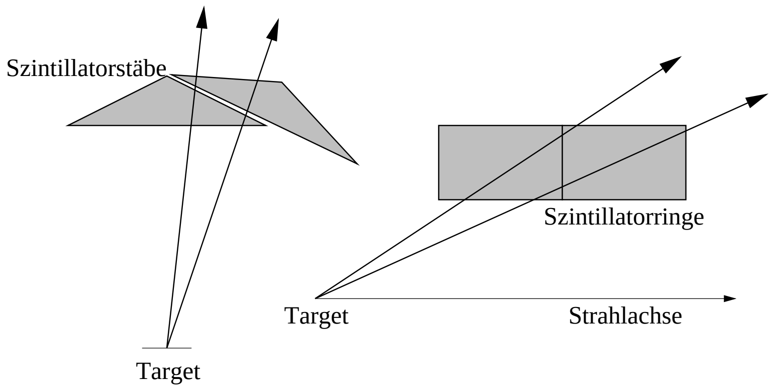

Abbildung 3.4: Schemazeichnung zur erhöhten Winkelauflösung in der äußeren Detektorlage durch Amplitudenteilung. Eine Erhöhung der Winkelauflösung der Stablage wird durch die sogenannte Amplitudenteilung erreicht. Die Formgebung der Szintillatoren ist derart gestaltet, daß ein Proton in der Regel zwei benachbarte Szintillatoren durchquert.

Kinematische Korrelation Im Laborsystem gilt für die Streuwinkel θ_l (des in der linken Detektorhälfte nachgewiesenen Protons) und θ_r (des in der rechten Detektorhälfte nachgewiesenen Protons) die folgende einfache Relation, wenn das

Target-Proton vor der Wechselwirkung im Laborsystem ruht.

$$\tan(\theta_\mathrm{l}) \cdot \tan(\theta_\mathrm{r}) = \left(1 + \frac{\mathrm{T}}{2 \cdot \mathrm{m_p} \cdot \mathrm{c}^2}\right)^{-1} = \frac{1}{\gamma_\mathrm{cm}^2} \tag{3.1}$$

(mit $\mathrm{m_p}$ = Protonmasse, T = kinetische Energie des Protons). Die Größe γ_{cm} ist der Lorentzfaktor der Lorentztransformation vom Laborsystem in das Schwerpunktsystem der Streuung. Im Laborsystem liegen die möglichen Werte für θ_l und θ_r zwischen 0° und 90°. Diese kinematische Relation wird zur Detektion von elastischen Ereignissen nutzbar gemacht.

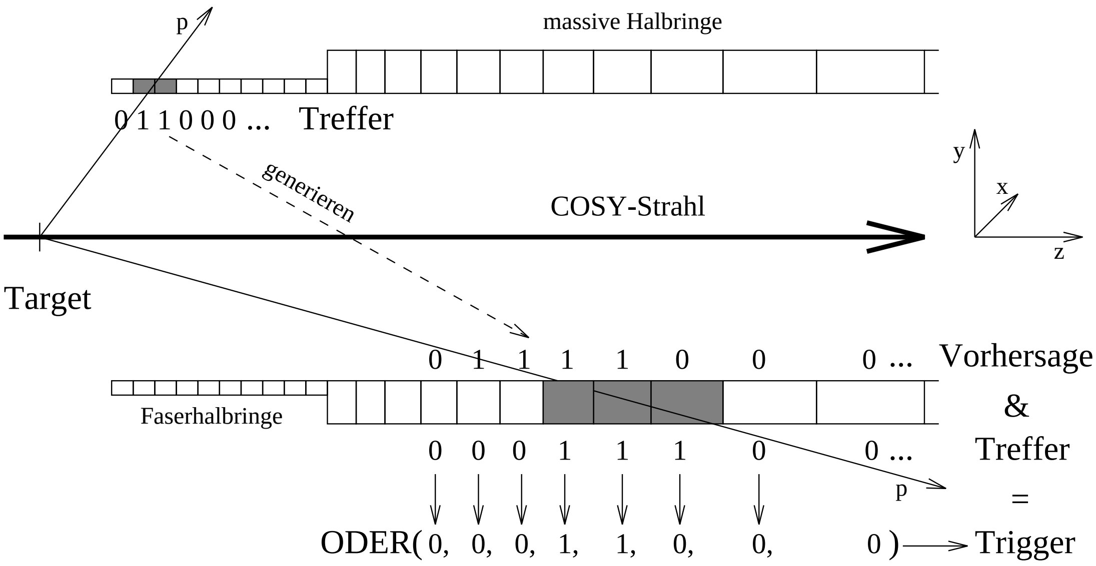

Abbildung 3.5: Prinzip des kinematischen Triggers. Aus den Treffern unter „rückwärtigen“ Polarwinkeln wird eine Vorhersage für die vorwärtigen Winkel erzeugt, die mit den tatsächlichen Treffern verglichen wird.

Welche Halbringe im Sinne elastischer Streuung in Koinzidenz stehen, hängt von der Strahlenergie ab. Mit zunehmender Energie wird der Lorentzfaktor $\gamma = E/mc^2$ immer größer und die Protonen werden immer stärker zu kleinen Polarwinkeln hin gestreut. Deshalb braucht man eine sehr flexible, nach Möglichkeit programmierbare Koinzidenz. Das bei EDDA angewendete Prinzip ist in Abb. 3.5 gezeigt [Di98]. Ausgangspunkt sind die durch ein Proton (in der Abbildung das nach schräg oben gestreute) getroffenen Halbringe.

Im Prinzip wird eine elastische Streuung bereits durch den Streuwinkel dieses Protons vollständig beschrieben, denn der Streuwinkel des anderen Protons kann aus Gleichung (3.1) berechnet werden. Man weiß an dieser Stelle allerdings nicht, ob es sich tatsächlich um eine elastische Proton-Proton-Streuung handelt, aber man kann unter Annahme einer solchen vorhersagen, welche Halbringe das korrelierte Proton treffen muß. Diese Vorhersage läßt sich mit den tatsächlichen

Treffern von Halbringen vergleichen: Tritt für mindestens einen Halbring eine Übereinstimmung zwischen Vorhersage und echten Treffern auf, so wird ein Trigger generiert [Di98].

3.3 Datenaufnahme

Auch mit dem Ziel der Bestimmung der COSY-Strahlpolarisation ist die Messung elastischer Proton-Proton–Streuereignisse mit dem EDDA-Detektor interessant, da die Analysierstärke der elastischen Proton-Proton–Streuung bis zu Energien von 2 500 MeV hinreichend bekannt ist [Ar97]. Die Strahlpolarisation kann hierbei wahlweise aus Links-Rechts–Asymmetrien oder der cosinoidalen Modulation der Azimutwinkelverteilung (4.6) bestimmt werden. Allerdings ist für die Aufnahme und Analyse der Daten der elastischen Proton-Proton–Streuung in apparativer und zeitlicher Hinsicht ein großer Aufwand erforderlich. Dieser soll in diesem Abschnitt kurz beschrieben werden.

Um Asymmetrien oder die $\cos\phi$–Modulation in den Winkelverteilungen der elastischen Ereignisse analysieren zu können, müssen zuvor sämtliche analogen Detektorsignale digitalisiert und auf einem Massenspeicher gesichert werden [Di94, Sc95, Da97, Di98]. Die maximale Verarbeitungsgeschwindigkeit des Datenaufnahmesystems erlaubt etwa 1300 Ereignisse pro Sekunde [Wo96]. Daher wird die Datenrate durch Totzeiteffekte begrenzt. Im Routinebetrieb wird der EDDA-Detektor mit einer Totzeit von ca. 95% (bis teilweise größer als 99%) betrieben.

Es werden Streudaten mit einem Polypropylen–Fädchentarget der Ausdehnung $4\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$ genommen. Die Korrektur des Kohlenstoffuntergrundes erfolgt auch hier durch zusätzliche Messungen an einem 5μm dicken Kohlenstofffädchen. Für beide Datensätze muß *event by event* für jedes Ereignis Polar- und Azimutwinkel bestimmt werden [Ro94, He95]. Hierfür wiederum ist natürlich eine sorgfältige Kalibration der beteiligten Detektorkomponenten vonnöten. Auch diese kann nur nach Abschluß der Messungen anhand spezieller und zusätzlich gemessener Kalibrationsdaten durchgeführt werden. Desweiteren ist für eine korrekte Winkelrekonstruktion die Kenntnis der Strahlablage in Abhängigkeit der Strahlenergie erforderlich [Roh95]. Erst nach der Detektorkalibration und der Rekonstruktion jedes einzelnen quasielastischen Ereignisses am Polypropylen- und am Kohlenstofftarget, ist es möglich, Asymmetrien und damit Polarisationswerte aus den Meßdaten zu bestimmen.

3.4 Bisherige Ergebnisse

Die erste Phase des EDDA–Experiments ist inzwischen abgeschlossen. Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d\Omega$ in der elastischen Proton-Proton Streuung wurden in dem Winkelbereich $35° \leq \theta_{cm} \leq 90°$

von 500 MeV bis 2500 MeV kinetischer Strahlenergie gemessen. Die unpolarisierten Daten sind abschließend analysiert [We98] und zum Teil bereits veröffentlicht [Al97a]. Aufgrund der hohen inneren Konsistenz der gemessen $d\sigma/d\Omega$–Anregungsfunktionen konnte die obere Grenze des Energiebereichs der Streuphasenanalyse SAID (vgl. [Ar77] bis [Ar97]) bereits aufgrund der bisher veröffentlichten EDDA-Daten von zuvor 1 600 MeV auf 2 500 MeV beträchtlich erweitert werden [Ar97, Do97, Sc98a].

Im Juni und November 1998 wurde die Analysierstärke A_{000n} gemessen [Hi98b, Roh98]. Hierbei kam statt des während der unpolarisierten Messungen verwandten Feststofftargets ein Targetstrahl kernpolariserter Wasserstoffatome zur Anwendung. Diese Daten werden derzeit noch analysiert [Bu99, Li99, We99].

Seit April 1996 gibt es Studien zur Entwicklung und Optimierung des polarisierten Protonenstrahls an COSY. Auch in diesem Zusammenhang kommt dem EDDA-Experiment besondere Bedeutung zu. Die Diagnostik des polarisierten COSY-Strahls wurde zu einem Großteil mit dem EDDA Detektor durchgeführt [Bu98, Sc98b].

Die vorliegende Arbeit beschreibt die der Polarisationsmessung an COSY zugrunde liegenden Analysen und zeigt vorläufige Ergebnisse auf. Zur schnellen Bestimmung der COSY–Strahlpolarisation wurde ein sehr effizientes Meßverfahren entwickelt und kalibriert. Dieses Meßverfahren wird derzeit routinemäßig für Diagnosemessungen zur Entwicklung und Optimierung des polarisierten Protonenstrahls an COSY eingesetzt. Die vier folgend genannten Punkte zeigen die Mächtigkeit des Einsatzes des EDDA-Detektors für Strahlpolarisationsmessungen.

- Die Installation als internes Experiment im COSY–Ring ermöglicht die kontinuierliche Messung der Strahlpolarisation während der Hochbeschleunigung des Protonenstrahls und erlaubt auf diese Weise simultan Aussagen über den Polarisationstransport an allen auftretenden depolarisierenden Resonanzen.

- Es ist aufgrund der großen Raumwinkelakzeptanz des EDDA-Detektors (2π im Azimutwinkel ϕ und 85% von $\cos\theta_{cm}$) eine deutlich schnellere Bestimmung der Strahlpolarisation zu Diagnosezwecken möglich, als es die Benutzung eines Zweiarmpolarimeters mit einer Nachweiseffizienz der Größenordnung $\eta \approx 10^{-4}$ erlaubt.

- Die Analysierstärke der elastischen Proton-Proton–Streuung ist hinreichend bekannt, und die präzise Messung elastischer Proton-Proton–Streuereignisse ist mit dem EDDA–Detektor möglich.

- Man kann die Auslese- und Triggerelektronik des EDDA-Detektors zu totzeitfreien Messungen der Strahlpolarisation heranziehen. Die effektive Analysierstärke dieser Messung ist durch Vergleich mit der elastischen Proton-Proton–Streuung kalibrierbar.

Kapitel 4

Methoden zur schnellen Polarisationsmessung

Zur Unterstützung der Entwicklung und Optimierung des polarisierten Protonenstrahls an COSY wurden seit April 1996 Polarisationsmessungen mit dem EDDA–Detektor durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein sehr zeiteffizientes Meßverfahren entwickelt. Das entwickelte Verfahren ermöglicht die Bestimmung der COSY-Strahlpolarisation während der Hochbeschleunigung der Strahlprotonen. Innerhalb weniger Minuten Meßzeit kann eine Aussage über die Strahlpolarisation in Abhängigkeit des Strahlimpulses getroffen werden. Auf diese Weise kann der Polarisationstransport an jeder gekreuzten depolarisierenden Resonanz beurteilt werden.

Der EDDA-Detektor eignet sich für die Bestimmung der COSY-Strahlpolarisation, da die Strahlpolarisation erstens mit dem internen Target während der gesamten Hochbeschleunigung gemessen werden kann, und zweitens weil die große Streuwinkelakzeptanz des EDDA-Detektors eine hinreichend kurze Meßdauer von wenigen Minuten gewährleistet, um Informationen über den Polarisationstransport über depolarisierende Resonanzen während der Hochbeschleunigung des Protonenstrahls zu erhalten.

In diesem Kapitel werden der Einsatz des EDDA–Detektor als internes Strahlpolarimeter für den COSY–Strahl geschildert und die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Methoden dargestellt. Außerdem werden wichtige Zwischenergebnisse der bisherigen Entwicklungsarbeiten zum Polarisationstransport an COSY anhand von Messungen dokumentiert, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit konzipiert und durchgeführt wurden, und welche in dieser Form nur durch den Einsatz des EDDA-Detektors möglich waren.

Auf die Behandlung falscher Asymmetrien bei der Bestimmung der Strahlpolarisation wird in Abschn. 4.3 und Anhang A eingegangen. In Anhang A werden außerdem ausgewählte Methoden der Polarisationsbestimmung detailliert dargestellt. Der für die Durchführung der Polarisationsdiagnostik anhand dieser Methoden notwendige Analysecode wurde der EDDA–Datenverarbeitung zum größten

Teil in Form von C – und C++ – Programmpaketen hinzugefügt. Unter Benutzung von Makro-Dateien in der Interpreter–Sprache *hoc* sind die entwickelten Klassen und Methoden leicht mit dem Analyseprogramm YODA [Sc96a] anzuwenden.

4.1 Grundlagen der Polarimetrie

Die Meßgröße bei Polarisationsmessungen ist stets eine Asymmetrie von Ereignishäufigkeiten. Zur Bestimmung der vertikalen Strahlpolarisation in COSY beispielsweise misst man eine Links-Rechts-Asymmetrie

$$\epsilon = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \,. \tag{4.1}$$

Die Größe N_L bezeichnet im einfachsten Fall (dem eines Polarimeters aus zwei symmetrisch angeordneten Detektoren mit vernachlässigbarer Ausdehnung im Azimutwinkel ϕ wie in Abb. 4.1 schematisch dargestellt) die Zahl der registrierten Ereignisse im linken Detektor (oder Polarimeter-Arm). Entsprechend bezeichnet N_R die Zahl der registrierten Ereignisse im rechten Detektor.

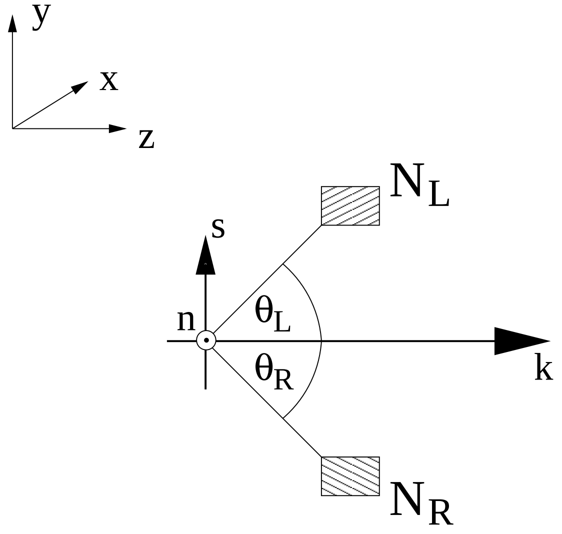

Abbildung 4.1: Das symmetrisch zur Strahlachse angeordnete Zweiarm-Polarimeter registriert Ereignisse in den Detektoren N_L und N_R und liefert so die Asymmetrie ϵ. Hierbei ist eine beliebige Drehung der Reaktionsebene gegenüber dem Laborkoordinatensystem (x, y, z) um $z = k$ möglich.

Die gemessene Asymmetrie ϵ ist das Produkt von vertikaler Strahlpolarisation p_{00n0} und vertikaler Analysierstärke A_{00n0} der gemessenen Reaktion

$$\epsilon = p_{00n0} \cdot A_{00n0} \,. \tag{4.2}$$

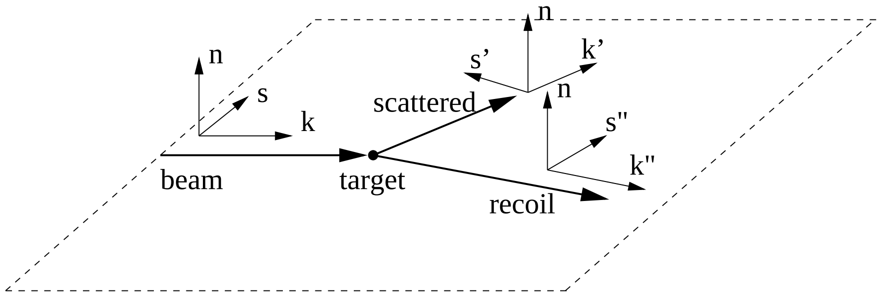

Abbildung 4.2: Das Koordinatensystem entsprechend der Madison-Konvention [Hae70]. Es wird definiert durch die normierten Impulsrichtungen $\vec{k}$, $\vec{k}'$ und $\vec{k}''$, die Normale zur Streuebene $\vec{n} = \frac{\vec{k}\times\vec{k}'}{|\vec{k}\times\vec{k}'|}$ und die Kreuzprodukte $\vec{s} = \vec{n} \times \vec{k}$, $\vec{s}' = \vec{n} \times \vec{k}'$ und $\vec{s}'' = \vec{n} \times \vec{k}''$ („sideways“).

Die Strahlpolarisation $\vec{p}$ kann in dem rechtshändigen Labor–Koordinatensystem (x, y, z) als dreikomponentiger Vektor

$$\vec{p} = (p_x, p_y, p_z) \tag{4.3}$$

geschrieben werden. Wenn die k–Richtung des Schwerpunktsystem zweier gestreuter Protonen parallel der z–Koordinate des Laborsystems liegt, so ist das von der Streuebene aufgespannte Koordinatensystem (s, n, k) (vgl. Abb. 4.2) um den Azimutwinkel ϕ gegen (x, y, z) um die k–Achse rotiert. Die Strahlpolarisation in einem Kreisbeschleuniger ist im Idealfall stets entlang der y-Achse aligniert, und es gilt

$$\vec{p} = (0, p_y, 0) \ . \tag{4.4}$$

Weicht die Normalenrichtung n der Streuebene von dem Polarisationsvektor $\vec{p}$ des Teilchenensembles ab, so ist die aus der Asymmetrie ϵ bestimmte Polarisation p_{00n0} nur die Projektion

$$p_{00n0} = \vec{p} \cdot \vec{n} = p_y \cos\phi \ . \tag{4.5}$$

Der Vektor $\vec{n}$ bezeichnet den Einheitsvektor entlang der n-Achse. Verwendet man statt eines symmetrischen Zweiarm-Polarimeters ein Detektorsystem mit einer ausgedehnten Azimutwinkel-Akzeptanz einen um ϕ gedrehten Zweiarm-Aufbau, so muß berücksichtigt werden, daß p_{00n0} mit $\cos\phi$ variiert. Gleichung (4.2) schreibt sich dann

$$\epsilon = p_y \cdot A_{00n0} \cdot \cos\phi \ . \tag{4.6}$$

Dies ist für den Einsatz des EDDA–Detektors als Strahlpolarimeter wichtig, da aus Gründen der Zeiteffizienz zur Messung der Strahlpolarisation die gesamte Azimutwinkelakzeptanz des EDDA-Detektors von nahezu 2π ausgenutzt werden sollte, um auf diese Weise die in kürzestmöglicher Zeit akkumulierte Statistik zu erhöhen.

Die Meßmethode zur Bestimmung der Strahlpolarisation entsprechend (4.1) und (4.2) ist grundsätzlich völlig analog zur Bestimmung der Analysierstärke. In beiden Fällen wird eine Asymmetrie ϵ gemessen. Die Division durch die Analysierstärke ergibt die Strahlpolarisation. Daher ist zur Bestimmung der Polarisation die Kenntnis der Analysierstärke der gemessenen Reaktionen unerläßlich.

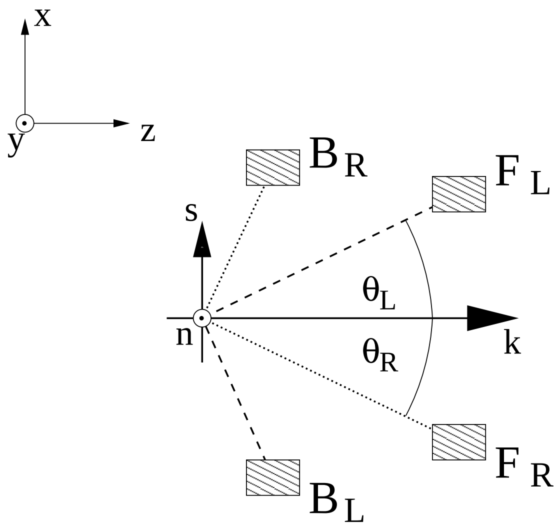

Abbildung 4.3: Aufsicht eines Zweiarm-Polarimeter mit Rückwärtsdetektoren zur Untergrundunterdrückung. Ereignisse in den winkeldefinierenden Vorwärtsdetektoren F_L bzw. F_R werden nur akzeptiert, wenn koinzidente Ereignisse unter kinematisch korrelierten Winkeln in den Rückwärtsdetektoren B_L bzw. B_R registriert werden.

Anstelle eines symmetrischen Zweiarm-Polarimeters wird oft ein symmetrisches System angewandt, das im Prinzip aus vier Detektorgruppen besteht. Das zugrundeliegende Prinzip wird in Abb. 4.3 skizziert. Die vorwärtigen Detektoren F_L und F_R sind symmetrisch zur Strahlachse angeordnet und bestimmen den akzeptierten Streuwinkelbereich des Polarimeters. Zur Untergrundunterdrückung werden für die linksseite Ereigniszahl N_L nur Ereignisse akzeptiert, welche koinzident in dem Vorwärts-Detektor F_L und unter einem kinematisch korrelierten Winkel in dem rückwärtigen Detektor B_L registriert werden. Entsprechendes gilt für die rechtsseitige Ereigniszahl N_R.

$$N_L = N(F_L \wedge B_L) \tag{4.7}$$
$$N_R = N(F_R \wedge B_R) \tag{4.8}$$

Der Rückwärtswinkel muß entsprechend (3.1) an die Strahlenergie angepaßt werden. Dies stellt eine starke Einschränkung bzgl. des Einsatzes als internes Strahlpolarimeter für die Messung während der Hochbeschleunigung des Protonenstrahls dar. Wir werden bei der Diskussion des Einsatzes des EDDA–Detektors als internes Strahlpolarimeter insbesondere während der Hochbeschleunigung dieses Thema wieder aufgreifen.

Die in Abb. 4.3 vereinfacht dargestellten winkeldefinierenden Detektoren N_L und N_R werden in praxi oft als Teleskope realisiert. Auf diesem Prinzip basierende Detektor-Aufbauten wurden beispielsweise als Polarimeter am SATURNE II Beschleuniger in Saclay [By85] oder zur Analysierstärkemessung am KEK Protonensynchrotron [Ko94] in Japan eingesetzt. Auch im Forschungszentrum Jülich wurde im November 1998 ein ähnliches, an der Universität Hamburg entwickeltes Polarimeter im COSY-Ring für Strahlpolarisationsmessungen installiert [Bu96, Ba98]. Aufgrund der höheren Raumwinkelakzeptanz des EDDA–Detektors und der damit höheren Nachweiseffizienz η ist der Einsatz des EDDA–Detektors für Polarisationsmessungen insbesondere während der Hochbeschleunigung wünschenswert.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Grundlage der Polarisationsmessung die Aufnahme einer geeigneten Links-Rechts–Asymmetrie ϵ nach (4.1) und die Kenntnis der wirksamen (oder *effektiven*) Analysierstärke A_{00n0} entsprechend (4.2) bzw. (4.6) ist.

4.2 Methoden für den Einsatz des EDDA-Detektors

Für die Bestimmung der Strahlpolarisation mit dem EDDA-Detektor muß die Links-Rechts–Asymmetrie von Streuereignissen am EDDA-Target gemessen werden. Aufgrund der großen Streuwinkelakzeptanz und der speziellen Granularität des EDDA-Detektors sind unterschiedliche Verfahren denkbar, diese Asymmetrien mit dem EDDA-Detektor zu messen. Die drei effizientesten der entwickelten Methoden sollen im folgenden Abschn. 4.2.1 diskutiert werden.

4.2.1 Elastische Proton-Proton–Streuung

Die Bestimmung der der Strahlpolarisation aus der cosinoidalen azimutalen Modulation von Ereignishäufigkeiten (4.6) der elastischen Proton-Proton–Streuung

$$\vec{\mathrm{p}} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{p} \tag{4.9}$$

ist sicherlich die präziseste der mit dem EDDA–Detektor möglichen Methoden. Der Detektor ist auf die Messung der elastischen Proton-Proton–Streuung optimiert, und die vertikale Analysierstärke A_{000n} der elastischen pp-Streuung ist hinreichend bekannt. Entwickelte Verfahren zur Bestimmung der Polarisation aus Links-Rechts–Asymmetrien bzw. durch χ^2–Anpassungen an die cosinoidale Modulation führen zu übereinstimmenden Resultaten. Die cosinoidale Modulation der Ereignishäufigkeiten in Abhängigkeit des Azimutwinkels ist exemplarisch in Abb. 4.4 dargestellt.

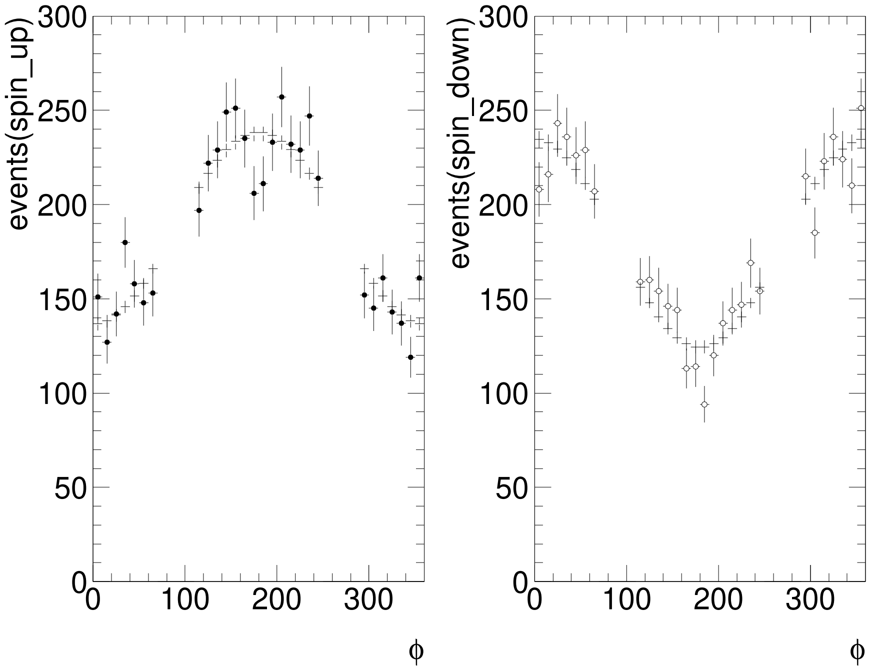

Abbildung 4.4: Cosinoidale Modulation Ereigniszahlenverteilung in ϕ für *spin up* und *spin down* (aufgenommen bei $p = 1175\ MeV/c$ und $\theta = 42.5 \pm 2.5°$ im November 1997). Die cosinoidale Modulation nach (4.6) ist offensichtlich.

Die Datenaufnahmerate der Messung der elastischen Proton-Proton–Streuung mit dem EDDA–Detektor ist auf $\leq 1,3$ kHz begrenzt und die Datenaufnahme daher totzeitbehaftet (vgl. Abschn. 3.3). Die Aufbereitung der Meßdaten geschieht *offline*, und die anschließende Analyse der Strahlpolarisation aus den gemessenen Winkelverteilungen setzt die Korrektur des Kohlenstoffuntergrundes voraus. Hierzu müssen zusätzlich zu den Messungen mit dem EDDA–Polypropylenfädchentarget ebenfalls Messungen mit einem Kohlenstofffädchentarget durchgeführt werden. Offensichtlich kann dieses Verfahren nicht zur schnellen Diagnose eingesetzt werden. Zur Kalibration alternativer Meßverfahren ist dieses Verfahren jedoch aufgrund der erreichbaren Präzision unverzichtbar.

Das Verfahren zur Messung des elastischen Reaktionskanals, sowie die Ermittlung der Polarisation aus den elastischen Streudaten werden in Abschn. 3.3 beschrieben. Weitergehende Aspekte zur Bestimmung der Strahlpolarisation aus den Daten der elastischen pp–Streuung werden in Anhang A diskutiert, insbesondere Verfahren zur Korrektur falscher Asymmetrien.

Für die schnelle *online* Anwendung für Diagnosezwecke können anstelle dieser exakten aber zeitintensiven Methode die beiden in den Abschn. 4.2.3 und 4.2.4 beschriebenen Asymmetrien gemessen werden. Hierfür werden in einzelnen Detektorkomponenten registrierte Ereignisse elektronisch gezählt. Aus den Zählereinträgen können Asymmetrien einfach berechnet werden.

4.2.2 Verzicht auf Ereignisrekonstruktion

Im Folgenden werden mehrere schnelle Meßmethoden vorgestellt, welche im Rahmen der vorliegenden Arbeit als Diagnosemittel für die Entwicklung des polarisierten Protonenstrahls am Jülicher Beschleuniger COSY entwickelt worden sind und routinemäßig für die weiteren Optimierungsarbeiten eingesetzt werden. Allen gemeinsam ist der Verzicht auf die exklusive Betrachtung des elastischen Proton-Proton–Kanals, um die notwendige Meßzeit auf ein Mindestmaß zu reduzieren.

Verzichtet man auf eine exakte Rekonstruktion jedes einzelnen Ereignisses, und damit auf die Unterscheidung von elastischen und nicht elastischen Ereignissen und auf die genaue Kenntnis der Streuwinkel, so ist die Digitalisierung und Speicherung aller Detektorsignale zur späteren Analyse nicht mehr notwendig, und man vermeidet Totzeiteffekte. Der große Vorteil des Verzichts auf Ereignisrekonstruktion und Diskriminierung elastischer Streuereignisse liegt in der wesentlich einfacheren und schnelleren Detektorauslese und Datenverarbeitung. Statt Streuwinkel aus Pulshöhenspektren von Lichtsignalen zu berechnen, werden in einzelnen Detektorelementen registrierte Ereignisse schlicht gezählt. Dies ist natürlich in Hinblick auf anfallende Datenmengen, CPU-Rechenzeit und Totzeit viel leichter zu handhaben und ermöglicht auch die *online*–Auswertung der Messung.

Allerdings tragen dann auch die Analysierstärken aller mitgemessenen Reaktionskanäle zur effektiven Analysierstärke bei, d.h. die effektive Analysierstärke der gemessenen Asymmetrie wird kleiner und ist a priori nicht bekannt.

4.2.3 *Ein-Prong*–Asymmetrie

Die linke bzw. rechte Hemisphäre des COSY-Strahlrohrs wird von jeweils einer Lage halbringförmiger Szintillatorelemente in einem Laborwinkelbereich von $10° \leq \theta_{\mathrm{lab}} \leq 70°$ (relativ zum EDDA-Target) abgedeckt. Diese erlauben den direkten Vergleich registrierter Ereignishäufigkeiten N_L und N_R in den Halbringen der linken Detektorseite und der rechten Detektorseite[1].

Die Zahl der diskriminierten Ereignisse in jeweils einem Halbringelement kann unter Verzicht auf die Speicherung des jeweiligen Pulshöhenspektrums in einem Zähler (*scaler*) gezählt werden. Die für eine nachträgliche präzisere Winkelrekonstruktion notwendigen Informationen werden nicht aufgenommen. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt in der Minimierung der aufzunehmenden und zu verarbeitenden Datenmenge, so daß praktisch keine Totzeiteffekte auftreten.

[1] Mit der Bezeichnung der linken bzw. rechten Detektorseite ist immer die jeweilige Seite relativ zur Strahlrichtung gemeint. Die rechte Detektorseite ist also dem Innenraum der COSY-Halle zugewandt.

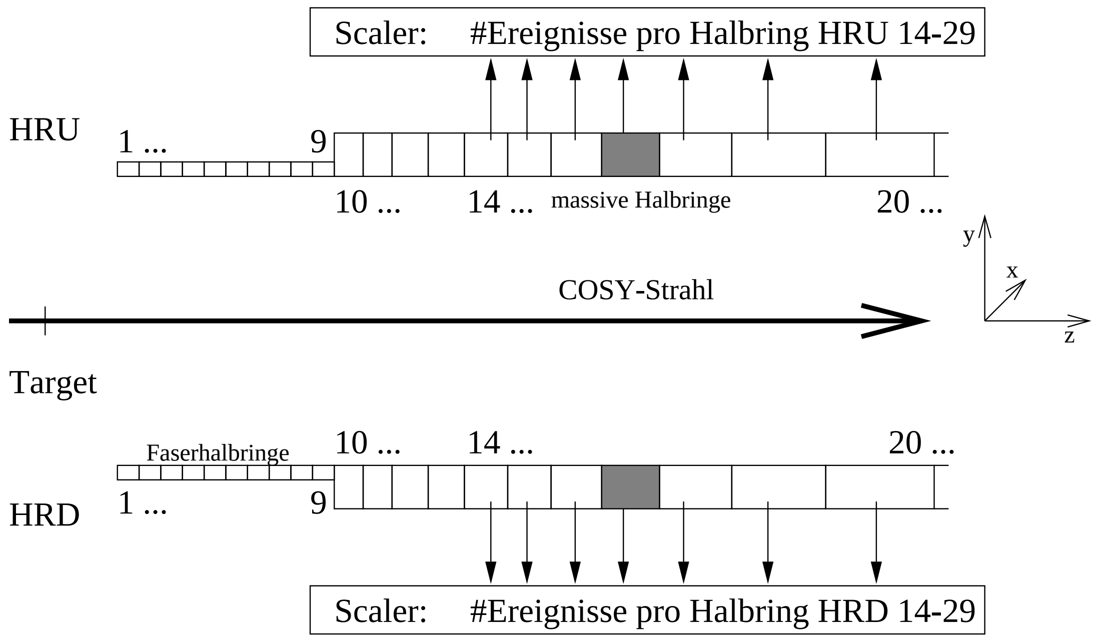

Abbildung 4.5: Die *Ein-Prong*-Asymmetrie ϵ_S in einem Halbringpaar nach Abschn. 4.2.3. Dargestellt ist ein schematisches Schnittbild durch die EDDA–Ringlage. Jedes registrierte Ereignis in einem der Szintillatorhalbringe HRU14 bis HRU29 und HRD14 bis HRD29 wird in dem entsprechenden Zähler–Kanal gezählt. Durch Vergleich der Zähler–Einträge eines Halbringpaares (grau unterlegt das Halbringpaar HRU17/HRD17) wird die Asymmetrie ϵ_S für den abgedeckten θ_{lab}-Intervall nach (4.1) bestimmt.

Je nach eingesetztem Fädchentarget (Kohlenstoff oder Polypropylen) können auf diese Weise Reaktionen der Art

$$\vec{\mathrm{p}} + \left\{ \begin{array}{c} CH_2 \\ C \end{array} \right\} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{X} \tag{4.10}$$

vermessen werden. Als Zeitnormal dient ein 400 Hz–Takt, mit dem die Zähler ausgelesen werden können. Es stehen für diese Asymmetriemessung 32 Zähler–Kanäle zur Verfügung. Es empfiehlt sich, die Ereigniszahlen der 16 vorwärtigen Halbringpaare HRU und HRD 14 bis 29 in jeweils einem Zähler–Kanal zu zählen. Dies ist in Abb. 4.5 angedeutet. Für jedes Zeit- und damit auch Strahlimpulsintervall kann auf diese Weise die Asymmetrie

$$\epsilon_S^H = \frac{N_L^H - N_R^H}{N_L^H + N_R^H} \tag{4.11}$$

während der Hochbeschleunigung als Funktion des Strahlimpulses für jedes Halbringpaar H im Laborwinkelbereich von 10° bis 40° bestimmt werden.

Die in (4.11) definierte Asymmetrie wird im folgenden Verlauf dieser Arbeit als *Ein-Prong*–Asymmetrie oder Zählraten-Asymmetrie ϵ_S bezeichnet. Die Kennzeichnung des betrachteten Halbringpaares H wird unterbleiben, sofern die explizite Kenntnis von H für die Darstellung nicht notwendig ist. Man beachte, daß ϵ_S i.a. vom Strahlimpuls p und dem Streuwinkel θ abhängt. Erst die Division durch die effektive Analysierstärke, die ebenfalls abhängig vom Strahlimpuls p und dem Streuwinkel θ ist, ergibt die gesuchte Polarisation. Natürlich ist bei diesem Verfahren die effektive Analysierstärke vorerst unbekannt, diese kann aber anhand elastischer Streudaten kalibriert werden.

Bei der Bestimmung der Strahlpolarisation aus der Asymmetrie ϵ_S muß wegen (4.6) berücksichtigt werden, daß die in den Halbringen nachgewiesenen und in Zählern gezählten Ereignisse über ein ϕ-Intervall von nahezu $\Delta\phi \approx 180°$ integriert werden. Mit der geometrischen Abschätzung

$$\frac{\int_{90°}^{270°} \cos\phi d\phi}{\int_{90°}^{270°} \phi d\phi} = \frac{2}{\pi} \tag{4.12}$$

kann dann für jedes Halbringpaar und jeden Strahlimpuls p die effektive Analysierstärke $A_{y\text{eff}}$ bei Zählratenintegration im abgedeckten Azimutwinkelintervall berechnet werden zu

$$A_{00n0\text{eff}}(\theta_{\text{lab}}) \approx \frac{2}{\pi} A_{00n0}(\theta_{\text{lab}}) \,. \tag{4.13}$$

Hierbei gilt die Gleichheit aus (4.12) nicht exakt, da die Auslese der Halbringdetektoren mit Effizienzeinbußen bei $\phi = 90°$ und $\phi = 270°$ behaftet ist (vgl. z. B. [Gr96], Abschn. 6.1).

4.2.4 *Zwei-Prong*–Asymmetrie

Ein Nachteil der im vorhergehenden Abschnitt 4.2.3 beschriebenen *Ein-Prong*–Asymmetrie ϵ_S ist der nicht selektive Charakter der Datenaufnahme; *jedes* in den betrachteten Halbringen detektierte Ion wird gezählt und trägt zu der gemessenen Asymmetrie bei. Dies führt in praxi zu einer drastischen Reduktion der effektiven Analysierstärke und Asymmetrie.

Zur sicheren Bestimmung der Strahlpolarisation ist jedoch eine deutliche Asymmetrie wünschenswert. Daher bedarf es der Messung einer Reaktion mit möglichst großer Analysierstärke. Außerdem ist die effiziente Unterdrückung von Untergrund notwendig, dessen Analysierstärke unbekannt ist, oder der nicht die maximale effektive Analysierstärke aller gemessenen Reaktionskanaäle bei hinreichend großem Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ hat, und der deshalb die effektive Analysierstärke und die gemessene Asymmetrie verdünnt. Völlig analog zur *figure of*

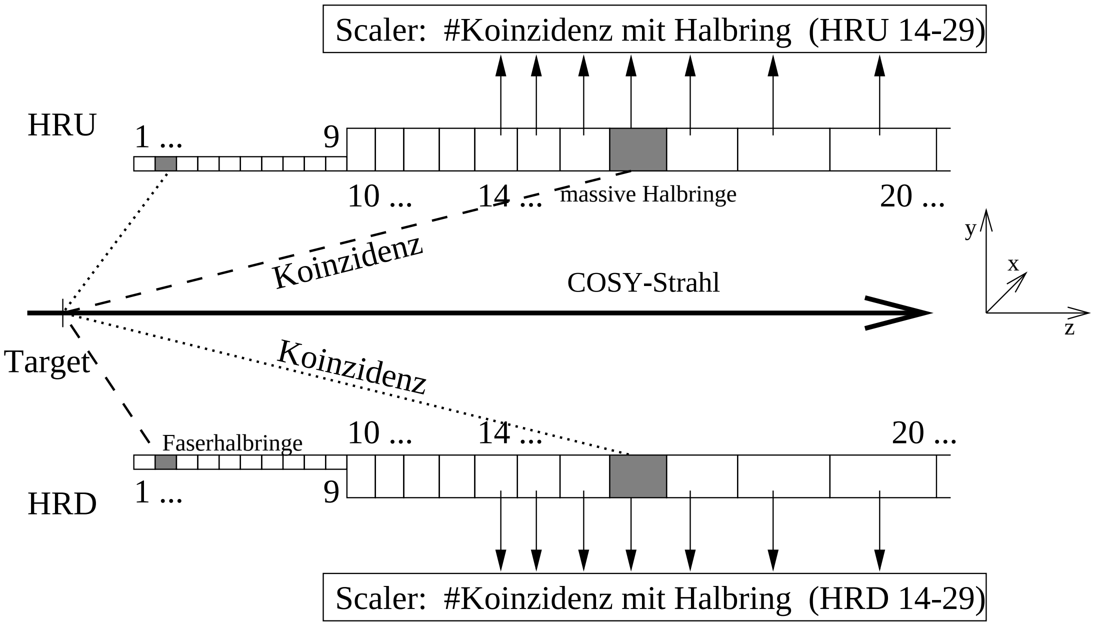

Abbildung 4.6: Die Asymmetrie *Zwei-Prong*-Asymmetrie ϵ_C in einem Halbringpaar nach Abschn. 4.2.4

merit für Polarisationsmessungen, dem Produkt $p \cdot I^2$, wobei p die Strahlpolarisation und I die Strahlintensität bezeichnet, ist hier das Produkt $A_{\text{eff}} \cdot (\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega)^2$ entscheidend für die Eignung einzelner Reaktionskanäle zur effizienten Bestimmung der Strahlpolarisation. Natürlich muß die Analysiertärke hinreichend bekannt sein.

Die Front-End–Elektronik des EDDA-Detektors erlaubt die effiziente Unterdrückung solchen Untergrundes durch die programmierbare Forderung von Hardware-Koinzidenzen. Die Forderung von Hardware-Koinzidenzen wird bereits bei der Realisierung des Triggers der EDDA–Datenaufnahme auf elastische Proton-Proton–Ereignisse eingesetzt (vgl. Abschn. 3.2). Insbesondere in Hinblick auf den möglichen Einsatz des Polypropylenfädchentargets ist es zur Betonung des Beitrags der elastischen Proton-Proton–Streuereignisse wünschenswert, die Unterdrückung der nicht elastischen Proton-Proton–Streuereignisse am Wasserstoff und am Kohlenstoff des Targets mit einem Meßkonzept zu kombinieren, das die totzeitfreie Detektorauslese erlaubt.

4.2.4.1 Betonung des elastischen Kanals

Der EDDA-Trigger auf elastische Proton-Proton–Ereignisse selektiert in ϕ koplanare geladene Ereignisse, bei denen die registrierten Streuwinkel θ mit der Kinematik eines elastischen Proton-Proton–Streuereignisses vereinbar sind (vgl. Abschn. 3.1.2), und deren Streuwinkel nach (3.1) in der folgenden Weise korreliert sind

$$\tan(\theta_l) \cdot \tan(\theta_r) = \frac{1}{\gamma^2} \,. \tag{4.14}$$

Um die Vorteile der diskutierten Unterdrückung des nicht pp–elastischen Untergrunds mit einer schnellen Detektorauslese entsprechend der in Abschn. 4.2.3 beschriebenen *Ein-Prong*–Asymmetrie ϵ_S kombinieren zu können, kann die dem Hardware-Trigger zugrundeliegende Elektronik genutzt werden. Es ist möglich, Ereignisse nur dann zu registrieren, wenn Sie der programmierbaren Forderung des Hardware-Triggers genügen, ohne daß tatsächlich ein Außenschalentrigger generiert wird.

Der kinematische Trigger des EDDA–Experiments wird in Abschn. 3.2 detailliert beschrieben. Die Diskriminierung von Kandidaten elastischer pp-Ereignisse am Polyproylenfädchentarget bzw. der quasielastischen Streuereignisse am Kohlenstoff erfolgt durch Vergleich von Trefferkombinationen in der Ringlage des EDDA–Detektors mit Mustern, welche in programmierbare Logikmodule (PLU) geladen werden können. Diese Treffermuster sind in den PLU für jeden Halbring einzeln abgespeichert und können zur optimalen Anpassung an den Strahlimpuls während der Hochbeschleunigung verändert bzw. umgeladen werden.

Fordert man die Hardware–Koinzidenz eines geladenen Ereignisses in einem Halbring mit einem kinematisch korrelierten Halbring der gegenüberliegenden Hemispäre entsprechend der geladenen Muster in den PLU, so erzielt man eine effiziente Unterdrückung des nicht elastischen Untergrundes. Man kann die registrierten Koinzidenzen in Zählern zählen, wie es in Abschn. 4.2.3 beschrieben ist. Durch Vergleich des Zählereintrags L der Koinzidenzen mit einem Halbring der linken Detektorseite mit dem Zählereintrag R der Koinzidenzen mit dem korrespondierenden Halbring der gegenüberliegenden Detektorseite errechnet man die Asymmetrie

$$\epsilon_C = \frac{L - R}{L + R} \,, \tag{4.15}$$

wobei L und R in Analogie zu Abb. 4.3 und den Gleichungen (4.7) und (4.8) die Anzahl der in den Halbringen registrierten Koinzidenzen gemäß der kinematischen Korrelation (4.14) bezeichnen. Im Gegensatz zu der Asymmetrie ϵ_S wird nicht die Asymmetrie aller nachgewiesenen *Ein-Prong*-Ereignisse gebildet. Stattdessen werden nur Ereignisse gezählt, die der EDDA–Trigger als Kandidaten für elastische Proton-Proton–Ereignis zugelassen hätte. Auf diese Weise wird der Beitrag der pp–elastischen Streuung bzw. der quasielastischen Streuung und somit der pp–elastischen Analysierstärke zur gemessenen Asymmetrie hervorgehoben. Es wird dominant die Reaktion

$$\vec{\mathrm{p}} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{p} \tag{4.16}$$

gemessen, wobei bewußt ein gewisser Anteil registrierter Ereignisse der Art

$$\vec{\mathrm{p}} + \mathrm{CH_2} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{X} \,, \tag{4.17}$$

die nicht aus der elastischen pp–Streuung stammen, in Kauf genommen wird. Der große Vorteil ist jedoch die Vermeidung von Totzeit, da der Trigger nicht generiert wird, und deshalb die Auslese aller analogen Detektorsignale nicht durchgeführt wird. Es wird lediglich die vorhandene Triggerlogik zur Untergrundunterdrückung eingesetzt.

Die effektive Analysierstärke der gemessenen Asymmetrie ϵ_C ist a priori nicht bekannt, sie kann aber durch Vergleich mit elastischen Proton-Proton Streudaten kalibriert werden (vgl. Abschn. 4.2.1). Auf diese Weise erhält man ein Meßverfahren, das die sehr schnelle Bestimmung der COSY-Strahlpolarisation über den gesamten gemessenen Impulsbereich ermöglicht. Die Zwei-Prong–Asymmetrie ist also für Diagnosemessungen während der Hochbeschleunigung durch depolarisierende Resonanzen hinweg hervorragend geeignet. Herkömmliche Polarimeter erlauben aufgrund ihrer häufig kleineren Raumwinkelabdeckung eine vergleichbare Untergrundunterdrückung nur für beschränkte Impulsbereiche (vgl. Abschn. 4.1). Aufgrund der großen Streuwinkelakzeptanz des EDDA–Detektors hingegen ist die Messung der Zwei-Prong–Asymmetrie während der gesamten Hochbeschleunigung der Protonen in COSY möglich. COSY kann somit nach der Kalibration der effektiven Analysierstärke auf ein universell einsetzbares und äußerst schnelles internes Strahlpolarimeter zurückgreifen.

4.3 Falsche Asymmetrien

Ohlsen und Keaton definieren falsche Asymmetrien als die Asymmetrien, welche in einem Detektor gemessen werden, wenn die Strahlpolarisation verschwindet. Diese können durch das in Abschn. A.2 beschriebene Konzept des *proper flip* exakt eliminiert werden.

4.3.1 Bestimmung der falschen Asymmetrien

Es bietet sich an, die falsche Asymmetrie ϵ_{false} mit einem unpolarisierten Strahl zu messen. Die falsche Asymmetrie ist abhängig von der Strahlablage und dem Strahlwinkel im Detektor. Daher muß die falsche Asymmetrie in Abhängigkeit des Strahlimpulses für jede Einstellung der Ringoptik gemessen werden. Für die Zukunft ist es geplant, zu diesem Zweck bei Strahl- bzw. Meßbetrieb zwischen der Ionenquelle für polarisierte Ionen und der Ionenquelle für unpolarisierte Ionen hin und her zu wechseln, und den COSY-Ring alternierend mit polarisierten und unpolarisierten Protonen zu füllen [Ge98]. Zu dem Zeitpunkt der hier vorgestellten Messungen war dies allerdings noch nicht möglich. Daher machte man als nullte Näherung die Annahme, der Protonenstrahl habe die Polarisation Null, wenn die HF-Übergangseinheiten während der Strahlpräparation ausgeschaltet wurden. Durch Messung der Asymmetrie ϵ der Streuung dieses Strahls an dem Fädchentarget mit dem EDDA–Detektor erhielt man eine Referenz–Asymmetrie, die im Folgenden $\epsilon_{spin\ mixed}$ genannt wird.

Es ist notwendig, die Polarisation des *spin mixed*–Strahls begrifflich von einem unpolarisierten Strahl zu unterscheiden, da die Restpolarisation des Strahls bei ausgeschalteten HF-Übergangseinheiten von der Magnetfeldstärke des Ionisieres abhängig ist [Fi71].

In der Ionenquelle für polarisierte Ionen an COSY [Ge94, Ev96a] wird das inhomogene Feld eines Sextupolmagneten eingesetzt, um die Atome eines Atomstrahls in Abhängigkeit des magnetischen Moments ihres Hüllenspins J in zwei polarisierte Teilstrahlen aufzuspalten. Ein Teilstrahl wird defokussiert und somit ausgeblendet, der zweite gelangt in die HF-Übergangseinheit. Dieser Teilstrahl ist bzgl. seines Hüllenspins polarisiert $|m_J >= | + \frac{1}{2} >$, nicht jedoch bzgl. seines Kernspins I. In der nachfolgenden Übergangseinheit wird mittels geeigneter HF-Übergänge zwischen Hyperfeinstrukturniveaus die Hüllenpolarisation auf den Kern übertragen.

Soll mit der Ionenquelle ein unpolarisierter Ionenstrahl präpariert werden, so bleibt die Übergangseinheit ausgeschaltet. Die Übertragung der Hüllenpolarisation auf die Kernpolarisation unterbleibt. Im Atomstrahl verbleiben ein reiner Zustand $|m_J, m_I >= | + \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} >$ und ein gemischter Zustand $|m_J, m_I >= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(a| + \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} > +b| + \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} > \right)$ mit magnetfeldabhängigen Koeffizienten a und b. Für Felder $\gg 517$ Gauss ist $a = 0$ und $b = 1$, so daß ein vollständig unpolarisierter Strahl die Ladungsaustauschzone verläßt.

Detaillierte Untersuchungen am Laboratoire National Saturne in Saclay haben gezeigt, daß der Betrag der Restpolarisation des nominal „unpolarisierten" Ionenstrahls in Abhängigkeit der Ionisierer–Magnetfeldstärke von $p = 0,0$ bis $p = 0,1$ variieren [Al97c] kann. Die Restpolarisation trägt zu der gemessenen Asymmetrie $\epsilon_{spin\ mixed}$ bei. Die Annahme $\epsilon_{spin\ mixed} \approx \epsilon_{\mathrm{false}}$ ist daher falsch.

Wenn es möglich ist, die Restpolarisation des *spin mixed* Strahls experimentell zu bestimmen, z. B. am Niederenergiepolarimeter hinter dem Zyklptron, oder wenn die Größe der Restpolarisation seitens der Quelle polarisierter Ionen für einzelne Messungen bekannt ist und der Datenanalyse zur Verfügung gestellt werden kann, oder wenn ein tatsächlich unpolarisierter Strahl zur Messung der falschen Asymmetrien kontinuierlich zur Verfügung steht, ist die Korrektur von falschen Asymmetrien $\epsilon_{\mathrm{false}}$ näherungsweise möglich, beispielsweise durch die Linearkombination

$$
\begin{aligned}
\left|2\epsilon_{\mathrm{eff.}}\right| &= \left|\left(\epsilon_+ + \epsilon_{\mathrm{false}}\right) - \left(\epsilon_- + \epsilon_{\mathrm{false}}\right)\right| && (4.18)\\
&= \left|\epsilon_+ - \epsilon_-\right| && (4.19)\\
&= \left|\epsilon_+\right| + \left|\epsilon_-\right| \ . && (4.20)
\end{aligned}
$$

Für den Routine-Betrieb konnte schließlich ein Verfahren etabliert werden, in welchen die Strahlpolarisation unabhängig von der Kenntnis der Restpolarisation bestimmt werden kann (vgl. Abschn. 4.3.2 und A.2).

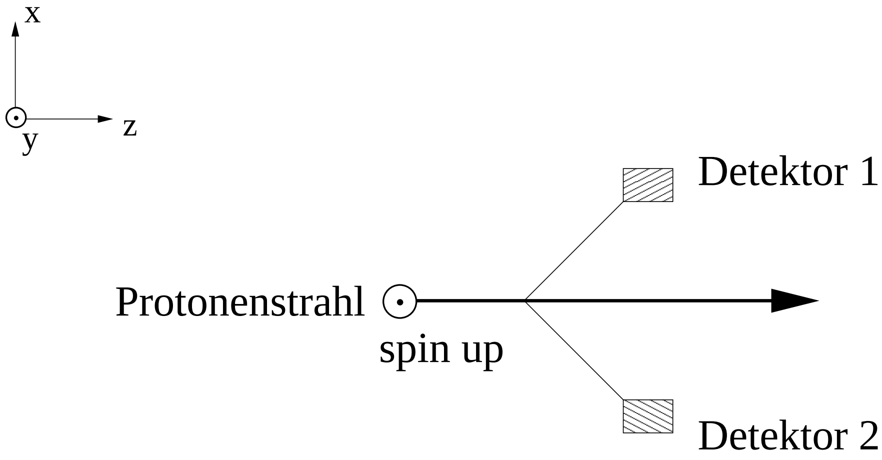

Abbildung 4.7: Das Konzept des *proper flip* nach Ohlsen und Keaton. Für einen perfekt alignierten Protonenstrahl ist die Umkehrung der Polarisation (z.B. von *spin up* $\vec{p}_+$ zu *spin up* $\vec{p}_-$ äquivalent mit der Vertauschung der symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt angeordneten Detektoren 1 und 2.

4.3.2 Effiziente Korrektur der falschen Asymmetrien

Unter der Voraussetzung gleicher Polarisationsgrade $|p_+| = |p_-|$ ist das Konzept der geometrischen Mittelung nach Ohlsen und Keaton ein mächtiges Mittel [Oh73]. Hierbei werden falsche Asymmetrien automatisch eliminiert, und es reichen zwei Polarisationseinstellungen zur Bestimmung der Strahlpolarisation.

In Abb. 4.7 wird das Konzept der geometrischen Mittelung dargestellt. Werden die Ejektile eines Streuexperiments durch symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt angeordnete Detektoren 1 und 2 nachgewiesen, so ist für einen perfekt alignierten Protonenstrahl die Umkehrung der der Strahlpolarisation äquivalent mit der Vertauschung der beiden Detektoren 1 und 2. Anders formuliert ist eine Messung bei gegebener Spinorientierung und gegebenem Detektorpaar 1 und 2 äquivalent zu einer Messung bei umgekehrter Spinorientierung und vertauschten Detektoren (*proper flip*). Die Ereigniszahl N_1^+ in dem Detektor 1 in Abb. 4.7 für die Einstellung *spin up* (+) der Strahlpolarisation entspricht der Ereigniszahl N_2^- in dem Detektor 2 für die Einstellung *spin down* ($-$) der Strahlpolarisation, und umgekehrt. Durch Bildung der geometrischen Mittel

$$L = \sqrt{N_1^+ \cdot N_2^-} \tag{4.21}$$

$$R = \sqrt{N_1^- \cdot N_2^+} \tag{4.22}$$

kann man unter der Voraussetzung der Gleichheit beider Polarisationsgrade

$$|p_+| \;=\; |p_-| \tag{4.23}$$

die Detektorasymmetrien vollständig korrigieren.

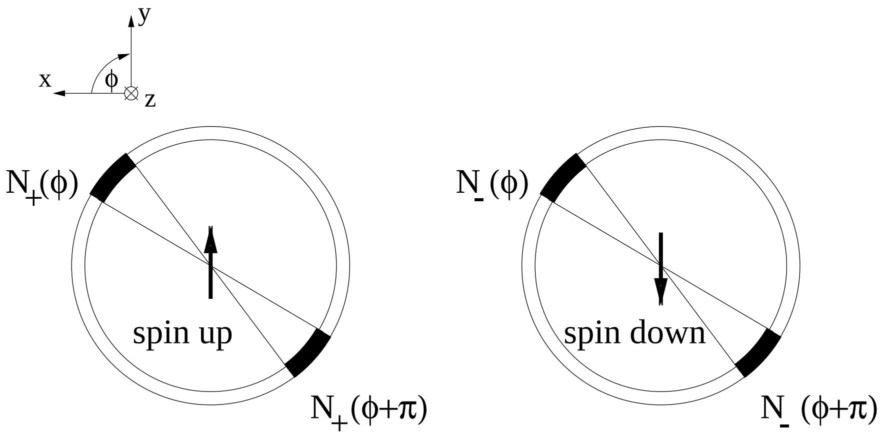

Abbildung 4.8: Umsetzung des *proper flip* für den EDDA–Detektor. Für jedes Paar von Azimutwinkelintervallen ϕ' und $\phi' + \pi$ kann die, bereits um Detektorasymmetrien bereinigte, Asymmetrie ϵ und somit die Polarisation des COSY-Strahls bestimmt werden. Die Strahlpolarisation ergibt sich mit hoher Genauigkeit durch Mittelung über den abgedeckten ϕ–Bereich von nahezu 2π und über den ausgenutzten θ–Bereich.

- Treten während der Messung Veränderungen von Nachweiseffizienzen einzelner Detektorkomponenten auf, so gehen diese gleichermaßen in beide geometrischen Mittel L und R ein.
- In erster Ordnung werden der Einfluß von Strahlversatz und Strahlwinkel korrigiert.
- Unterschiede in der Raumwinkelabdeckung beider Detektoren gehen ebenfalls gleichermaßen in beide geometrischen Mittel ein.
- Das gleiche gilt für Unterschiede in der integrierten Ladung in beiden Detektoren.

Auf die Bestimmung der COSY-Strahlpolarisation mit dem EDDA–Detektor kann man dieses Verfahren gut übertragen. Die EDDA-Analyse der elastischen Proton-Proton Streudaten ermittelt Azimut- und Polarwinkel beider nachgewiesener Streupartner relativ zum individuellen Vertex. Der gemessene Polarwinkelbereich und der Azimutwinkelbereich können in beliebige Intervalle (*bins*) unterteilt werden. Man kann folglich in einem gegebenen θ_{cm}–Intervall einander gegenüberliegende ϕ–Intervalle als symmetrisch zur Strahlachse angeordnete Detektorpaare entsprechend Abb. 4.7 auffassen, wie in Abb. 4.8 angedeutet. Für jedes Paar von Azimutwinkelintervallen ϕ' und $\phi' + \pi$ kann die, Asymmetrie ϵ und somit die Polarisation des COSY-Strahls bestimmt werden. Die Strahlpolarisation ergibt sich mit hoher Genauigkeit durch Mittelung über den abgedeckten ϕ–Bereich von nahezu 2π und über den ausgenutzten θ–Bereich.

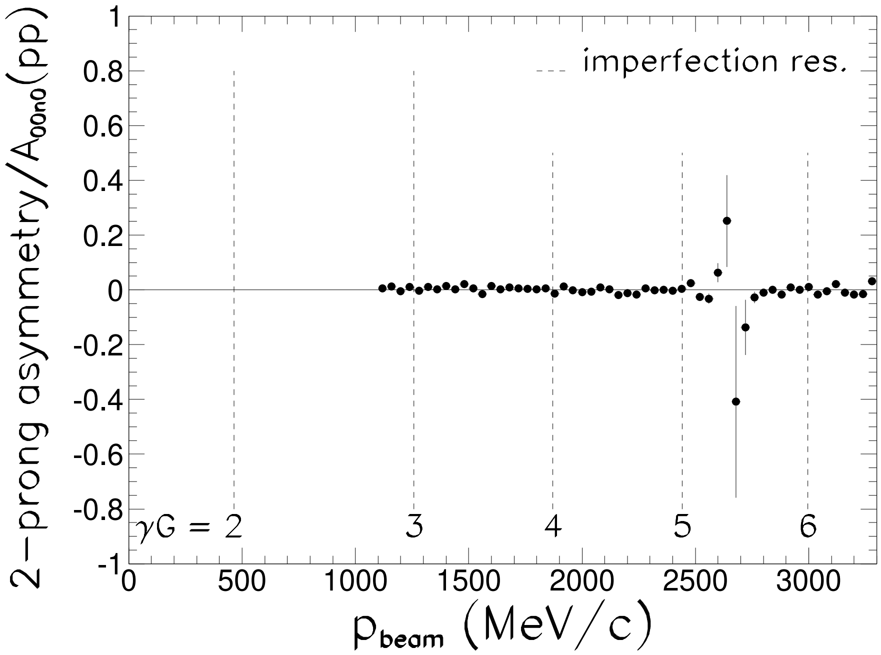

Abbildung 4.9: Korrektur der falschen Asymmetrien durch geometrische Mittelung. Anhand einer Nullmessung im Juli 1998 konnte die effiziente Korrektur der falschen Asymmetrie durch den *proper flip* nach Ohlsen und Keaton [Oh73] nachgewiesen werden. Hierzu wurde ein unpolariserter Protonenstrahl verwandt. Die großen statistischen Fehler zwischen 2 500 und 2 800 MeV/c sind auf eine Wegbewegung des Strahls vom Fädchentarget zurückzuführen.

Ein großer Vorteil dieser Vorgehensweise ist neben der Elimination der falschen Asymmetrien auch eine deutliche Reduktion der Meßzeit, da die sogenannte *spin mixed* Einstellung nicht mitgemessen werden braucht. Die effiziente Elimination falscher Asymmetrien wird in Abb. 4.9 anhand einer Messung mit tatsächlich unpolarisiertem COSY-Strahl dokumentiert. Der Formalismus hierzu wird in Anhang A.2 dargelegt.

4.4 Effektive Analysierstärke

Für die Bestimmung der Strahlpolarisation wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit unterschiedliche Meßkonzepte entwickelt. In diesem Abschnitt wird der Einfluß der effektiven Analysierstärke auf die Anwendung der in Abschn. 4.2 vorgestellten Meßmethoden diskutiert.

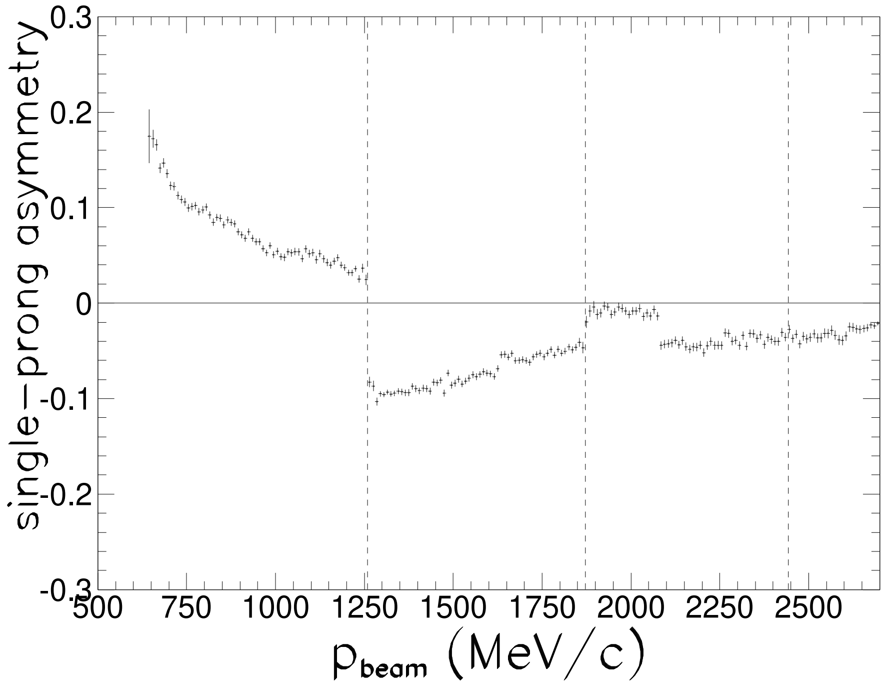

Abbildung 4.10: Die Asymmetrie ϵ_S^{23} in dem Halbringpaar *HRU23/HRD23* nach (4.11) der Streuung des COSY-Strahls an einem Kohlenstofffädchen ist gegen den Strahlimpuls p_{beam} dargestellt. Der stetig abfallende Verlauf ist im wesentlichen durch die Energieabhängigkeit der effektiven Analysierstärke begründet. Unstetigkeiten der Asymmetrie ϵ_S deuten auf Depolarisation an Spinresonanzen an. Die Umkehr der Strahlpolarisation an Imperfektionsresonanzen ist erkennbar. Desweiteren ist bei hohem Strahlimpuls die noch nicht korrigierte Detektorasymmetrie leicht zu erkennen.

4.4.1 Untersuchung des Polarisationstranports ohne Kenntnis der effektiven Analysierstärke

Die in Abschn. 4.2.3 eingeführte *Ein-Prong*–Asymmetrie ϵ_S kann als Funktion der Zeit (und damit als Funktion von Strahlenergie bzw. -impuls) für jedes Paar korrespondierender (i.e. das gleiche θ_{lab}–Intervall abdeckender) Halbringe auf der linken bzw. rechten Detektorseite bestimmt werden.

Sogar wenn keine Korrektur der falschen Asymmetrien möglich ist, weil beispielsweise nur eine Polarisationsrichtung angeboten wird, ermöglicht die Asymmetrie ϵ_S (oder auch ϵ_C) bereits qualitative Aussagen über den Polarisationstransport an depolarisierenden Resonanzen. Exemplarisch ist eine solche Asymmetrie ϵ_S in Abbildung 4.10 in Abhängigkeit des Strahlimpulses abgebildet. Die dargestellte Asymmetrie wurde im November 1996 durch Streuung des COSY-Strahls an einem Kohlenstofffädchentarget mit dem Halbringpaar *HRU23/HRD23* aufgenommen. Es wurde keine Korrektur der falschen Asymmetrien durchgeführt.

Die Korrektur der falschen Asymmetrien ist ratsam, um den relativen Polarisationstransport genau zu untersuchen. Für die Bestimmung der Strahlpolarisation ist die Korrektur der falschen Asymmetrien unbedingt erforderlich.

Bereits die in Abb. 4.10 dargestellte Asymmetrie ϵ_S ermöglicht Rückschlüsse auf den Transport der Strahlpolarisation über depolarisierende Resonanzen hinweg während der Beschleunigung zu höheren Strahlimpulsen. Die vertikalen gestrichelten Linien bezeichnen die Lage depolarisierender Imperfektionsresonanzen mit $\gamma G = 3$, $\gamma G = 4$ und $\gamma G = 5$. Der über den gesamten dargestellten Bereich abnehmende Trend des Betrags der Asymmetrie ist vermutlich hauptsächlich auf die Variation der effektiven Analysierstärke in dem Impulsbereich zurückzuführen. Unter dieser Annahme der kontinuierlichen Abnahme der effektiven Analysierstärke mit zunehmendem Strahlimpuls[2] und einer noch nicht korrigierten Detektorasymmetrie, welche den Wert der dargestellten *Ein-Prong*–Asymmetrie ϵ_S zu kleineren Werten hin verschiebt, können bereits wichtige Informationen aus dem dargestellten Asymmetrieverlauf deduziert werden.

Die Sprünge der Asymmetrie an den ersten beiden eingezeichneten Imperfektionsresonanzen bei ca. 1 250 MeV/c und ca. 1 870 MeV/c deuten auf die Umkehr der Strahlpolarisation („*spin flip*") beim Kreuzen der Resonanzen hin. Eine weitere Polarisationsumkehr wird bei ca. 2 100 MeV/c beobachtet. Diese wird durch die starke instrinsische Spinresonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ hervorgerufen. Anders als die *Spinflips* an den beiden Imperfektionsresonanzen, welche durch korrigierende Maßnahmen zur Polarisationserhaltung absichtlich hervorgerufen wurden, ist der *Spinflip* an der intrinsischen Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ einzig durch die Resonanzstärke der Resonanz bedingt. Dies nennt man einen *„natürlichen" Spinflip*.

An der Imperfektionsresonanz $\gamma G = 5$ bei ca. 2 450 MeV/c ist kein *Spinflip* erkennbar. Dies kann entweder durch nahezu vollständige Depolarisation des COSY-Strahls an den zuvor gekreuzten Resonanzen begründet sein, oder die effektive Analysierstärke ist bei dem Strahlimpuls $p_{\text{beam}} = 2\,450\ MeV/c$ so klein, daß die hervorgerufene Asymmetrie im Rahmen der statistischen Fehler einfach nicht erkennbar ist. Ohne die Kenntnis der effektiven Analysierstärke ist hier keine weitere Interpretation möglich.

Dieses Verfahren funktioniert natürlich für die Streuung an dem Polypropylenfädchentarget völlig entsprechend, da die Kenntnis der Analysierstärke explizit nicht vorausgesetzt wurde. Es ist ebenfalls für diese rein qualitativen Betrachtungen unerheblich, ob die Asymmetrie eine *Ein-Prong*–Asymmetrie oder eine *Zwei-Prong*–Asymmetrie ist, oder ob sie aus der rein elastischen Proton-Proton–Streuung ermittelt wurde.

[2] Dies ist natürlich nur für den betrachteten Impulsbereich und die Streuwinkelabdeckung des Halbringpaares im Laborsystem gemeint.

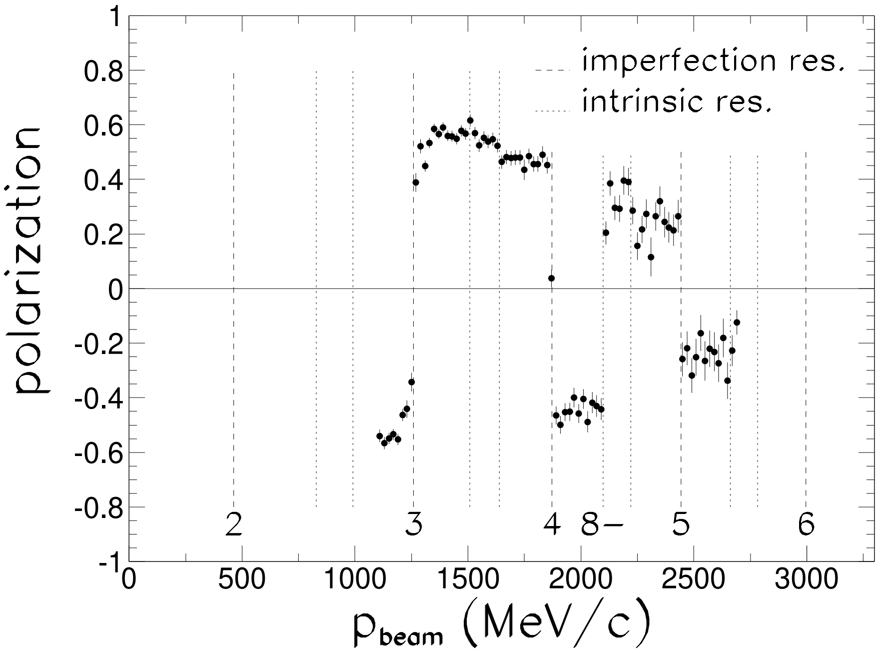

Abbildung 4.11: Bestimmung der Strahlpolarisation auf der Basis elastischer Proton-Proton–Streuereignisse. Ergebnis der Optimierung des polarisierten COSY-Strahls im November 1997. Auf der Basis elastischer Proton-Proton Streudaten wurde durch geometrische Mittelung die Strahlpolarisation ermittelt (vgl. Abschn. A.2). Detektorasymmetrien $\epsilon_{\mathrm{false}}$ werden bei dieser Analyse automatisch korrigiert. Die dargestellten Daten basieren auf einer zwölfstündigen Messung mit dem Polypropylentarget und einer sechsstündigen Messung mit dem Kohlenstofftarget bei einer Ringfüllung von $1 \cdot 10^8$ Protonen. Die kurzzeitigen statistischen Unsicherheiten bei 1 200 bis 1 300 MeV/c und bei 2 050 bis 2 300 MeV/c sind auf deutliche Luminositätseinbrüche zurückzuführen.

4.4.2 Elastische Proton-Proton–Streuung

Der EDDA–Detektor ist zur Messung elastischer Proton-Proton–Ereignisse konzipiert und optimiert worden. Auch zur Bestimmung der Strahlpolarisation bietet es sich daher an, ebenfalls den elastischen pp-Kanal zu vermessen. Die effektive Analysierstärke der elastischen Proton-Proton–Streuung ist hinreichend bekannt (siehe z.B. [Be78, Pr91, Le93, Al97d, Le98]). Sie liegt in Form von Lösungen von Streuphasenanalysen über den ganzen dem EDDA-Experiment zugänglichen Impuls- und Streuwinkelbereich vor [Ar97]. Außerdem wird die Analysierstärke A_{00n0} der elastischen Proton-Proton–Streuung nach Abschluß der EDDA-eigenen Analysierstärkemessungen mit hoher innerer Konsistenz in dem gesamten Impuls- und Streuwinkelmeßbereich des EDDA-Experiments Verfügung stehen.

Die Meßmethode zur Messung der elastischen Proton-Proton–Streuung wurde in Abschn. 3.3 beschrieben. Sie ist offensichtlich nicht zur schnellen Bestimmung der Strahlpolarisation geeignet. Stattdessen ist es notwendig, ein Meßverfahren zur Verfügung zu stellen, mithilfe dessen innerhalb weniger Minuten zumindest eine qualitative Information zum Transport der Strahlpolarisation über depolarisierende Resonanzen hinweg möglich ist. Als Beispiel ist in Abb. 4.11 das Ergebnis einer insgesamt zwanzigstündigen Meßzeit der elastischen Proton-Proton–Streuung mit einer Ringfüllung von $1 \cdot 10^8$ Protonen dargestellt.

4.4.3 *Ein-Prong*–Asymmetrie

Wie in Abschn. 4.2.3 bereits erwähnt wurde, ist die Asymmetrie ϵ_S i.a. abhängig vom Strahlimpuls p und dem Streuwinkel θ. Erst durch die Division durch die (ebenfalls vom Strahlimpuls p und dem Streuwinkel θ abhängige) effektive Analysierstärke ergibt sich die Strahpolarisation. Man kann daher die Informationen aus der Messung der Asymmetrie ϵ_S in mehreren Halbringpaaren nur dann zu einer aussagekräftigen Größe zusammenfassen, wenn die effektive Analysierstärke für den betrachteten Impuls- und Streuwinkelbereich hinreichend bekannt ist.

Bei bekannter Abhängigkeit der Analysierstärke von Strahlimpuls und Streuwinkel wird für jedes Halbringpaar die Polarisation als Funktion der Strahlenergie bestimmt. Die Strahlpolarisation ist natürlich unabhängig von dem gemessenen Streuwinkel. Aus diesem Grunde kann die Meßzeit durch Berücksichtigung mehrerer Halbringpaare weiter reduziert werden, indem zur Erhöhung der beitragenden Statistik über die gemessenen Werte für die Strahlpolarisation mehrerer Halbringppare gemittelt wird.

Die effektive Analysierstärke kann durch Vergleich mit der Asymmetrie bei elastischer Proton-Proton–Streuung als Funktion von dem Streuwinkel θ und dem Strahlimpuls p_{beam} gemessen werden. Der Einfluß des gewählten Targets auf die gemessene Asymmetrie ist offensichtlich. Bei der Streuung des COSY-Strahls an dem Polypropylenfädchentarget können die Strahlprotonen elastisch oder nicht elastisch am Wasserstoff oder am Kohlenstoff gestreut werden. Bei der Streuung des COSY-Strahls an dem Kohlenstofffädchentarget hingegen können die Strahlprotonen nur elastisch oder nicht elastisch am Kohlenstoff gestreut werden. Die Messung der Strahlpolarisation mit einem Kohlenstofftarget wird in Abschn. 4.4.3.1 behandelt. Die Strahlpolarisations-Messung mit einem Polypropylentarget wird in Abschn. 4.4.4 behandelt.

4.4.3.1 Kohlenstofftarget

Bei niedrigen Strahlimpulsen von etwa 400 MeV/c bis 1000 MeV/c wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit dem EDDA–Detektor die Asymmetrie ϵ_S der Streuung des COSY-Strahls an einem Kohlenstofffädchentarget gemessen. In dem gemessenen Laborwinkelbereich von 10° bis 20° sind gerade bei niedrigen Strahlimpulsen die gemessenen Proton–Kohlenstoff Analysierstärken nach

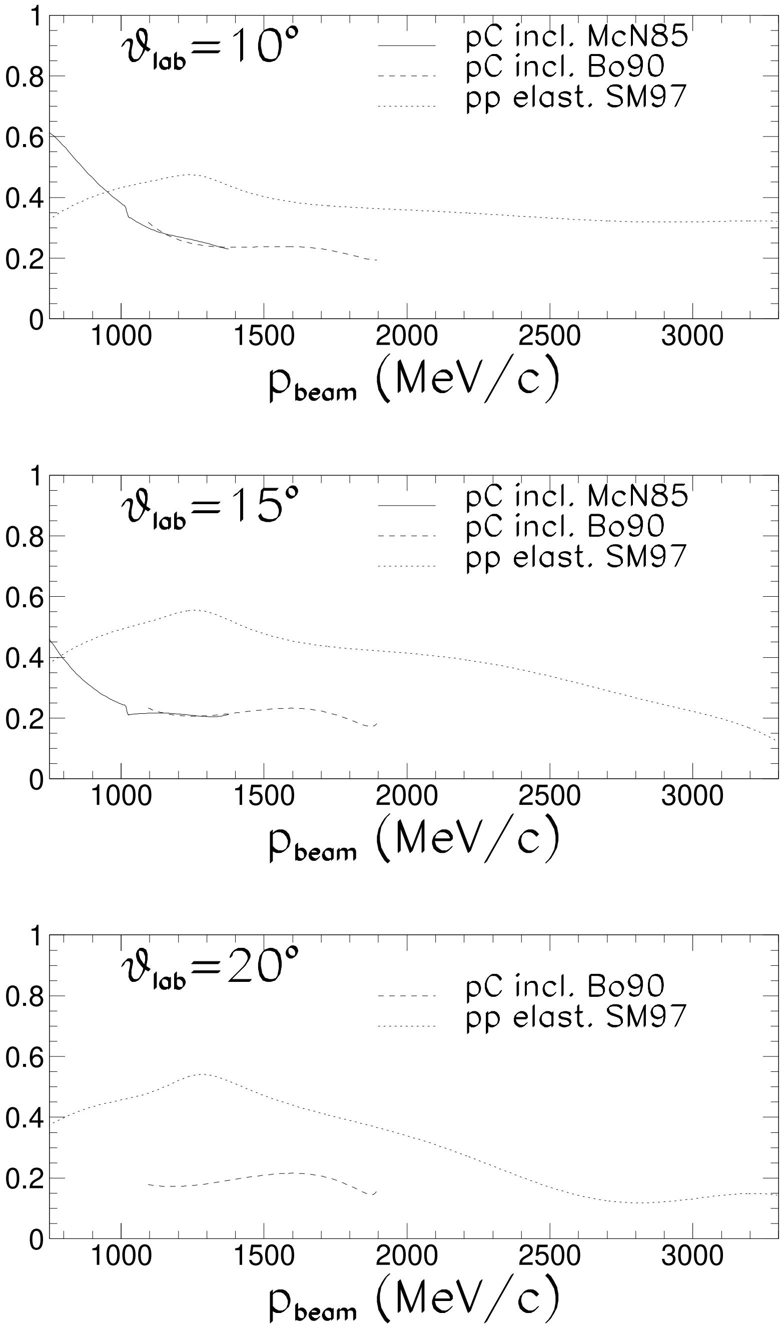

Abbildung 4.12: Vergleich der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton Streuung (aus SAID Lösung SM97 [Ar97]) und der inklusiven Proton-Kohlenstoff Streuung parametrisiert nach [McN85] bzw. [Bo90] in dem Strahlimpulsbereich von 750 bis 3 300 MeV/c.

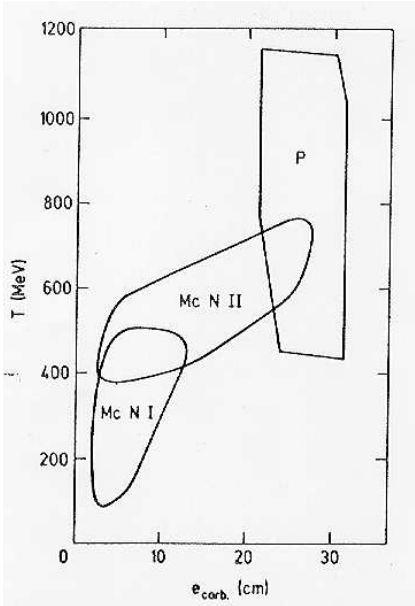

Abbildung 4.13: Gültigkeitsbereich der Analysierstärkeparametrisierung nach [McN85] und [Bo90]. Aufgetragen sind die kinetische Strahlenergie T in MeV auf der Ordinate und die Kohlenstoff–Targetdicke in cm auf der Abszisse. **McN I** bezeichnet den Niederenergieanteil der Parametrisierung nach [McN85], **McN II** den Hochenergieanteil. **P** bezeichnet die Parametrisierung nach [Bo90].

[McN85] größer als die Analysierstärke der elastischen Proton-Proton Streuung nach [Ar97]. In Abb. 4.12 werden die Analysierstärke der elastischen Proton-Proton Streuung (nach SAID-Lösung SM97 [Ar97]) und der inklusiven Proton-Kohlenstoff Streuung (nach [McN85] und [Bo90]) verglichen. Die Parametrisierungen der pC–inklusiven Analysierstärke sind anhand umfangreicher Kalibrationsmessungen bestimmt worden. Parametrisierungen der effektiven Analysierstärke von inklusiven Proton–Kohlenstoff–Streuexperimenten liegen in dem von COSY abgedeckten Energiebereich bis etwa 1 200 MeV kinetischer Strahlenergie vor. Messungen hierzu wurden u. a. an den Forschungszentren SIN [Ap83], TRIUMF [Wa78], LAMPF [Ra82, McN85] und SATURNE [Bo90] durchgeführt.

Die zweigeteilte Parametrisierung der inklusiven Proton-Kohlenstoff Analysierstärke nach [McN85] besteht aus einer sog. Niederenergielösung und einer Hochenergielösung. Die Niederenergielösung gilt in dem Strahlimpulsbereich von 450 MeV/c bis ca. 1000 MeV/c. Die Hochenergielösung gilt in dem Strahlimpulsbereich von 1000 MeV/c bis ca. 1400 MeV/c. Man erkennt in 4.12, daß die pC-inklusive Analysierstärke bei niedrigen Strahlimpulsen teilweise signifikant gröser ist als die der elastischen Proton-Proton–Streuung. Außerdem ist der nicht ganz stetige Übergang der Niederenergielösung in die Hochenergielösung bei ca. 1000 MeV/c zu erkennen. Die Diskrepanz ist auf die Verwendung unterschiedlich dicker Targets bei der Messung der Analysierstärke zurückzuführen. Die Übereinstimmung der Parametrisierung nach [McN85] mit [Bo90] in dem Impulsbereich von etwa 1100 MeV/c bis etwa 1400 MeV/c ist hinreichend gut. Die Gültigkeitsbereiche der Parametrisierungen nach [McN85] und [Bo90] sind in Abb. 4.13 in Abhängigkeit von Targetdicke und kinetischer Strahlenergie dargestellt.

Problematisch bei der inklusiven Proton–Kohlenstoff Streuung ist die mangelnde Kenntnis der beitragenden Reaktionskanäle. Die experimentellen Bedingungen der veröffentlichten Parametrisierungen sind nicht einfach auf das EDDA-Experiment übertragbar [Sc96b, Sc98b]. Die zitierten Messungen wurden an dicken Targets (Targetdicke von 3 bis 30 cm) mit Drahtkammern durchgeführt, wohingegen das EDDA-Experiment Ejektile aus der Streuung an einem vergleichsweise verschwindend dünnen Fädchentarget der Dicke $5 - 7\ \mu m$ mit massiven Szintillatoren nachweist.

In [Ap83] wurde gezeigt, daß die inelastischen Anteile der inklusiven Proton-Kohlenstoff–Streuung die effektive Analysierstärke reduzieren. Insbesondere niederenergetische Protonen, die in inelastischen Reaktionen am Kohlenstoff produziert werden, können aus einem vergleichsweise dicken Target nicht entkommen. Daher wird der Anteil inelastischer Ereignisse bei Streuung an einem dicken Target geringer, und die effektive Analysierstärke wird erhöht [Ra96]. Die Targetdicke hat also einen Einfluß auf die effektive Analysierstärke.

Es werden bei Streuung des COSY-Strahls an dem EDDA-Target zusätzlich zur elastischen Streuung nicht exakt die gleichen Anteile der nicht elastischen Proton-Kohlenstoff-Streuung gemessen, welche die Grundlage der oben angeführten Parametrisierungen bilden[3]. Dies führt zu einer Unsicherheit der absoluten Skalierung der Polarisation, wenn man die o. g. Parametrisierungen der inklusiven pC–Streuung zugrundelegt. Eine unabhängige Kalibration der effektiven Analysiertstärke anhand elastischer pp Streudaten ist jedoch in Zukunft immer möglich.

4.4.3.2 Polypropylentarget

Die Analysierstärke der elastischen Proton-Proton–Streuung auf der Grundlage der SAID–Lösung SM97 [Ar97] stellt eine Vorhersage für die Analysierstärke in dem betrachteten Impuls- und Winkelbereich dar, welche aus einer Streuphasenanalyse gewonnen wurde.

In Abb. 4.12 wird die Analysierstärke der elastischen Proton-Proton Streuung (nach SAID-Lösung SM97 [Ar97]) mit der gemessenen effektiven Analysierstärke für inklusive Proton-Kohlenstoff–Streuung verglichen. In dem betrachteten Streuwinkelbereich ist die pp–elastische Analysierstärke für höhere Strahlimpulse offensichtlich signifikant höher als die pC–inklusive.

[3] Seit kurzem gibt es Bestrebungen, die inklusive Proton–Kohlenstoff Streuung systematisch zu untersuchen und den Einfluß der Targetdicke in Beziehung zu beitragenden Reaktionskanälen und der effektiven Analysierstärke zu setzen [No98].

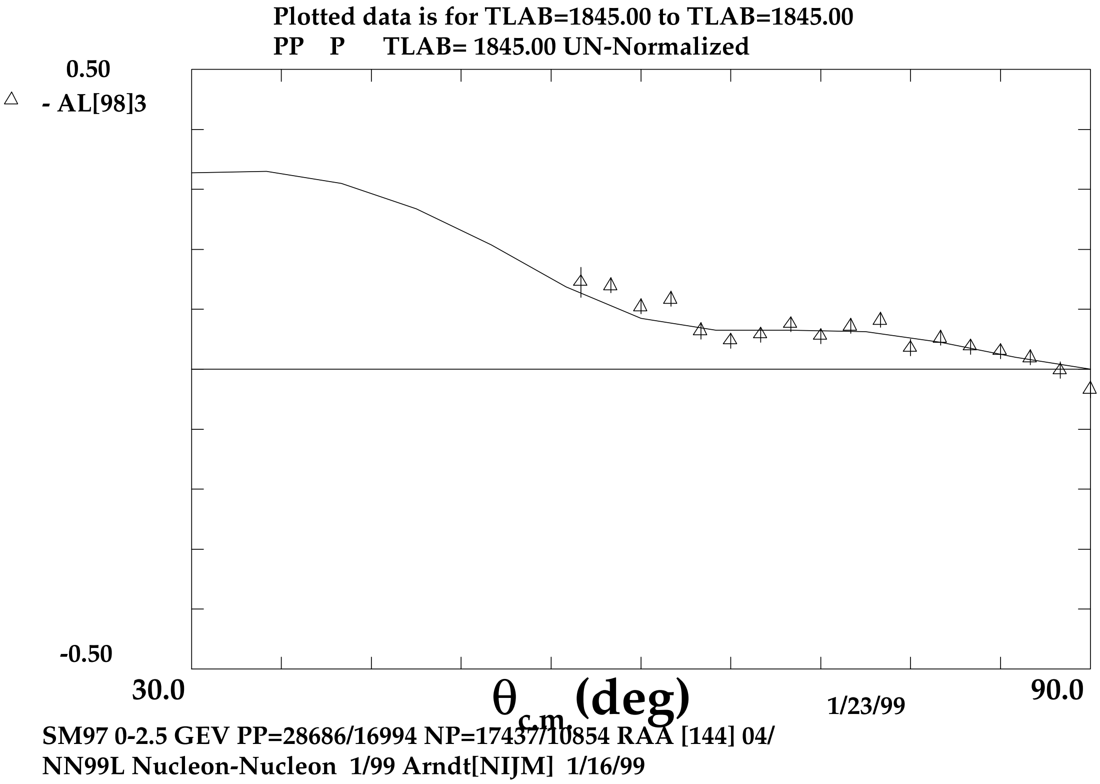

Abbildung 4.14: Vergleich der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton–Streuung auf Grundlage der SAID–Lösung SM97 [Ar97] mit unabhängigen experimentellen Daten aus dem Nukleon-Nukleon–Programm an Saturne II [Al97b]. Die dargestellten Meßpunkte wurden bei dem Strahlimpuls p = 2 620 MeV/c gemessen und sind nicht in die der Lösung SM97 zugrundeliegenden Streuphasenanalyse eingegangen und zeigen bei hoher Meßgenauigkeit eine gute Übereinstimmung mit der Vorhersage der Streuphasenlösung.

In Abb. 4.14 wird die Vorhersage der SM97–Lösung für die pp–Analysierstärke mit experimentellen Werten vom Nukleon-Nukleon–Programm am Beschleuniger Saturne II in Saclay verglichen.Die zitierte Messung [Al97b] ist nicht in die der Lösung SM97 zugrundeliegenden Streuphasenanalyse eingegangen. Die Übereinstimmung bestätigt die Vorhersagekraft der SAID–Lösung SM97.

Da es wegen der in Abschn. 3.3 beschriebenen Gründe nicht möglich ist, den pp–elastischen Kanal auch für *online*–Polarisationsmessungen bei der Optimierung des polarisierten Protonenstrahls an COSY heranzuziehen, muß ein Verfahren entwickelt werden, bei dem der nicht pp–elastische Untergrund bei der Streuung am Polypropylenfädchen effizient unterdrückt wird. Der Beitrag elastischer Proton-Proton–Streuereignisse an der gemessenen Asymmetrie wird dann betont, und es können schnelle Polarisationsmessungen auf der Grundlage der elastischen Proton-Proton–Streuung durchgeführt werden.

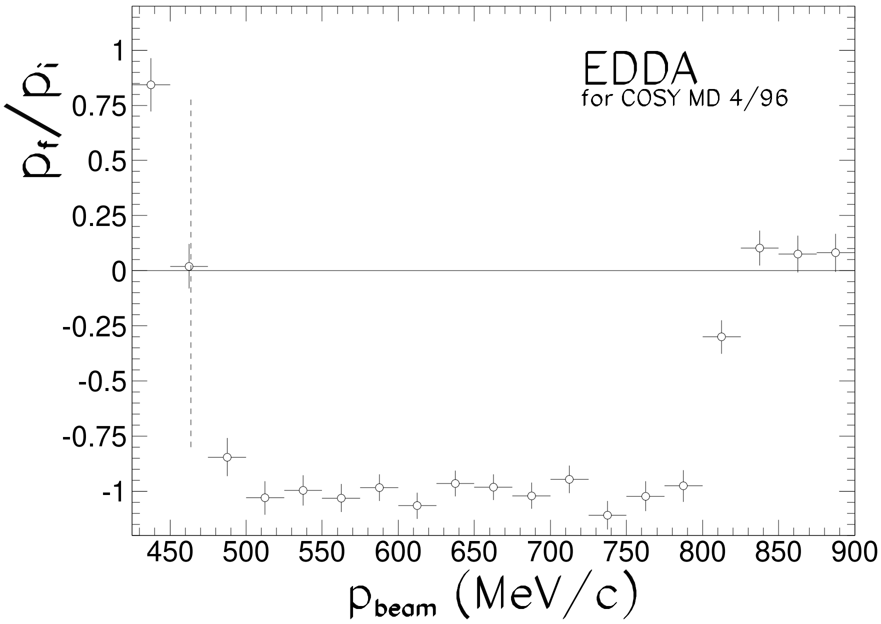

Abbildung 4.15: Vollständige Polarisationsumkehr an der Imperfektionsresonanz $\gamma G = 2$ (gestrichelte Linie) im April 1996. Dargestellt ist das Verhältnis p_f/p_i der Strahlpolarisation vor und nach dem Kreuzen der Resonanz in Abhängigkeit des Strahlimpulses. Als Polarisationsgrad vor dem Kreuzen ist der (vor Injektion in COSY) am Niederenergiepolarimeter gemessene Wert von $p = 0.85$ zugrundegelegt. Bei ca. 800 MeV/c erkennt man die fast vollständige Depolarisation des COSY-Strahls durch die intrinsische Resonanz $\gamma G = 6 - \nu_y$.

4.4.3.3 Anwendung der *Ein-Prong*–Asymmetrie

Im April 1996 wurden während der erstmaligen Beschleunigung polarisierter Protonen in COSY zu Diagnosezwecken Polarisationsmessungen mit dem EDDA–Detektor durchgeführt. Hierbei wurde die *Ein-Prong*–Asymmetrie ϵ_S bei der Streuung an einem Kohlenstofffädchentarget gemessen. Wie in Abschn. 4.2.3 beschrieben, wurden Ein-Prong–Ereignisse in den halbringförmigen Szintillatorelementen der sogenannten Ring- bzw. Halbringlage der Außenschale des EDDA-Detektors in Zählern gezählt.

Aus den Zählereinträgen jeweils zweier korrespondierender Halbringe N_L auf der linken Seite und N_R auf der rechten Detektorseite wurde entsprechend Gleichung (4.11) die Links-Rechts–Asymmetrie bestimmt. Die Strahlpolarisation wurde für jedes Halbringpaar durch Division durch die Analysierstärke bestimmt. Die zugrundegelegte Parametrisierung der Analysierstärke wurde [McN85] entnommen. Zur Minimierung der statistischen Unsicherheit wurde die Strahlpolarisation über alle Halbringpaare innerhalb des Gültigkeitsbereichs der Parametrisierung nach [McN85] gemittelt.

Durch die Mittelung über den Winkelbereich von $10° \leq \theta_{\mathrm{lab}} \leq 20°$ erhielt man innerhalb einer Meßdauer von 20 min eine Auskunft über den Polarisationstransport über die erste depolarisierende Imperfektionsresonanz $\gamma G = 2$ bei 460 MeV/c (vgl. Tab. 2.1) mit einem relativen statistischen Fehler $\Delta p \approx \pm 0.10$.

Es konnte gezeigt werden, daß diese depolarisierende Resonanz durch eine stimulierte Umkehr der Strahlpolarisation (*Spinflip*) ohne Polarisationsverlust gekreuzt werden konnte. Zur Umkehr der Polarisation beim Kreuzen der Resonanz wurden zwei Methoden getestet. Die Polarisationsumkehr wurde sowohl mithilfe einer partiellen Schlange (*partial snake*) als auch durch eine Beule im vertikalen Orbit mithilfe eines Korrekturdipols im Energiebereich der depolarisierenden Resonanz erreicht. In Abb. 4.15 ist der relative Polarisationsverlauf beim Kreuzen der $\gamma G = 2$–Resonanz dargestellt. Der Betrag der Polarisation konnte durch den Einsatz der *partial snake* vollständig erhalten und über die Resonanzenergie transportiert werden. Mithilfe der lokalen Anhebung des *closed orbit* wurde das gleiche Ergebnis erreicht. Weitergehende Informationen zu Methoden der Polarisationserhaltung wurden in Abschn. 2.4 dargestellt.

Seit November 1996 sind Messungen in dem Impulsbereich bis 700 MeV/c mit dem EDDA–Detektor nicht mehr möglich. Im November 1996 wurde die sogenannte EDDA–Innenschale als zusätzlicher Vertexdetektor in den EDDA–Experiment-Aufbau integriert. Diese besteht aus 4 Lagen wechselsinnig gewickelter Helixlagen aus jeweils 160 szintillierenden Fasern [Zi93, En98, Zi98] und dient der Vertexrekonstruktion bei Verwendung des polarisierten Atomstrahltargets. Die niederenergetischen Protonen haben einen längeren Weg durch das Szintillatormaterial und CFK-Trägermaterial der Innenschale zu durchdringen als vor dem Einbau. Diese niederenergetischen Protonen werden total gestoppt oder werden wegen Kleinwinkelstreuung und Absorption (insbesondere der vorwärts gestreuten Protonen) nicht mehr zuverlässig nachgewiesen.

4.4.4 *Zwei-Prong*–Asymmetrie

Um die Strahlpolarisation wirksam während der Hochbeschleunigung des COSY-Strahls zu überwachen, ist es notwendig, die effektive Analysierstärke über den gesamten Impulsbereich zu kennen. Das EDDA-Experiment selbst misst die Analysierstärke der elastischen Proton-Proton Streuung mit hoher innerer Konsistenz. Der Impulsbereich, der von dem EDDA–Detektor bei Polarisationsmessungen zur Optimierung des polarisierten COSY-Strahls akzeptiert wird, ist der gleiche, innerhalb dessen auch die Messung der pp–elastischen Analysiertsärke erfolgt. Die Daten zur Bestimmung der Analysiertärke sind bereits gemessen und werden derzeit ausgewertet [We99]. Nach Abschluß der Analysen steht die Parametrisierung der von EDDA gemessenen Analysierstärke für den gesamten Impuls- und Streuwinkelbereich der Polarisationsmessungen mit dem EDDA-Detektor zur Verfügung.

Wie bereits in Abschn. 4.4.2 ausgeführt wurde, ist die exklusive Messung des elastischen Kanals jedoch nicht mit dem Wunsch nach einer schnellen Bestimmung der Strahlpolarisation vereinbar. Die experimentellen Voraussetzung an die Analyse der elastischen Proton-Proton–Streuung, wie z.B. der Wechsel zwischen einem Polypropylen- und einem Kohlenstofftarget, die *offline* durchzuführende Analyse wie auch die zeitaufwendige Kalibration der Detektorkomponenten und der Strahlparameter, sind mit dem Einsatz als Strahlpolarimeter nicht kompatibel.

In Abschn. 4.2.4.1 wurde gezeigt, daß man bei der Streuung an einem Polypropylentarget durch geeignete Koinzidenzforderungen an die in den Halbringen registrierten Ereignisse die effiziente Unterdrückung des nicht pp-elastischen Untergrunds erreicht. Die so gemessene *Zwei-Prong*–Asymmetrie ϵ_C wird deshalb durch die Analysierstärke der pp–elastischen Streuung dominiert. Es ist zu erwarten, daß die effektive Analysierstärke sich sehr wenig von der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton–Streuung unterscheidet.

Diese Kombination von sehr effizienter Untergrundunterdrückung und nach einer Kalibration hinreichend bekannter Analysierstärke ergibt ein mächtiges Meßverfahren. Ohne großen Aufwand erhält man eine sehr schnelle Auskunft über den Polarisationstransport während der Hochbeschleunigung des COSY-Strahls.

Aus dem Vergleich der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton–Streuung mit der Analysierstärke der inklusiven Proton-Kohlenstoff–Streuung in Abb. 4.12 geht hervor, daß insbesondere bei höheren Strahlimpulsen die pp-elastische Analysierstärke signifikant höher als die pC-inklusive ist. Der Einsatz des Polypropylenfädchentargets empfiehlt sich also gerade in Hinblick auf die Meßbarkeit der Asymmetrie ϵ_C.

4.4.4.1 Anwendung der *Zwei-Prong*–Asymmetrie

Anläßlich einer Meßzeit zur Entwicklung des polarisierten Protonenstrahls an COSY wurde die Polarisationsmessung mithilfe der Zwei-Prong-Ereignis–Asymmetrie ϵ_C im April 1997 getestet. Seit November 1997 wird dieses Meßverfahren routinemäßig als Diagnosemittel zur Optimierung des polarisierten COSY-Strahls eingesetzt, da dieses Verfahren nicht totzeitbehaftet ist und auch ohne die Kalibration der effektiven Analysierstärke innerhalb weniger Minuten Meßzeit Aussagen über den Transport der Strahlpolarisation während der Hochbeschleunigung des COSY Strahls-erlaubt. Untersucht wurden die Asymmetrien ϵ_C in dem Laborwinkelbereich von 10° bis 40° entsprechend der in Abschn. 4.4.1 genannten Kriterien.

Desweiteren wurde für jedes Halbringpaar der Quotient aus *Zwei-Prong*–Asymmetrie und pp-elastischer Analysierstärke berechnet. Dieses Verhältnis ist in Abb. 4.16 in Abhängigkeit des Strahlimpulses abgebildet. Man erkennt klare Strukturen im Verlauf der Asymmetrie. die Strahlpolarisation wird an der Imperfektionsresonanz $\gamma G = 3$ ohne signifikante Depolarisation umgekehrt. Der weitere Verlauf des dargestellten Quotienten weist ein nahezu konstantes Plateau bis etwa 1 600 MeV/c auf. Dort erfolgt eine minimale Depolarisation an der intrinsischen

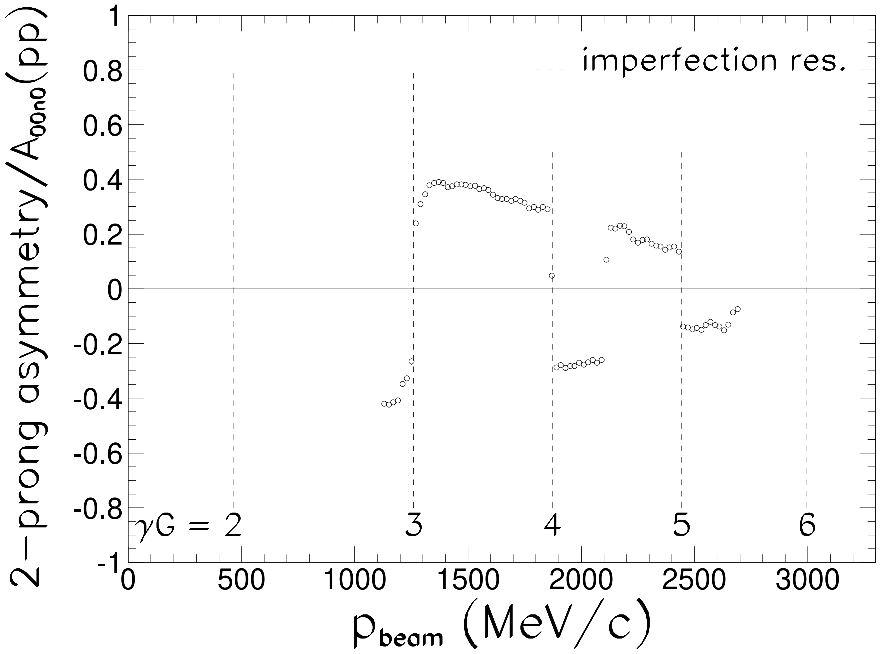

Abbildung 4.16: *Zwei-Prong*–Asymmetrie. Die *Zwei-Prong*–Asymmetrie ϵ_C (4.15) im Laborwinkelbereich von 10° bis 40° wurde um falsche Asymmetrien korrigiert und durch die Analysierstärke der elastischen pp–Streuung dividiert (November 1997). Man erkennt Polarisationsverlust an inrinsichen Resonanzen durch die Stufenform der Asymmetrie. Die gestrichelten Linien zeigen die Lagen der depolarisierenden Resonanzen mit ganzzahligem γG.

Resonanz $\gamma G = 0 + \nu_y$. Der Sprung bei etwa 1 750 MeV/c ist vermutlich auf die Umprogrammierung der Koinzidenzforderung in den PLU zurückzuführen, da sich daß Verhältnis von akzeptierten *Zwei-Prong*–Ereignissen zu tatsächlich elastischen Proton-Proton–Streuereignissen abrupt ändert. Es erfolgt weiterhin eine Polarisationsumkehr an der Imperfektionsresonanz $\gamma G = 4$, an der starken intrinsischen Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ und an der Imperfektionsresonanz $\gamma G = 5$. Eine weitere sprunghafte Asymmetriereduktion erkennt man bei etwa 2 200 MeV/c. Diese ist vermutlich auf die intrinsische Resonanz $\gamma G = 1 + \nu_y$ zurückzuführen.

Der Vergleich mit der elastischen Streuung (siehe Abb. 4.11) zeigt, daß die effektive Analysierstärke tatsächlich von der der elastischen Proton-Proton–Streuung nur schwach abweicht, so daß bereits vor der Kalibration der effektiven Analysierstärke wesentliche Aussagen über den Polarisationstransport an den einzelnen gekreuzten depolarisierenden Resonanzen in nur einer Messung möglich sind.

Zur vorläufigen Kalibration der effektive Analysierstärke und zur Dokumentation des Ergebnisses der Strahlentwicklung wurden im November 1997 Messungen der elastischen Proton-Proton-Streuung durchgeführt (insgesamt ca. 20 Stunden Meßzeit incl. der notwendigen Zeit für den Wechsel von Polypropylen- auf Kohlenstofftarget). Das Ergebnis dieser Messung ist in Abb. 4.11 dargestellt und zeigt

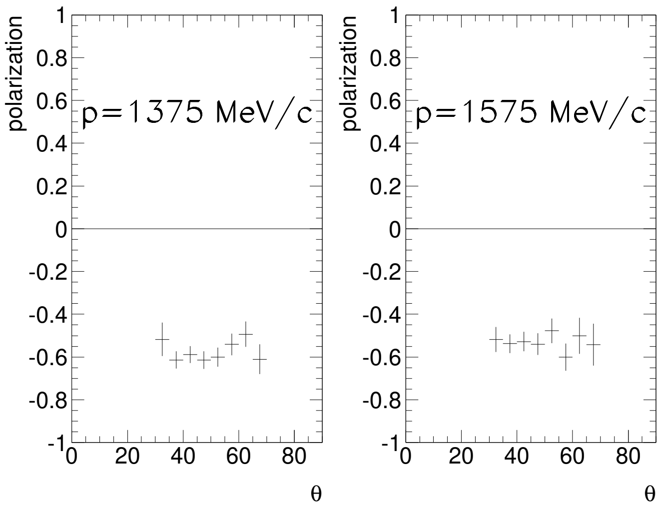

Abbildung 4.17: Zur Überprüfung der Konsistenz ist hier die Strahlpolarisation als Funktion des Streuwinkels θ_{cm} aufgetragen. Erwartungsgemaß sieht man keine Abhängigkeit der ermittelten Strahlpolarisation vom Polarwinkel θ. Dargestellt ist die Polarisation bei $p = 1375 \pm 25\ MeV/c$ bzw. $p = 1575 \pm 25\ MeV/c$ bei der Spinorientierung *down* (November 1997).

bis auf die absolute Skalierung sehr gute Übereinstimmung mit dem Ergebnis der simultan gemessenen *Zwei-Prong*–Asymmetrie in Abb. 4.16.

4.5 Kalibration der effektiven Analysierstärke der *Zwei-Prong*–Asymmetrie

Während der Messungen im November 1997 wurde die COSY-Strahlpolarisation im Strahlimpulsbereich von 1 100 MeV/c bis 2 700 MeV/c gemessen. Nach erfolgten Messungen der Asymmetrie ϵ_C zu Diagnosezwecken wurden elastische Proton-Proton-Ereignisse akkumuliert, um die COSY-Strahlpolarisation exakt zu bestimmen. Simultan wurden die für die in Abschn. 4.2.4.1 beschriebene schnelle Meßmethode verwandten Zähler ausgelesen. Die abschließend gemessenen Asymmetrien sind in Abb. 4.16 in Abhängigkeit des Strahlimpulses dargestellt. Man erkennt die Umkehr der Strahlpolarisation an den Imperfektionsresonanzen $\gamma G =$ 3, 4 und 5 (gestrichelte Linien) und eine weitere Umkehr der Strahlpolarisation an der intrinsischen Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ bei ca. 2 100 MeV/c. Redundante Analysen der Daten elastischer pp-Streuung liefern konsistente Ergebnisse (vgl. Abb. 4.11 und Abb. A.2) [Sc98b]. Als vertrauensbildende Maßnahme ist in Abb. 4.17 exemplarisch die ermittelte Polarisation bei zwei willkürlich gewählten Impulsen in Abhängigkeit des betrachteten Polarwinkelintervalls aufgetragen. Man erkennt

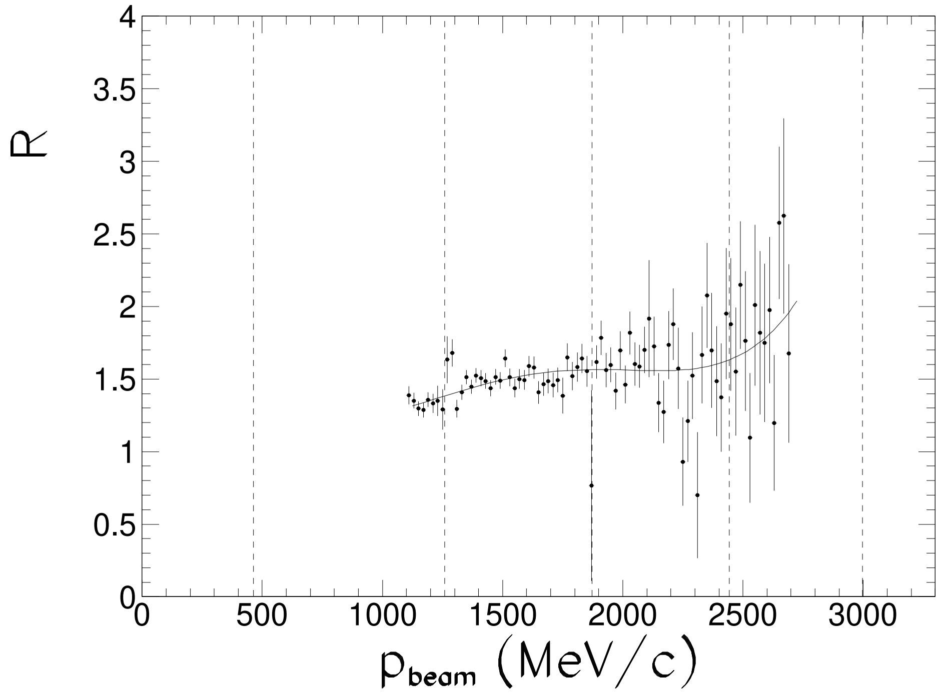

Abbildung 4.18: Kalibration der effektiven p-CH_2 Analysierstärke. Dargestellt ist das Verhältnis R der ermittelten Strahlpolarisation p zu dem Quotienten ϵ_C/A_{00n0}(pp-el.). Der akzeptierte Winkelbereich war $10° \leq \theta_{\rm lab} \leq 40°$ (Halbringpaare 14 bis 29). Die eingezeichnete Kurve zeigt die Polynom-Anpassung, welche zur vorläufigen Kalibration der effektiven Analysierstärke dient. Man erkennt die Verdünnung der effektiven Analysierstärke der *Zwei-Prong*–Asymmetrie. Die großen statistischen Unsicherheiten bei 1 200 bis 1 300 MeV/c und bei 2 050 bis 2 300 MeV/c sind auf deutliche Luminositätseinbrüche zurückzuführen, wie in Abb. 4.11 bereits angemerkt wurde.

erwartungsgemäß Konstanz der Strahlpolarisation als Funktion des Polarwinkels.

In Abb. 4.18 ist das Verhältnis der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton–Streuung zur effektiven Analysierstärke der *Zwei-Prong*–Asymmetrie an einem CH_2-Target gegen den Strahlimpuls p aufgetragen. Ermittelt wurde das Verhältnis

$$R = \frac{\epsilon(\text{pp-el.})}{\epsilon_C} = \frac{A_{00n0}(\text{pp-el.})}{A_{\rm eff}(\text{p-CH}_2)} \tag{4.24}$$

als Quotient aus der in Abb. 4.11 aufgetragenen Strahlpolarisation und der in Abb. 4.16 aufgetragenen (bereits durch die Analysierstärke der elastischen Proton-Proton–Streuung dividierten) *Zwei-Prong*–Asymmetrie

$$R = \frac{p}{\epsilon_C/A_{00n0}(\text{pp-el.})} \ . \tag{4.25}$$

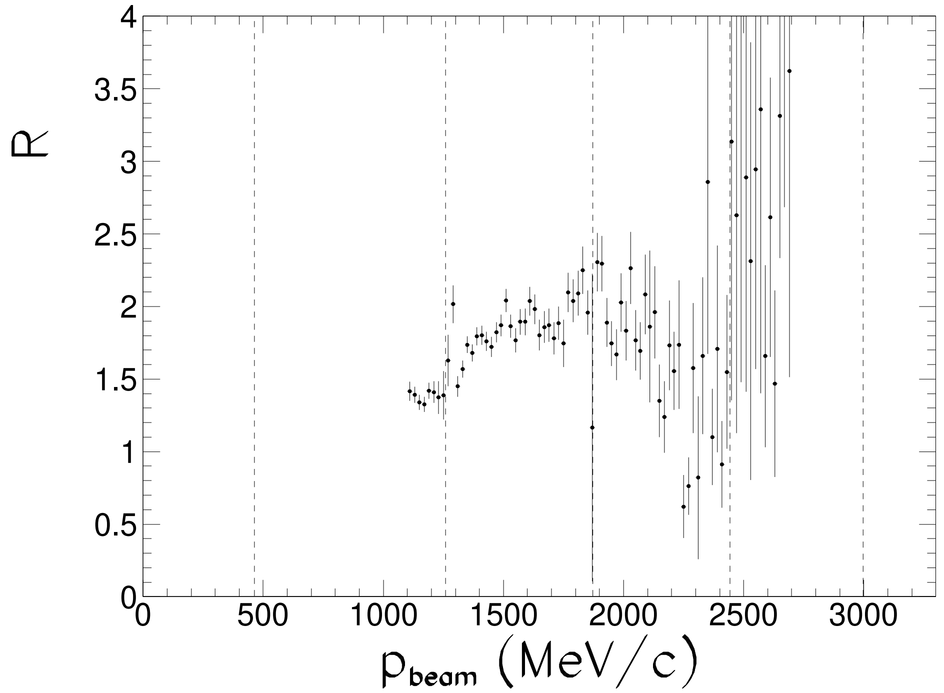

Abbildung 4.19: Effektive Analysierstärke. Dargestellt ist das Verhältnis R der ermittelten Strahlpolarisation p zu dem Quotienten ϵ_C/A_{00n0}(pp-el.). Der akzeptierte Winkelbereich war $10° \leq \theta_{\text{lab}} \leq 20°$ (Halbringpaare 23 bis 29). Die effektive Analysierstärke am Polypropylentarget ist dem engeren Vorwärtswinkelbereich offensichtlich geringer als in Abb. 4.18 dargestellt.

Die Größe $A_{\text{eff}}(\text{p-CH}_2)$ bezeichnet die effektive Analysierstärke der *Zwei-Prong*–Asymmetrie am Polypropylentarget. In Veröffentlichungen der Saclay–Gruppe wird $A_{\text{eff}}(\text{p-CH}_2)$ auch die „CH_2–Analysierstärke" COE genannt [Al97d].

Die Saclay-Gruppe gibt in dem Energiebereich $1\,980$ MeV $\leq T_{kin} \leq 2\,650$ MeV Werte für R an, die bei $\theta_{lab} = 13,9°$ von $R(T_{kin} = 1\,980 \text{ MeV}) = 1,2375$ bis $R(T_{kin} = 2\,650 \text{ MeV}) = 1,3345$ monoton steigen. Die Energie $T_{kin} = 1\,980$ MeV entspricht einem Strahlimpuls von 2763 MeV/c. Bei dem Vergleich des in Abb. 4.18 gezeigten Quotienten R mit den in [Al97d] publizierten Werten muß man die Winkelabhängigkeit von R und dem möglichen Einfluß der unterschiedlichen Targetdicken berücksichtigen. Zum Einfluß der Targetdicke sei auf Abschn. 4.3.1 verwiesen. Zur Demonstration der Winkelabhängigkeit ist in Abb. 4.19 der Quotient R für ein anderes Streuwinkelintervall aufgetragen. Zur Maximierung der in kurzer Zeit akkumulierten Statistik wird die *Zwei-Prong*–Asymmetrie ϵ_C üblicherweise mit den Halbringpaaren 14 bis 29 gemessen. Dies entspricht dem Laborwinkelbereich $10° \leq \theta_{\text{lab}} \leq 40°$. Auf diese Weise werden die zur Vefügung stehenden 32 Zählerkanäle optimal genutzt. Die *Zwei-Prong*–Asymmetrie, welche dem in Abb. 4.19 aufgetragenen R zugrunde liegt, wurde stattdessen mit

Tabelle 4.1: Kalibrationskoeffizienten für die effektive Analysierstärke relativ zur Analysierstärke der elastischen Proton-Proton–Streuung für die *Zwei-Prong*–Asymmetrie in den Halbringpaaren 1 bis 29.

i	A_i	B_i
0	2.536	$0.732 \cdot 10^{-01}$
1	$-0.412 \cdot 10^{-02}$	$0.756 \cdot 10^{-04}$
2	$0.340 \cdot 10^{-05}$	$0.462 \cdot 10^{-07}$
3	$-0.987 \cdot 10^{-09}$	$0.265 \cdot 10^{-10}$
4	$-0.246 \cdot 10^{-12}$	$0.142 \cdot 10^{-13}$
5	$0.975 \cdot 10^{-16}$	$0.452 \cdot 10^{-17}$

Tabelle 4.2: Kalibrationskoeffizienten für die effektive Analysierstärke relativ zur Analysierstärke der elastischen Proton-Proton–Streuung für die *Zwei-Prong*–Asymmetrie in den Halbringpaaren 23 bis 29.

i	A_i	B_i
0	8.214	$0.788 \cdot 10^{-01}$
1	$-0.129 \cdot 10^{-01}$	$0.745 \cdot 10^{-04}$
2	$0.828 \cdot 10^{-05}$	$0.455 \cdot 10^{-07}$
3	$-0.213 \cdot 10^{-08}$	$0.265 \cdot 10^{-10}$
4	$0.191 \cdot 10^{-12}$	$0.913 \cdot 10^{-14}$
5	0.0	0.0

den Halbringpaaren 23 bis 29 gemessen. Dies entspricht dem Laborwinkelbereich $10° \leq \theta_{\mathrm{lab}} \leq 20°$. Man erkennt größere Werte für R in dem eingeschränkteren Vorwärtswinkelbereich $10° \leq \theta_{\mathrm{lab}} \leq 20°$, also eine geringere effektive Analysiertärke COE. Die exklusive Betrachtung des Halbringpaares 23 mit dem zentralen Streuwinkel $\theta_{\mathrm{lab}} \approx 13,9°$ kann in Zukunft zum direkten Vergleich mit den Daten aus Saclay dienen. Auf der Grundlage der bisherigen Messungen ist dies aus Gründen der Statistik noch nicht möglich.

Man erkennt in beiden Abbildungen den Einfluß nicht-elastischer Ereignisse. Der Beitrag der nicht elastischen Ereignisse verdünnt offensichtlich die effektive Analysierstärke im Vergleich zur Analysierstärke der rein elastischen Proton-Proton Streuung [Ap83].

Die im November 1997 gewonnenen Informationen konnten genutzt werden, um die effektive Analysierstärke der *Zwei-Prong*–Asymmetrie vorläufig zu kalibrieren. Nach der Kalibration konnte bei folgenden Entwicklungen des polarisierten Strahls auch eine schnelle Information über die Polarisation des Strahls gegeben werden. Die Aussage ist natürlich mit einer größeren systematischen Unsicherheit belastet, als die Analyse einzeln nachgewiesener elastischer Ereignisse. Dies wird deutlich, wenn man die (insbesondere bei höheren Strahlimpulsen zunehmende) Unsicherheit des in Abb. 4.18 dargestellten Verhältnisses betrachtet.

Die Kalibration erfolgte in Form einer Polynom-Anpassung an das in Abb. 4.18 dargestellte Verhältnis von ϵ_C/A_{00n0}(pp-el.) zur unabhängig gemessenen Strahlpolarisation. Der ermittelte vom Strahlimpuls abhängige Korrekturfaktor $C(p_{\mathrm{beam}})$ lautet

$$C(p_{\mathrm{beam}}) = \sum_{i=0}^{5} A_i p_{\mathrm{beam}}^i \tag{4.26}$$

und ist in Abb. 4.18 eingezeichnet.

Die bei der Anpassung ermittelten Koeffizienten A_i und ihre Unsicherheiten B_i sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

Es wurden drei Meßverfahren zur Bestimmung der COSY–Strahlpolarisation vorgestellt. Die wirkungsvolle Untergrundunterdrückung der *Zwei-Prong*–Asymmetrie ϵ_C ermöglicht die totzeitfreie Messung signifikanter Asymmetrien auch bei maximaler COSY–Energie. Dies wurde bei einer Testmessung im November 1998 gezeigt. Im November 1998 konnte mithilfe der *Zwei-Prong*–Asymmetrie ein nennenswerter Polarisationstransport bis zum maximalen COSY–Strahlimpuls nachgewiesen werden.

Die effektiven Analysierstärken der *Ein-Prong*–Asymmetrie ϵ_S und der *Zwei-Prong*–Asymmetrie ϵ_C können durch Vergleich mit Messungen elastischer Proton-Proton–Streuung kalibriert werden. Die effektive Analysierstärke der *Zwei-Prong*–Asymmetrie ϵ_C bei Streuung an einem CH_2–Fädchentarget wurde für die Messung mit den Halbringpaaren 14 bis 29 in dem Strahlimpulsintervall $1\,100$ MeV/c $\leq p_{\mathrm{beam}} \leq 2\,700$ MeV/c kalibriert. Bei zukünftigen Messungen kann die Kalibration bis auf $3\,300$ MeV/c ausgeweitet werden.

Anläßlich einer Meßzeit zur Entwicklung des polarisierten COSY-Strahls im Juli 1998 wurde die *Zwei-Prong*–Asymmetrie erstmals mit kalibrierter effektiver Analysierstärke zur schnellen Bestimmung der Strahl*polarisation* eingesetzt. Es war während der Optimierungsarbeiten möglich, innerhalb weniger Minuten Auskunft über die Veränderung der Strahlpolarisation zu geben. In Abb. 5.1 ist das Ergebnis der Strahlentwicklung am 9. Juli 1998 dokumentiert. In einer Messung ist simultan die Kontrolle des Polarisationstransports an jeder gekreuzten depolarisierenden Resonanz möglich, da die Polarisation kontinuierlich als Funktion des Strahlimpulses während der Synchrotronbeschleunigung gemessen werden kann.

Die Effizienz des EDDA–Detektors ist aufgrund der hohen Streuwinkelakzeptanz in θ und ϕ deutlich größer ist als die eines Zweiarmpolarimeters. Die Messung der Strahlpolarisation über den gesamten Meßbereich ist mit relativ kleiner statistischer Unsicherheit in wenigen Minuten möglich. Bei Unterteilung des gemessenen Strahlimpulsbereichs in sehr kleine Intervalle werden die notwendigen Meßzeiten gößer. Allerdings können dann Details des Polarisationstransport genau vermessen werden. Die Lage intrinsischer Resonanzen kann anhand

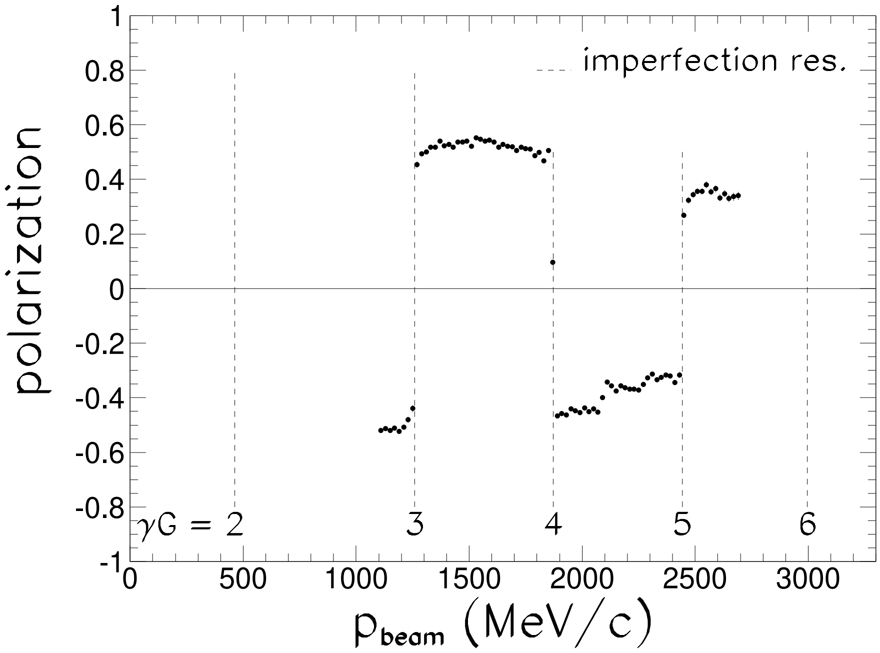

Abbildung 5.1: Anwendung: Messung der Strahlpolarisation mit der *Zwei-Prong*–Asymmetrie und kalibrierter effektiver Analysierstärke im Juli 1998. Erstmals war es bei der Optimierung des polarisierten Protonestrahls möglich, die Strahlpolarisation *online* zu messen. Es ist keine signifikante Depolarisation bis zu der starken intrinsichen Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ bei ca. 2 100 MeV/c nachweisbar. Die Depolarisation bei ca. 2 250 MeV/c kann auf auf die intrinsische Resonanz $\gamma G = 1 + \nu_y$ zurückzuführen sein.

auftretender Depolarisation sehr genau bestimmt werden (siehe Abb. 5.1). Die Kenntnis der Lage intrinsischer Resonanzen ist natürlich wichtig für das Kreuzen derselben. In Abb. 5.1 kann außerdem der Verlauf der vertikalen Komponente der Strahlpolarisation beim Kreuzen der Imperfektionsresonanz $\gamma G = 2$ verfolgt werden. Man erkennt deutlich den in Abb. 2.3 skizzierten Verlauf. Hieraus sind Rückschlüsse auf die Resonanzbreite möglich.

Die Korrektur falscher Asymmetrien bei der Messung von *Zwei-Prong*–Asymmetrien durch die in Abschn. 4.3.2 beschriebene geometrische Mittelwertbildung konnte im Juli 1998 in Form einer Nullmessung nachgewiesen werden (siehe Abb. 4.9). Während der Optimierungsarbeiten zum Transport der Strahlpolarisation zu hohen Strahlimpulsen wurde mit einem wirklich unpolarisierten Strahl (aus der unpolarisierten Ionenquelle) die Korrektur der Detektorasymmetrie durch die geometrische Mittelung überprüft. Das Ergebnis ist in Abb. 4.9 dargestellt. Die aufgetragenen Symbole sind die in Abschn. 4.2.4.1 beschriebenen *Zwei-Prong*–Asymmetrien (bereits dividiert durch die Analysierstärke der elastischen Proton-Proton Streuung). Man erkennt einen reversiblen Luminositätseinbruch zwischen 2 500 und 2 800 MeV/c. Dieser ist darauf zurückzuführen, daß die vertikalen Beta-

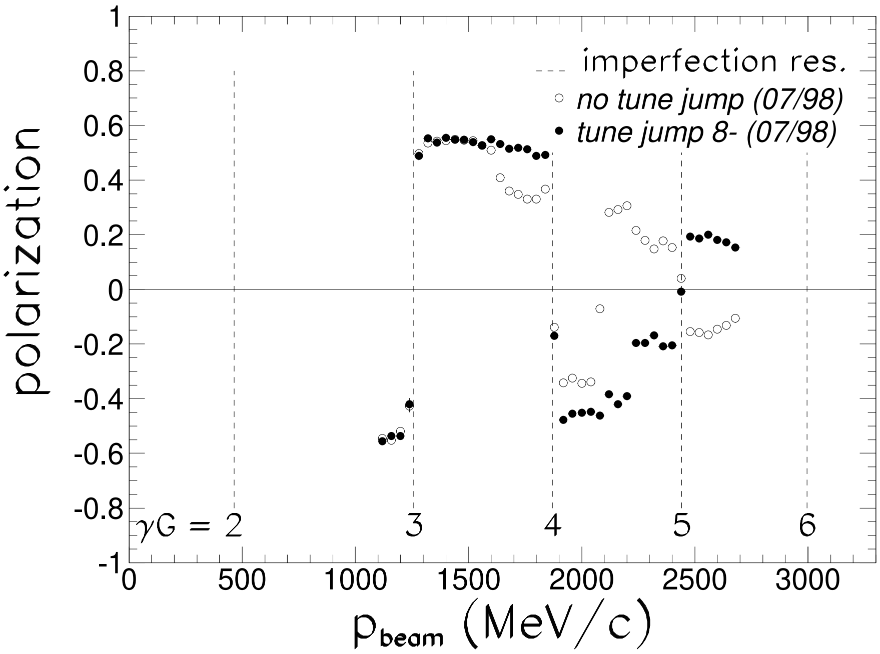

Abbildung 5.2: Nachweis des *Arbeitspunktsprungs* mit kalibrierter *Zwei-Prong*–Asymmetrie (Juli 1998). Man erkennt die natürliche Polarisationsumkehr an der starken intrinsischen Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ (offene Symbole). Die partielle Depolarisation an der intrinsischen Resonanz $\gamma G = 0 + \nu_y$ wurde korrigiert. Dann wurde der Arbeitspunktsprung durchgeführt; die Polarisation wurde unter nur geringer Depolarisation ohne Vorzeichenwechsel durch die Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ transportiert (gefüllte Symbole).

tronbewegungen den Strahl kurzfristig vom Target weggelenkt hatten. Man sieht ferner, daß sämtliche Detektorasymmetrien bereits ohne nähere Kenntnis über Ablage und Winkel des COSY-Strahls perfekt korrigiert worden sind.

Sollte in Zukunft das dynamische Wechseln zwischen der Quelle polarisierter Ionen und der Quelle unpolarisierter Ionen möglich sein, so können die falschen Asymmetrien direkt gemessen werden. Der Meßbetrieb ist dann auch möglich, wenn zusätzlich zu dem unpolarisierten Strahl nur eine Polarisationstichtung angeboten wird. Zur Bestimmung der falschen Asymmetrie und der Strahlpolarisation kann dann die in Anhang A.1 beschriebene lineare Regression angewandt werden. Die lineare Regression wertet die azimutale Modulation des differentiellen Wirkungsquerschnitts aus, wohingegen das in Anhang A.2 beschrieben Konzept der geometrische Mittelung eine von relativen Detektoreffizienzen, abgedeckten Raumwinkeln, relativen integrierten Ladungen und Veränderungen der Targetdicke unabhängige Links-Rechts–Asymmetrie bietet. Beide Analyse–Verfahren liefern im Rahmen der statitischen Unsicherheit übereinstimmende Ergebnisse.

In Abb. 5.2 wird der erstmalige erfolgreiche Arbeitspunktsprung (*tune jump*)

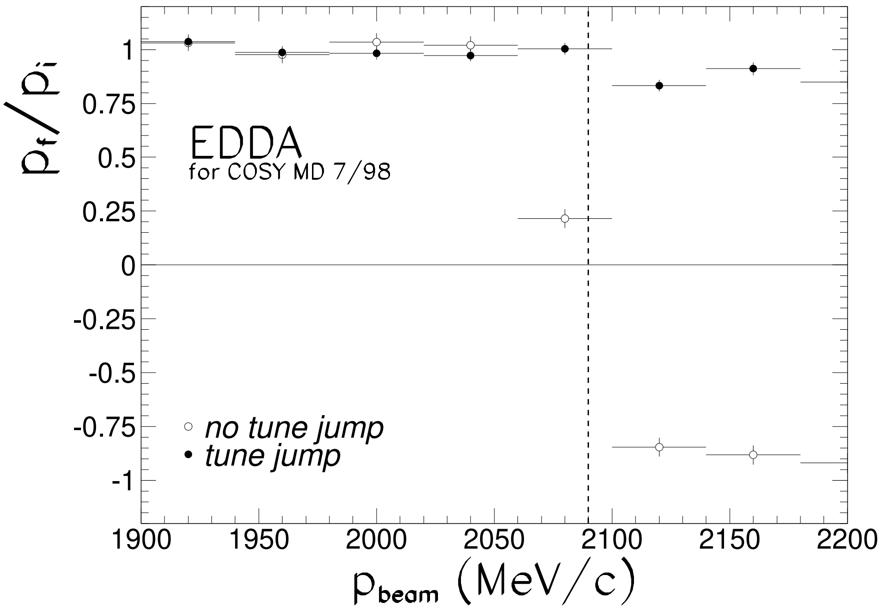

Abbildung 5.3: Polarisationstransport durch *Arbeitspunktsprung*. Zur instruktiven Darstellung des Polarisationstransports durch die starke intrinssiche Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ (gestrichelte Linie) mithilfe eines Arbeitspunktsprungs ist hier das Verhältnis der Strahlpolarisation vor und nach dem Kreuzen der Resonanz dargestellt. Ohne Arbeitspunktsprung erfolgte eine natürlich Polarisationsumkehr an der Resonanz, mit Arbeitspunktsprung wird die Polarisation teilweise und ohne Vorzeichenwechsel erhalten.

bei der intrinsischen Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ bei 2 100 MeV/c dokumentiert. Die offenen Symbole zeigen den Transport der Polarisation an der Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ ohne Arbeitspunktsprung. Es erfolgte eine natürliche Umkehr der Strahlpolarisation an der starken intrinsischen Resonanz.

Nach weiteren Optimierungen der Optik in den Bögen zur Verminderung des Polarisationsverlusts an der intrinsischen Resonanz $\gamma G = 0 + \nu_y$ bei 1 640 MeV/c wurde ein Arbeitspunkt-Sprung [Leh97] durchgeführt. Die gefüllten Symbole zeigen die partielle Erhaltung der Polarisation an der Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ bei 2 100 MeV/c ohne Polarisationsumkehr aufgrund des erfolgreichen Arbeitspunktsprungs

Um die Wirksamkeit des Arbeitspunktsprungs zu erkennen, ist es instruktiv, nur den Strahlimpulsbereich in unmittelbarerer Nähe der Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ zu betrachten. Dies geschieht in Abb. 5.3. Dargestellt ist der relative Polarisationstransport p_f/p_i durch die Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$. Die Polarisation wurde nicht mehr an der $\gamma G = 8 - \nu_y$ umgekehrt (offene Symbole) sondern ohne Vorzeichenwechsel partiell erhalten (gefüllte Symbole).

Abbildung 5.4 zeigt das Verhältnis der effektiven Analysierstärken der *Zwei-Prong*–Asymmetrie bei Streuung der Strahlprotonen am Kohlenstoff- und am Po-

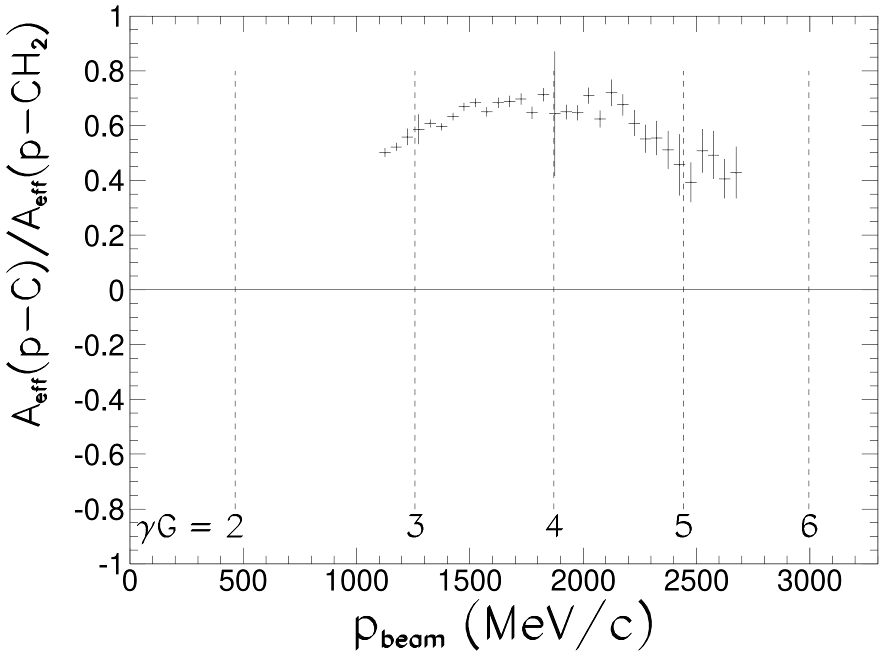

Abbildung 5.4: Vergleich der effektiven Analysierstärke für die Streuung am Kohlenstoff- und am Polypropylentarget. Dargestellt ist das Verhältnis der effektiven Analysierstärken $A_{\text{eff}}(\text{p-C})/A_{\text{eff}}(\text{p-CH}_2)$. Man erkennt die bessere Eignung des Polypropylentargets insbesondere bei höherem Strahlimpuls.

lypropylentarget $A_{00n0}(\text{p-C})/A_{00n0}(\text{p-CH}_2)$. Das dargestellte Verhältnis hat seinen Maximalwert bei ca. 2 000 MeV/c. Oberhalb eines Strahlimpulses von $p_{\text{beam}} \approx$ 2 200 MeV/c sinkt es rapide bis fast auf die Hälfte des Maximalwertes ab. Insbesondere zur Messung der Strahlpolarisation bei hohen Strahlimpulsen empfiehlt sich die Benutzung des Polypropylenfädchentargets.

Ebenso wie für die effekte Analysierstärke am CH_2–Target beschrieben, kann die effektive Analysierstärke der *Zwei-Prong*–Asymmetrie am Kohlenstofftarget kalibriert werden. Dies kann gewünscht sein, um die Polarisation schnell auch bei hohen Strahlintensitäten bestimmen können, bei denen die thermische Zerstörung des Polypropylenfädchens möglich ist [Mo91]. Die Kalibrationsdaten der elastischen Proton-Proton–Streuung werden mit CH_2–Target und Kohlenstofftarget aufgenommen. Die Kalibration der effektiven Kohlenstoff–Analysierstärke fällt als Nebenprodukt ab.

Das in Abb. 5.4 aufgetragene Verhältnis der effektiven Analysierstärken konnte anhand weiterer Diagnosemessungen im November 1998 reproduziert werden.

Anhang A

Bestimmung der COSY-Strahlpolarisation

Im folgenden sollen Details zur Bestimmung der COSY-Strahlpolarisation diskutiert werden. Ein besondere Bedeutung in diesem Zusammenhang kommt der Korrektur von sogenannten *falschen Asymmetrien* zu. Gründe für falsche Asymmetrien können beispielsweise Unterschiede in der Nachweiseffizienz beteiligter Detektorsysteme sein. Aber auch die unzureichende Kenntnis des Strahlverlaufs relativ zur Detektorgeometrie kann dazu führen, daß gemessene Asymmetrien falsch interpretiert werden.

Die Bestimmung falscher Asymmetrien ist von fundamentaler Bedeutung für die Bestimmung von Polarisationobservablen, da es nicht einfach möglich ist, tatsächlich gemessene Asymmetrien eindeutig simultan beitragenden Ursachen zuzuordnen.

Die im Zuge dieses Anhangs exemplarisch präsentierten Daten entstammen einer insgesamt ca. dreitägigen Messung im November 1997 im Rahmen der Entwicklung und Optimierung des polarisierten Protonenstrahls in COSY. Sie geben nicht den aktuellen Stand der Optimierung des polarisierten Strahls an COSY wieder. Zur Dokumentation der Ergebnisse der Optimierungsarbeiten im November 1997 wurde eine abschließende Messung der elastischen pp Streuung mit dem polarisierten COSY-Strahl und dem EDDA Polypropylen-Fädchentarget durchgeführt, in deren Verlauf 12 Stunden lang mit einem CH_2-Target und 6,5 Stunden lang mit einem Kohlenstofftarget Daten genommen wurden. Das EDDA-Target wurde bei ca. 1 100 MeV/c in den rezirkulierenden COSY-Strahl hineingefahren und nach Abschluß der Hochbeschleunigung bei einem Strahlimpuls von 2 700 MeV/c wieder aus dem Strahl herausgenommen. Es wurden alle registrierten Ereignisse verworfen, deren kinematisches Defizit α einen Wert größer als 15° aufwies. Sortiert wurden die akzeptierten Daten in Abhängigkeit der von der polarisierten Ionenquelle gemeldeten Polarisationsrichtung (*up*, *mixed*, *down*) in Azimuthwinkel-Bins von $\Delta\phi = 10°$, *center of mass* Polarwinkel-Bins von $\Delta\theta = 5°$ und Strahlimpuls-Bins von $\Delta p = 50$ MeV/c. Nach Abzug des

Kohlenstoff-Untergrunds verblieben ca. eine halbe Million elastische Ereignisse. Diese waren in etwa gleichverteilt auf die drei gemeldeten Polarisationsrichtungen. Aus Gründen der Redundanz wurden mehrere Verfahren gewählt, um die Strahlpolarisation auf der Basis elastischer Proton-Proton-Ereignisse zu bestimmen. Einige sollen im folgenden vorgestellt werden. Als Analysierstärke wurde die in der SAID-Lösung SM97 angegebene Parametrisierung gewählt, da diese den bisher ausgedehntesten Gültigkeitsbereich hinsichtlich des Strahlimpulses besitzt [Ar97].

A.1 Bestimmung der Strahlpolarisation mittels linearer Regression

Der spinabhängige differentielle Wirkungsquerschnitt ist in der elastischen Proton-Proton-Streuung bei unpolarisiertem Target und polarisiertem Projektilstrahl (bzw. bei polarisiertem Target und unpolarisiertem Projektilstrahl) gegeben durch eine cosinoidale Modulation des unpolarisierten Wirkungsquerschnitts [Fi71]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta,\phi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_{\text{unpol.}} \cdot (1 + p_y A_{00n0} \cos(\phi)) \ . \tag{A.1}$$

Da man Gl. (A.1) als eine lineare Gleichung in $\cos(\phi)$ formulieren kann, ist es möglich, die Strahlpolarisation mittels linearer Regression zu bestimmen [Be69]. Bezeichnet man die in Abhängigkeit von Spinorientierung s, Strahlimpuls p , Polarwinkel θ_{cm} und Azimuthwinel ϕ sortierten Ereigniszahlen $N^s(p,\theta,\phi)$ mit $N_i = N(\phi_i)$ und deren Standardabweichung σ_i bei festgehaltenen Spinorientierung s, Strahlimpuls p , Polarwinkel θ, so gilt

$$N(\phi) \ = \ N_0 + N_0 \cdot p_y \cdot A_{00n0} \cos(\phi) \tag{A.2}$$

also

$$N_i \ = \ a + b \cdot x_i \tag{A.3}$$

mit $a = N_0$, $b = N_0 \cdot p_y \cdot A_{00n0}$ und $x_i = \cos(\phi_i)$. Bei linearer Regression erhält man durch Summation über n ϕ-Intervalle i die Hilfsgrößen [Pr90][Be69]

$$S \ = \ \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sigma_i^2} \tag{A.4}$$

$$S_x \ = \ \sum_{i=1}^{n} \frac{x_i}{\sigma_i^2} \tag{A.5}$$

$$S_y \ = \ \sum_{i=1}^{n} \frac{N_i}{\sigma_i^2} \tag{A.6}$$

$$S_{xx} = \sum_{i=1}^{n} \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \tag{A.7}$$

$$S_{xy} = \sum_{i=1}^{n} \frac{x_i N_i}{\sigma_i^2} \tag{A.8}$$

$$\Delta = S S_{xx} - S_x^2 \tag{A.9}$$

Die Parameter a und b folgen zu

$$a = \frac{S_y S_{xx} - S_x S_{xy}}{\Delta} \tag{A.10}$$

$$b = \frac{S S_{xy} - S_x S_y}{\Delta} \tag{A.11}$$

mit den Varianzen σ_a^2 und σ_b^2 sowie der Kovarianz $\sigma_{ab}^2 = \mathrm{cov}(a, b)$ [Pr90]

$$\sigma_a^2 = \frac{S_{xx}}{\Delta}\,, \tag{A.12}$$

$$\sigma_b^2 = \frac{S}{\Delta}\,, \tag{A.13}$$

$$\sigma_{ab}^2 = \mathrm{cov}(a, b) = -\frac{S_x}{\Delta}\,. \tag{A.14}$$

Nun kann man mit Hilfe der errechneten Parameter a und b die Standardabweichung der angepassten Ereigniszahlenverteilung in x berechnen

$$\sigma_N = \sqrt{\sigma_a^2 \left(\frac{\partial N}{\partial a}\right)^2 + \sigma_b^2 \left(\frac{\partial N}{\partial b}\right)^2 + 2\,\mathrm{cov}(a, b) \cdot \left(\frac{\partial N}{\partial a}\right) \cdot \left(\frac{\partial N}{\partial b}\right)} \tag{A.15}$$

$$= \sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_b^2 \cdot x^2 + 2\,\mathrm{cov}(a, b) \cdot x} \tag{A.16}$$

Die durch die Strahlpolarisation hervorgerufene Asymmetrie ϵ ist bestimmt durch das Verhältnis der Parameter a und b

$$\epsilon = \frac{b}{a} \tag{A.17}$$

und hat die Unsicherheit

$$\sigma_\epsilon = \frac{b}{a} \sqrt{\frac{\sigma_a^2}{a^2} + \frac{\sigma_b^2}{b^2} - 2\frac{\mathrm{cov}(a, b)}{ab}}\,. \tag{A.18}$$

Hieraus folgen die Strahlpolarisation zu

$$p_y = \frac{\epsilon}{A_{00n0}} \tag{A.19}$$

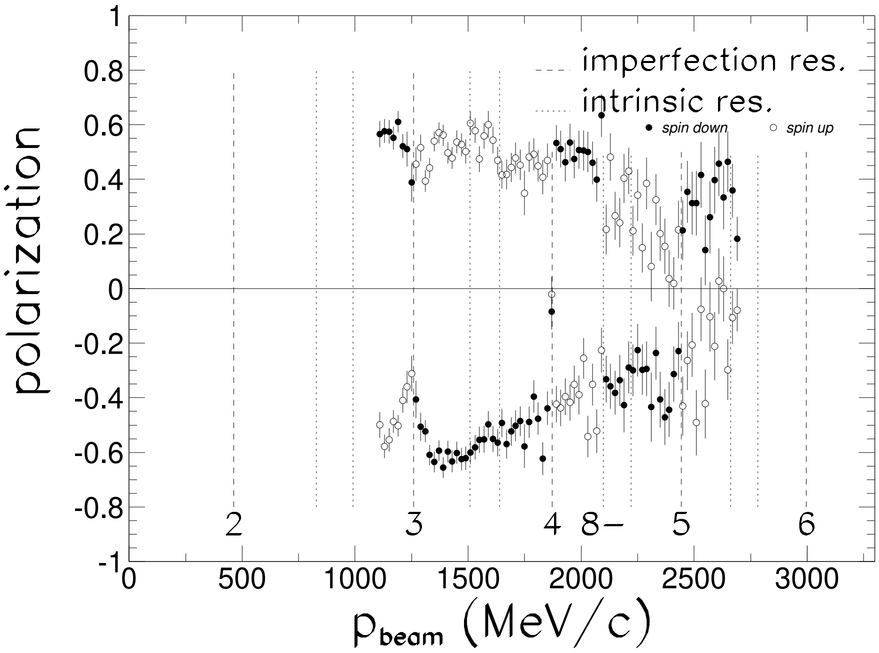

Abbildung A.1: Impulsabhängigkeit der Strahlpolarisation (November 1997). Der scheinbare Unterschied zwischen $|p_y^+|$ und $|p_y^-|$ ist auf die Restpolarisation des Protonenstrahls bei abgeschalteten HF-Übergangseinheiten zurückzuführen.

und deren Unsicherheit

$$\sigma_{p_y} \quad = \quad |p_y| \sqrt{\frac{\sigma_\epsilon^2}{\epsilon^2} + \frac{\sigma_{A_{00n0}}^2}{A_{00n0}^2}} \,. \tag{A.20}$$

Die Unsicherheit der Parametrisierung der pp-elastischen Analysierstärke durch die SAID-Lösungen SM97 bzw. FA95 wurden als vernachlässigbar gering angenommen.

A.1.1 Korrektur der Detektor-Asymmetrien

In Abb. A.1 ist die Impulsabhängigkeit der mit linearer Regression bestimmten Strahlpolarisation aufgetragen. Bei festgehaltenen Parametern Spinorientierung s, Strahlimpuls p (20 MeV/c-Bins) , Polarwinkel θ_{cm} (5°-Bins) wurde durch lineare Regression die Strahlpolarisation aus der cosinoidalen Modulation der ϕ-Verteilung ermittelt.

Die Korrektur der Detektorasymmetrien wurde zunächst durch Subtraktion der Asymmetrie des *spin mixed*–Zustandes durchgeführt. Das Resultat ist in Abb. A.1 dargestellt.

Wie in Abb. A.1 zu sehen ist, war die Annahme $\epsilon_{\mathrm{mixed}} \approx \epsilon_{\mathrm{false}}$ falsch. Der

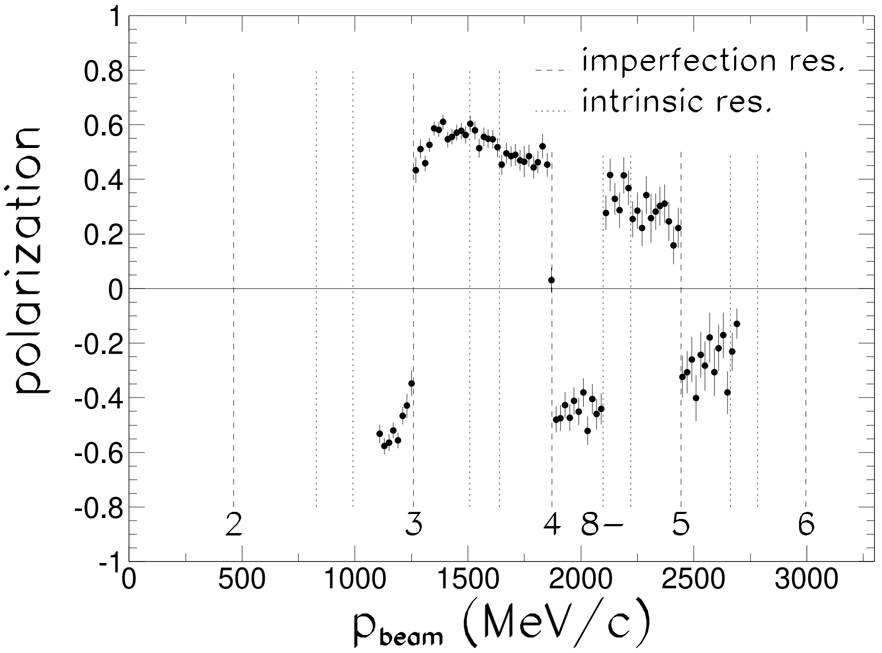

Abbildung A.2: Impulsabhängigkeit der Strahlpolarisation (November 1997). Nach der linearen Regression wurde die Polarisation beider Spinorientierungen gemittelt. Man erkennt die Übereinstimmung mit dem Ergebnis der geometrischen Mittelung nach Ohlsen in Abb. 4.11.

scheinbare Unterschied zwischen $|p_y^+|$ und $|p_y^-|$ ist auf die Restpolarisation des Protonenstrahls bei abgeschalteten HF-Übergangseinheiten zurückzuführen.

Da bei den genommenen Daten $|p_y^-| = |p_y^+|$ gilt, war es aber möglich, die Polarisation bei *spin up* und *spin down* unter Berücksichtigung des unterschiedlichen Vorzeichens zu mitteln. Die Korrektur der Detektorasymmetrien ist wegen $\epsilon_+ = -\epsilon_-$ zu

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{1}{2}\left(\left(\epsilon_+ + \epsilon_{\text{false}}\right) - \left(\epsilon_- + \epsilon_{\text{false}}\right)\right) \tag{A.21}$$

$$= \frac{1}{2}\left(\epsilon_+ - \epsilon_-\right) \tag{A.22}$$

möglich. Hierbei ist ϵ_{eff} die durch die effektive Analysierstärke bestimmte Asymmetrie. Das Ergebnis dieser Mittelung ist in Abb. A.2 aufgetragen. Man erkennt die Korrektur der falschen Asymmetrien in Vergleich zu Abb. A.1.

Abbildung 4.17 zeigt die θ-Abhängigkeit der ermittelten Strahlpolarisation. Natürlicherweise ist die Strahlpolarisation unabhängig von θ.

A.2 Bestimmung der Strahlpolarisation mit dem Konzept des geometrischen Mittels

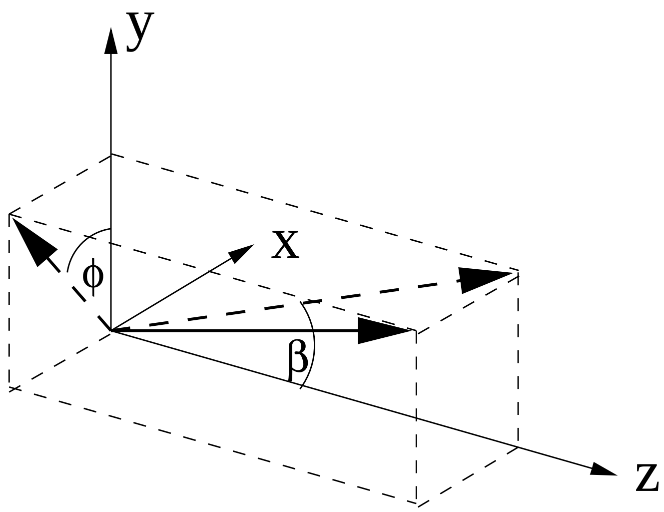

Abbildung A.3: Koordinatensystem. Die Winkel β und ϕ als Abweichung des Polarisationsvektors $\vec{p}$ von der Bewegungsrichtung z und als Projektion der Abweichung von der Normalrichtung y in der (x, y)-Ebene definiert. Die Streuebene ist die (x, z)-Ebene.

Unter der Annahme einer symmetrischen Anordnung zweier Detektoren, ähnlich der in Abb. 4.7 dargestellten, haben G.G. Ohlsen und P.W. Keaton Jr. ein Meßkonzept entwickelt, welches automatisch Detektorasymmetrien korrigiert [Oh73]. Dieses soll in dem vorliegenden Abschnitt vorgestellt werden.

Ausgehend von (4.2) und (A.1) kann der Wirkungsquerschnitt der Streuung eines polarisierten Spin-$\frac{1}{2}$ Strahls geschrieben werden als

$$I \;=\; I_0(\theta)\,(1 + p_{00n0} A_{00n0}(\theta))\,, \tag{A.23}$$

wobei I_0 der Streuquerschnitt für einen unpolarisierten Strahl in den Streuwinkel θ ist. $A_{00n0}(\theta)$ ist die (vertikale) Analysierstärke der Reaktion, und p_{00n0} ist die vertikale (oder normale) Komponente der Strahlpolarisation. Man kann p_{00n0} in Abhängigkeit des Polarisationsvektors $\vec{p}$ und des Normalenvektors $\vec{n}$ und der in Abb. A.3 definierten Winkel β und ϕ folgendermaßen angeben

$$p_{00n0} = \vec{p} \cdot \vec{n} \equiv p \sin\beta \cos\phi \equiv p_y \cos\phi\;. \tag{A.24}$$

Hierbei ist p_y die Komponente der Strahlpolarisation senkrecht zur Bewegungsrichtung. Im Folgenden wird angenommen, daß $\beta \approx 90°$, so daß p_y höchstens um einen Term zweiter Ordnung von p abweicht. Diese Abweichung ist dann vorerst vernachlässigbar, und wir setzen $p_y \equiv p$.

Die Anzahl registrierter Ereignisse in einem Detektor $N(\theta,\phi)$ kann wie folgt geschrieben werden

$$N(\theta,\phi) \;=\; nN\Omega EI(\theta,\phi)\;. \tag{A.25}$$

Hier steht n für die Anzahl der auf ein Feststofftarget treffenden Partikel, N ist die Flächenbelegungsdichte des Targets, Ω ist der von dem Detektor abgedeckte Raumwinkel, und E gibt die Detektoreffizienz an[1].

Ausgehend von einem perfekt alignierten System aus Spin-$\frac{1}{2}$ Teilchenstrahl, Analysator und den symmetrischen Detektoren 1 und 2 gilt für die registrierten Ereigniszahlen in beiden Detektoren

$$N_1(\theta,0)\equiv L_1 \;=\; nN\Delta\Omega_1 E_1 I_0(\theta)\,(1+pA_{00n0}(\theta))\;, \tag{A.26}$$
$$N_2(\theta,\pi)\equiv R_2 \;=\; nN\Delta\Omega_2 E_2 I_0(\theta)\,(1-pA_{00n0}(\theta))\;. \tag{A.27}$$

Besondere Bedeutung fällt der Tatsache zu, daß sowohl die Detektoreffizienzen E_1 und E_2 als auch die abgedeckten Raumwinkel Ω_1 und Ω_2 beider Detektoren nicht gleich sein müssen.

Es erfolge eine Umkehr der Strahlpolarisation, d.h. $\vec{p}\mapsto-\vec{p}$, so gilt

$$N_1(\theta,\pi)\equiv R_1 \;=\; n'N'\Delta\Omega_1 E_1 I_0(\theta)\,(1-pA_{00n0}(\theta))\;, \tag{A.28}$$
$$N_2(\theta,0)\equiv L_2 \;=\; n'N'\Delta\Omega_2 E_2 I_0(\theta)\,(1+pA_{00n0}(\theta))\;. \tag{A.29}$$

Die Hochkommata deuten an, daß die integrierte Ladung und die effektive Targetdichte für beide gemessenen Polarisationorientierungen von einander abweichen können. Man kann nun die geometrischen Mittel bilden

$$L\equiv\sqrt{L_1L_2} \;=\; \sqrt{nn'NN'\Omega_1\Omega_2E_1E_2}\cdot I_0\,(1+pA_{00n0}(\theta))\;, \tag{A.30}$$
$$R\equiv\sqrt{R_1R_2} \;=\; \sqrt{nn'NN'\Omega_1\Omega_2E_1E_2}\cdot I_0\,(1-pA_{00n0}(\theta))\,, \tag{A.31}$$

und nach pA_{00n0} auflösen. Es ergibt sich die Links-Rechts–Asymmetry ϵ

$$\epsilon=\frac{L-R}{L+R}=pA_{00n0}(\theta)\;. \tag{A.32}$$

Diese ist unabhängig von relativen Detektoreffizienzen, abgedeckten Raumwinkeln, von den relativen integrierten Ladungen und von Veränderungen der Targetdicke. Die in beiden Kanälen gemeinsamen Größen n und N werden über die Dauer der Datennahme gemittelt, so daß Schwankungen des Strahlstroms und der Targetdichte ohne Auswirkung auf die gemessene Asymmetrie bleiben. Andererseits dürfen die Größen E und Ω, welche sich in beiden Kanälen unterscheiden, keine zeitlichen Schwankungen aufweisen. Ebenfalls muß mögliche Totzeit korrigiert werden.

[1] Die Anzahl der von einem Gastarget in den Detektor gestreuten Partikel kann entsprechend formuliert werden. Hierfür sind statt der Flächenbelegungsdichte des Targets die Volumendichte und geometrische Betrachtungen von Interesse.

A.2.1 Anwendung

Die Beträge der vertikalen Strahlpolarisationen zum Zeitpunkt der Datennahme waren gleich, da die Spinumkehr durch Umpolen des Magnetfeldes im Bereich des Ladungsaustausches geschah [Ge97]

$$|p_y^-| = |p_y^+| \,. \tag{A.33}$$

Daher kann man aus der Radialsymmetrie des EDDA-Detektors die Strahlpolarisation

$$p_y := p_y^+ \equiv -p_y^- \tag{A.34}$$

bestimmen, ohne die Detektorasymmetrie zu kennen oder Abschätzungen der Art $\epsilon_{\text{mixed}} \approx \epsilon_{\text{false}}$ machen zu müssen. Hierzu wird ein Ereignis bei gegebener Strahlpolarisationsrichtung verglichen mit einem um $\Delta\phi = 180°$ verschobenen Ereignis bei gleichem θ und p aber entgegengesetzter Strahlpolarisationsorientierung [Oh73]. Man geht wieder aus von Gl. (A.1)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta,\phi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_{\text{unpol.}} \cdot \left(1 + p_y^{\pm} A_{00n0}\cos(\phi)\right) \,, \tag{A.35}$$

bzw. der ϕ-abhängigen Modulation der Ereigniszahl bei festgehaltenen Spinorientierung s, Strahlimpuls p , Polarwinkel θ laut Gl. (A.2)

$$N_{\pm}(\phi) \;=\; N_0 + N_0 \cdot p_y^{\pm} \cdot A_{00n0}\cos(\phi). \tag{A.36}$$

Bildet man nun die geometrischen Mittel

$$L \;:=\; \sqrt{N_+(\phi)\cdot N_-(\phi+180°)} \tag{A.37}$$

$$R \;:=\; \sqrt{N_-(\phi)\cdot N_+(\phi+180°)} \tag{A.38}$$

so kann man unabhängig von Detektorasymmetrien die Polarisation berechnen

$$p_y = \frac{1}{A_{00n0}\cos\phi}\frac{L-R}{L+R}. \tag{A.39}$$

Die Unsicherheit für die Polarisation lautet

$$\sigma_{p_y} \;=\; \frac{1}{A_{00n0}\cos\phi}\sqrt{\left(1-\frac{L-R}{L+R}\right)^2\sigma_L^2 + \left(1+\frac{L-R}{L+R}\right)^2\sigma_R^2} \tag{A.40}$$

mit

$$\sigma_L \;=\; \sqrt{\frac{1}{4}\frac{N_-(\phi+180°)}{N_+(\phi)}\sigma^2_{N_+(\phi)} + \frac{1}{4}\frac{N_+(\phi)}{N_-(\phi+180°)}\sigma^2_{N_-(\phi+180°)}} \tag{A.41}$$

$$\sigma_R \;=\; \sqrt{\frac{1}{4}\frac{N_+(\phi+180°)}{N_-(\phi)}\sigma^2_{N_-(\phi)} + \frac{1}{4}\frac{N_-(\phi)}{N_+(\phi+180°)}\sigma^2_{N_+(\phi+180°)}} \tag{A.42}$$

Die auf diese Weise bestimmte Impulsabhängigkeit der Strahlpolarisation ist in Abb. 4.11 dargestellt. Die Ergebnisse dieses Verfahrens nach G.G. Ohlsen und der linearen Regression sind innerhalb der statistischen Unsicherheit identisch [Sc98b].

Literaturverzeichnis

[Al96] D. Albers, Ein internes Protonen-Polarimeter für das Streuexperiment EDDA am Speicherring COSY und das Konzept einer Simulation, Diplomarbeit, Univ. Hamburg, 1996

[Al97a] D. Albers et al (EDDA-Collaboration) Phys. Rev. Lett 78, 1652 (1997)

[Al97b] C.E. Allower et al., Programme Nucléon–Nucléon à SATURNE II, Partie 3, E-225, Nouvelles de SATURNE, Preprint 1997

[Al97c] C.E. Allower et al., Dependence of Proton Beam Polarization on Ion Source Transition Configurations, Laboratoire National Saturne, LNS/Ph/97-01

[Al97d] C.E. Allower et al., The Angular and Kinetic Energy Dependence of the pp Elastic Scattering Analyzing Power, Laboratoire National Saturne, LNS/Ph/97-11

[An96] V.A. Anferov, Polarized Proton Beam and Siberian Snake Experiments, Proc. of the 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics, Amsterdam (1996), 179.

[Ap83] E. Aprile-Giboni, R. Hausamman, E. Heer, R. Hess, C. Lechanoine-Le Luc, W. Leo, S. Morenzoni, Y. Onel, D. Rapin, Proton-Carbon effective analyzing power between 95 and 570 MeV, NIM 215 (1983) 147-157

[Ar77] R.A. Arndt, R.H. Hackman, and L.D. Roper, Nucleon-nucleon scattering analyses. II. Neutron-protn scattering from 0 to 425 MeV and proton-proton scattering from 1 to 500 MeV. Phys. Rev. C15 (1977) 1002

[Ar82] R.A. Arndt, and L.D. Roper, Parametrizing the nucleon-nucleon scattering matrix above the inelastic threshold. Phys. Rev. D25 (1982) 2011

[Ar83] R.A. Arndt, and L.D. Roper, Nucleon-nucleon partial-wave analysis to 1 GeV. Phys. Rev. D28 (1983) 97

[Ar85] R.A. Arndt, J.M. Ford, and L.D. Roper, Pion-nucleon partial-wave analysis to 1100 MeV. Phys. Rev. D32 (1985) 1085

[Ar87] R.A. Arndt, J.S. Hyslop III, and L.D. Roper, Nucleon-nucleon partial-wave analysis to 1100 MeV. Phys. Rev. D35 (1987) 128

[Ar92] R.A. Arndt, L.D. Roper, and R.L. Workman, Nucleon-nucleon partial-wave analysis to 1.6 GeV Phys. Rev. D45 (1992) 3995

[Ar97] R.A. Arndt et al., Nucleon-nucleon elastic scattering analysis to 2.5 GeV, SAID solution SM97, Phys. Rev. C56 (1997) 3005

[Ba59] V. Bargmann, L. Michel und V.L. Telegdi, Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 435

[Ba98] F. Bauer, Polarisationsbestimmung mit einem internen Polarimeter an COSY, Diplomarbeit, Univ. Hamburg, 1998

[Be69] P.R. Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw-Hill Book Company, New York 1969

[Be78] P.R. Bevington, M.W. McNaughton et al., Polarization Analyzing Power $A_y(\Theta)$ in pp Elastic Scattering at 643, 787, and 796 MeV, Phys. Rev. Lett. 47 (1978) 384

[Bi93] J. Bisplinghoff et al. (The EDDA Collaboration), Position Sensitivity by Light Splitting in Scintillator Arrays, Nucl. Instr. and Meth. A329 (1993) 151-162

[Bo90] B. Bonin et al., Measurement of the inclusive p-C Analyzing Power and Cross Section in the 1 GeV region and calibration of the new polarimeter POMME, NIM A288 (1990) 379-388

[Bu87] J. Buon, Polarization in Electron and Proton Beams, in S. Turner (ed.), Proc. of CERN Accelerator School, Advanced Accelerator Physics, Vol. I, CERN 87-03, Genf, 1987

[Bu95] J. Buon, J.P. Koutchouk, Polarization of Electron and Proton Beams, in S. Turner (ed.), Proc. of CERN Accelerator School, Fifth Advanced Accelerator Physics, Vol. II, CERN 95-06, Genf, 1995

[Bu96] K. Büßer, Entwicklung der Detektorelemente eines Polarimeters für das EDDA-Experiment am Protonensynchrotron COSY, Diplomarbeit, Univ. Hamburg, 1996

[Bu98] K. Büßer, Polarimetry of GeV protons, Proc. 13th International Symposium on High Energy Spin Physics, Protvino, Sept. 1998, published by World Scientific Singapore

[Bu99] K. Büßer, Dissertation in Vorbereitung, Univ. Hamburg, 1999

[By85] J. Bystricky et al., A Proton and Neutron Beam Polarimeter at SATURNE II, Nucl. Instr. and Meth. A239 (1985) 131-138

[Da97] R. Daniel, Verbesserung der Datenspeicherung im EDDA-Experiment, Diplomarbeit, Univ. Bonn, März 1997

[Di94] O. Diehl, Steuerung, Überwachung und Dokumentation im EDDA-Experiment, Diplomarbeit, Univ. Bonn, 1994

[Di98] O. Diehl, Aufnahme und Auswertung elastischer Streudaten im EDDA-Experiment, Dissertation, Univ. Bonn, 1998

[Do97] F. Dohrmann, Ergebnisse des EDDA-Experiments zur elastischen Proton-Proton–Streuung und Studien zu deren Einfluß auf Streuphasenanalysen, Dissertation, Univ. Hamburg, 1997

[En93] H.P. Engelhardt, Die Ankopplung der Doppelhelix aus szintillierenden Fasern an die Photomultiplier des EDDA-Detektors, Diplomarbeit, Univ. Bonn, November 1993

[En98] H.P. Engelhardt, Bestimmung des COSY-Strahlimpulses während der Hochbeschleunigung sowie Einbau und Überwachung eines Vertexdetektors aus szintillierenden Fasern für das EDDA-Experiment, Dissertation, Univ. Bonn, 1998

[EvN] P.D. Eversheim, Prinzipielle Überlegungen zur Beschleunigung polarisierter Teilchen im COSY Ring, COSY Note 75

[Ev96a] P.D. Eversheim et al., The Polarized Ion-Source for COSY, Proc. of the 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics, Amsterdam (1996), 306.

[Ev96b] P.D. Eversheim, M. Altmeier, and O. Felden, The polarized atomic-beam target for the EDDA experiment and the time-revrsal invariance test at COSY, F. Bosch und P. Egelhof (Hrsg.) Proc. of 3rd International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings (STORI96), Bernkastel-Kues, Germany, September 30 - October 3, 1996, publ. Nucl. Phys. A 626 (1997) 117c

[Ev97] P.D. Eversheim et al., A Polarized Atomic-Beam-Target for COSY-Jülich, AIP 421 (1997) 419

[Fi71] D. Fick, Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen, B.I.-Hochschulskripten 755/755a, Bibliographisches Institut, Mannheim 1971

[Fr60] M. Froisssart, R. Stora, Nucl. Instr. Meth. 7 (1960), 267

[Ge94] R. Gebel, Die Entwicklung des Wasserstoffatomstrahlteils der Quelle polarisierter Protonen und Deuteronen und der Aufbau der Quelle für das Cooler Synchrotron COSY in Jülich, Dissertation, Univ. Bonn, 1994

[Ge97] R. Gebel, persönliche Mitteilung, FZ-Jülich, Nov. 1997

[Ge98] R. Gebel, persönliche Mitteilung, FZ-Jülich, Nov. 1997

[Gr93] R. Groß-Hardt, Simulation des EDDA-Detektors – erste Ergebnisse, Diplomarbeit, Univ. Bonn, 1993

[Gr96] A. Groß, Simulationsuntersuchungen zum EDDA-Experiment, Dissertation, I. Inst. f. Experimentalphysik der Univ. Hamburg, 1996

[Hae70] W. Haeberli, H.H. Barschall (ed.), The Madison Convention, in: Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Proc. of the Third International Symposium, Madison, 1970

[He95] S. Heider, Bestimmung des Azimtuwinkels im EDDA-Experiment, Diplomarbeit, Univ. Bonn, 1995

[Hi89] F. Hinterberger, Anregungsfunktionen im p-p-Stoß, Jül-Spez-489, Dezember 1989

[Hi97] F. Hinterberger, Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik, Springer Verlag, Heidelberg, 1997

[Hi98a] F. Hinterberger, persönliche Mitteilung, ISKP, Univ. Bonn, April 1998

[Hi98b] F. Hinterberger, New results from nn interaction, Proc. 13th International Symposium on High Energy Spin Physics, Protvino, Sept. 1998, published by World Scientific Singapore

[Ig96] M. Igelbrink, Konzept zur Streuphasenanalyse für das EDDA-Experiment, Diplomarbeit, I. Inst. f. Experimentalphysik der Univ. Hamburg, Feb. 1996

[Ja75] J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, Wiley & Sons Inc., New York, 1975

[Je95] M. Jeske, Test eines zylindrischen Detektors aus szintilliernedne Fasern, Diplomarbeit, Univ. Bonn, März 1998

[Ko94] Y. Kobayashi et al., Energy-dependent Measurement of the pp Elastic Analyzing Power and Narrow Dibaryon Resonances, Nucl. Instr. and Meth. A569 (1994) 791-820

[La92] U. Lahr, Ein Detektor zur Messung von Anregungsfunktionen der elastischen Proton-Proton Streuung an COSY, Dissertation, Univ. Bonn, Juli 1992

[Le80] C. Lechanoine, F. Lehar, F. Perrot, and P. Winternitz, Nuovo Cimento 56A (1980) 201

[Le86] S.Y. Lee, S. Tepikian, E.D. Courant, Particle Spin Tune in a Partially Excited Snake, AIP Conf. Press 145 (1986) 185

[Le93] C. Lechanoine-Leluc, and F. Lehar, Nucleon-Nucleon Elastic Scattering and Total Cross Sections, Rev. Mod. Phys. 65 (1993) 47

[Le98] C. Lechanoine, Direct Reconstruction os Scattering Amplitudes (oder so), Proc. 13th International Symposium on High Energy Spin Physics, Protvino, Sept. 1998, published by World Scientific Singapore

[Lee97] S.Y. Lee, Spin Dynamics and Snakes in Synchrotrons, Indiana University, Bloomington, USA, World Scientific, 1997

[Leh96a] A. Lehrach et al., Status of Polarized Beam at COSY, Proc. of the 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics, Amsterdam (1996), 416.

[Leh96b] A. Lehrach et al., Tuning of the COSY Telescopes, IKP Annual Report 1996, Bericht des Forschungszentrums Jülich Jül-3365, 228

[Leh97] A. Lehrach, Erarbeitung und Umsetzung eines Konzepts zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY, Dissertation, FZ-Jülich, Dez. 1997

[Leh98a] A. Lehrach et al., Suppressing Intrinsic Spin Harmonics at the Cooler Synchrotron COSY, FZ-Jülich, 1998

[Leh98b] A. Lehrach et al., private Mitteilung, FZ-Jülich, November 1998

[Li96] J. Lindlein, Die Überwachung der Außenschale des EDDA-Detektors mit einem Laser-Monitorsystem, Diplomarbeit, Univ. Hamburg, 1996

[Li98] T. Lindemann, Einfluß der Innenschale des EDDA-Detektors auf die Winkelauflösung und Vertexrekonstruktion, Diplomarbeit, Univ. Hamburg, 1998

[Li99] J. Lindlein, Dissertation in Vorbereitung, Univ. Hamburg, 1999

[Ma97] R. Maier, Cooler Synchrotron COSY Performance and Perspectives, Nucl. Inst. and Meth. A 390 (1997) 1

[McN85] M.W. McNaughton et al. The p-C Analyzing Power between 100 and 750 MeV
NIM A241 (1985) 435-440

[Mo91] F. Mosel, Die Eignung von Polypropylenfasern als Target im internen COSY-Strahl, Diplomarbeit, Univ. Bonn, Juni 1991

[Mo94] F. Mosel, Ein internes Wasserstofftarget für Speicherringexperimente, Dissertation, Univ. Bonn, Dezember 1994

[No98] D.V. Novinsky, The contribution of the processes of elastic, quasielastic and inelastic interactions into analyzing scattering of polarized proton with energy 700 - 1600 MeV on carbon, Proc. 13th International Symposium on High Energy Spin Physics, Protvino, Sept. 1998, published by World Scientific Singapore

[Oh73] G.G. Ohlsen and P.W. Keaton, Jr., Techniques for Measurement of Spin-$\frac{1}{2}$ and Spin-1 Polarization Analyzing Tensors, NIM 109 (1973) 41-59

[PDD96] Particle Data Group, Particles and Fields, Review of Particle Properties, Phys. Rev. D 54 (1996) 1-I

[Pr90] Press, William H.; Flannery, Brian P., Numerical recipes: The art of scientific computing, Cambridge UP, 1990

[Pr91] B.v. Przewoski, H.O. Meyer, W. Haeberli et al., Absolute measurement od the p+p analyzing power at 183 MeV, Phys. Rev. C 44 (1991) 44

[Ra82] R.D. Ransome et al., Measurement of the p-C Analyzing Power between 100 and 750 MeV and the p-Be Analyzing Power at 780 MeV, NIM 201 (1982) 315-321

[Ra96] D. Rapin, persönliche Mitteilung, Université de Genève, Juli 1996

[Ro94] U. Roß, Simulationen zum EDDA-Experiment mit GISMO und MICRES, Diplomarbeit, Univ. Bonn, 1994

[Roh94] H. Rohdjeß, O. Diehl, Offline Analysis, Θ-Reconstruction, EDDA Internal Report 94-02, ISKP, Univ. Bonn, September 1994

[Roh95] H. Rohdjeß, Determining COSY Beam Parameters from Elastic Proton–Proton Scattering, EDDA Internal Report 95-04, ISKP, Univ. Bonn, Dezember 1995

[Ro97] H. Rohdjeß, persönliche Mitteilung, ISKP, Univ. Bonn, Sept. 1997

[Roh98] H. Rohdjeß, New results fromm nn interaction, Proc. Baryons 98, Bonn, September 1998

[Ros89] T. Roser, Properties of Partially Excited Siberian Snakes, AIP Conf. Press 247 (1989) 1442

[Ros98] T. Roser, Acceleration of Polarized Proton Beams, Proc. 13th International Symposium on High Energy Spin Physics, Protvino, Sept. 1998, published by World Scientific Singapore

[Sc91] F. Schwandt, Konzeption, Aufbau und Test des Triggersystems für das EDDA-Experiment, Diplomarbeit, Univ. Bonn, 1991

[Sc95] F. Schwandt, Datenaufnahme und Datenanalyse im EDDA-Experiment, Dissertation, Univ. Bonn, 1995

[Sc96a] F. Schwandt, H. Rohdjeß, YODA Users Guide, ISKP, Univ. Bonn, ständig aktualisiert

[Sc96b] V. Schwarz, Measurement of COSY Beam Polarization, EDDA Internal Report, ISKP, Univ. Bonn, Okt. 1996

[Sc98a] W. Scobel and F. Dohrmann for the EDDA collaboration, Excitation Functions of Proton-Proton Elastic Scattering at Intermediate Energies, Nucl. Phys. A 631 (1998) 426c-430c

[Sc98b] V. Schwarz, Bestimmung der COSY-Strahlpolarisation mit dem EDDA-Detektor im Impulsbereich von 1 100 MeV/c bis 2 700 MeV/c, EDDA Report 04/98, ISKP, Univ. Bonn, April 1998

[Sc98c] V. Schwarz, EDDA as internal high-energy polarimeter, Proc. 13th International Symposium on High Energy Spin Physics, Protvino, Sept. 1998, published by World Scientific Singapore

[Th27] L.H. Thomas, Phil. Mag. 3 (1927) 1

[Th96] S. Thomas, Datenauswertung mit einem zylindrischen Hodoskop aus szintillierenden Fasern, Diplomarbeit, Univ. Bonn, Dezember 1996

[Tr95] H.J. Trelle, Präparation und Steuerung von Feststofftargets im EDDA-Experiment, Diplomarbeit, Univ. Bonn, Juni 1995

[Tr98] H.J. Trelle, persönliche Mitteilung, Univ. Bonn, Juni 1995

[Wa78] G. Waters, D.V. Bugg et al., A Polarimeter for Nucleons between 100 and 500 MeV, NIM 153 (1978) 401-408

[We97] E. Weise, Simulationsrechnung zur elastischen Streuung polarisierter Protonen, Diplomarbeit, Univ. Bonn, 1997

[We98] A. Wellinghausen, Dissertation, Univ. Hamburg, Dezember 1998

[We99] E. Weise, Dissertation in Vorbereitung, Univ. Bonn, 2000

[Wi94] W. Wiedmann, Ein zylindrischer Detektor aus szintillierenden Fasern und erste Messungen zum EDDA-Experiment an COSY, Dissertation, Univ. Bonn, Juli 1994

[Wo96] K. Woller, Die Außenschale des EDDA-Detektors, Dissertation, Univ. Hamburg, Feb. 1996

[Zi93] R. Ziegler, Szintillierende Fasern und Photomultiplier für den EDDA-Detektor, Diplomarbeit, Univ. Bonn, 1993

[Zi98] R. Ziegler, Die Innenschale des EDDA-Detektors und Messungen zur elastischen Proton-Proton-Streuung, Dissertation, Univ. Bonn, 1998

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere bei

Herrn Prof. Dr. R. Maschuw für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Strahlen- und Kernphysik durchführen zu können,

Herrn Prof. Dr. F. Hinterberger für seine ständige Diskussionsbereitschaft und vielfältige Unterstützung,

Herrn Priv. Doz. Dr. P.D. Eversheim für die Übernahme des Referats und viele wertvolle Hinweise,

Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff und Herrn Dr. H. Rohdjeß für viele Anregungen, Vorschläge und die gewährte Unterstützung,

den Mitgliedern der EDDA-Kollaboration für die gute Zusammenarbeit und die gute Arbeitsatmosphäre, insbesondere: M. Busch, K. Büßer, L. Demirörs, Dr. O. Diehl, Dr. H.P. Engelhardt, Dr. O. Felden, R. Groß-Hardt, M. Jeske, T. Lindemann, J. Lindlein, S. Thomas, H. J. Trelle, E. Weise, Dr. R. Ziegler,

den Mitarbeitern der Beschleunigeranlage COSY, insbesondere Herrn Prof. Dr. R. Maier, Herrn Dr. D. Prasuhn für ihr Vertrauen in meine Analysen und Herrn Dr. A. Lehrach für viele klärende Diskussionen,

dem Graduiertenkolleg „Die Erforschung subnuklearer Strukturen der Materie" für die auf vielfältige Art gewährte Förderung.

Furthermore, I would like to thank all members of the optics lab at Yonsei University for their kind hospitality and rigorous support during my visit to Seoul for the KOSEF/DAAD Summer Institute Program 1997, especially I would like to mention Prof. Dr. Ung Kim, Prof. Seung-Han Park (Ph.D.), Young-Nam Hwang (Ph.D.) and Jong-Bum Nah (M.Sc.).

Natürlich wäre die Anfertigung dieser Arbeit ohne die nachhaltige Unterstützung durch meine Familie und Freunde nicht möglich gewesen. Allen und insbesondere meiner Frau und meinen Eltern möchte ich hierfür ganz herzlich danken. Ebenso bin ich meinen Großeltern und meinen Großonkeln für richtungsweisende Gespräche vor und nach ihrer Emeritierung sehr zu Dank verpflichtet.

Lebenslauf

Volker Schwarz

Geburtsdatum	16. Februar 1970
Geburtsort	Hamburg
Familienstand	verheiratet, keine Kinder
Staatsangehörigkeit	Deutscher
August 1976 – Mai 1980	Grundschule in Bonn
August 1980 – Mai 1989	Helmholtz-Gymnasium Bonn
8. Mai 1989	Abitur
August 1989 – Oktober 1990	Zivildienst
Oktober 1990 – Januar 1996	Studium der Physik an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn
17. Januar 1996	Abschluß des Physikstudiums
Titel der Diplomarbeit	„LED-Monitorsystem für einen ortsauflösenden Detektor aus szintillierenden Fasern "
seit Februar 1996	Promotion in Physik an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn
Februar 1996 – Dezember 1997	Stipendiat des Graduiertenkollegs „Erforschung der subnuklearen Struktur der Materie"
seit Januar 1998	Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Universität Bonn