Anregungsfunktionen der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton-Streuung

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr.rer.nat)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

Bonn

vorgelegt von

Eric Weise

aus Kiel

Bonn 2000

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

1. Referent: Prof. Dr. Frank Hinterberger
2. Referent: Prof. Dr. Rudolf Maier
Tag der Promotion: 26. Oktober 2000

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1 Einleitung

Nur wenige physikalische Fragestellungen haben die Physik so beschäftigt wie das Verständnis der starken Wechselwirkung. Insbesondere die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung wurde seit dem Beginn der Kernphysik experimentell wie theoretisch intensiv untersucht. Diese Untersuchungen waren zunächst auf niedrige Energien beschränkt, aber mit der zunehmenden Beschleunigerentwicklung wurden auch Experimente im GeV und Multi-GeV Bereich möglich.

Bereits 1935 schlug Yukawa ein Modell vor, in dem die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung durch den Austausch massiver Teilchen – analog zum Photonenaustausch in der elektromagnetischen Wechselwirkung – beschrieben wird. Das 1946 enteckte Pion mit einer Masse von etwa 140 MeV/c^2 konnte dann auch als Austauschteilchen der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung identifiziert werden. Mit diesem OPE[1]-Modell [TNS51] versuchte man daraufhin die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung allein mit dem Pionenaustausch zu beschreiben. Tatsächlich aber erlaubt es nur die korrekte Beschreibung der langreichweitigen Region ($>$ 2 fm) der Wechselwirkung.

In den 50er Jahren war aber auch die Entwicklung rein phänomenologischer, nichtrelativistischer Potentiale (z.B. [HJ62, Rei68]) sehr erfolgreich. Diese konnten viele Eigenschaften der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung quantitativ beschreiben, da sie auf den generellen Invarianzprinzipien[2] aufbauten und Eigenschaften der Wechselwirkung wie z.B. die Tensor- oder Spin-Bahn-Kraft schon im Ansatz beinhalteten.

Erst in den 60er Jahren führte die Entdeckung der schweren Mesonen (speziell der Vektormesonen ρ und ω) zur Entwicklung des OBE[3]-Modells, welches auch die kurzreichweitige Wechselwirkung und die Spin-Bahn-Kraft beschreibt. Die Weiterentwicklung des Mesonenaustauschmodells in den 70er und 80er Jahren führte schließlich zu Modellen, die mit sehr wenigen freien Parametern die experimentellen Daten gut beschreiben. Dies sind z.B. mit einem dispersionstheoretischen Ansatz das Paris-Potential [Lac80, Vin80] und mit einem feldtheoretischen Ansatz das Bonn-Potential [MHE87]. Speziell das Bonn-Potential zeigt, daß unter Verwendung des Mesonenaustauschbildes, der heute etablierten Theorie der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bei niedrigen Energien, die Nukleon-Nukleon-Streudaten bis etwa 0.3 GeV perfekt beschrieben werden können.

[1] One Pion Exchange
[2] Galilei-, Rotations-, Paritäts- und Zeitumkehrinvarianz
[3] One Boson Exchange

Bei mittleren Energien, d.h. oberhalb von 0.3 GeV, beginnen inelastische Reaktionen zunehmend eine Rolle in der Nukleon-Nukleon-Streuung zu spielen. Bislang können Meson-Austauschmodelle die Nukleon-Nukleon-Streudaten bis etwa 1 GeV zwar qualitativ relativ gut beschreiben (siehe z.B. [Els88, Gre79, LLA93]), berücksichtigen aber nicht alle im Rahmen des Mesonenaustauchbildes möglichen Beiträge.

Weiterhin beginnen bei mittleren Energien die an Streuprozessen beteiligten Nukleonen zu überlappen. Bei der Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Mesonenaustauchbild muß dann die innere Struktur der Teilchen berücksichtigt werden, was heutzutage nur phänomenologisch durch Formfaktoren erfolgt.

Die Entdeckung der Quarks[4] als Konstituenten der Mesonen und Hadronen begründete dann das heutige Standardmodell der starken Wechselwirkung: die Quantenchromodynamik (QCD) mit den Gluonen als Austauschteilchen zwischen den Quarks. Die QCD beschreibt alle Prozesse mit großem Impulsübertrag mit beeindruckender Genauigkeit und hat bisher alle experimentellen Tests bestanden.

Im Gegensatz zum Photon der Quantenelektrodynamik tragen die Gluonen allerdings ebenfalls (Farb-)Ladung und können untereinander wechselwirken. Dies hat weitreichende Konsequenzen für den Bereich niedriger Energien: Die Selbstwechselwirkung der Gluonen macht eine direkte Berechnung der Vorhersagen der QCD im niederenergetischen Bereich der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung praktisch unmöglich. Die effektive Kopplung der Quarks steigt mit deren Abstand an und führt so zu dem Phänomen des Farbeinschlusses (Confinement), das eine Beobachtung freier Quarks verbietet.

Im Hinblick auf den großen Erfolg der QCD bei hochenergetischen Prozessen stellt sich die Frage, wie die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung mit ihrer Beschreibung durch Mesonenaustauschmodelle aus den fundamentalen Eigenschaften der Quarks und Gluonen hervorgeht. Diese Frage kann bis heute nicht befriedigend beantwortet werden. Die sogenannten QCD-inspirierten Modelle, wie z.B das Bag-Modell[5] [Cho74, Tho84] oder „effektive“ Feldtheorien, die die näherungsweise chirale Symmetrie der QCD-Lagrangedichte berücksichtigen, können nur einzelne Aspekte der niederenergetischen starken Wechselwirkung beschreiben: z.B. erlaubt das Bag-Modell die Berechnung des Anregungsspektrums von Baryonen aber nur eingeschränkt die Berechnung von Streuprozessen.

Im Rahmen von QCD-inspirierten Modellen wurde auch die Existenz exotischer, farbneutraler Zustände jenseits der bekannten Baryonen, Mesonen und deren Bindungszustände, vorhergesagt. Zu dieser Klasse gehöhren z.B. die Dibaryonen, deren Bildung als farbneutrale Resonanzen aus sechs Quarks in der QCD nicht verboten ist. Dibaryonen

[4]Die Quarks wurden 1964 von M.Gell-Mann and Y.Ne'emann postuliert [GN64].

[5]Das Bag-Modell beschreibt das Confinement durch einen Potentialtopf, in dem sich die Quarks praktisch frei bewegen können.

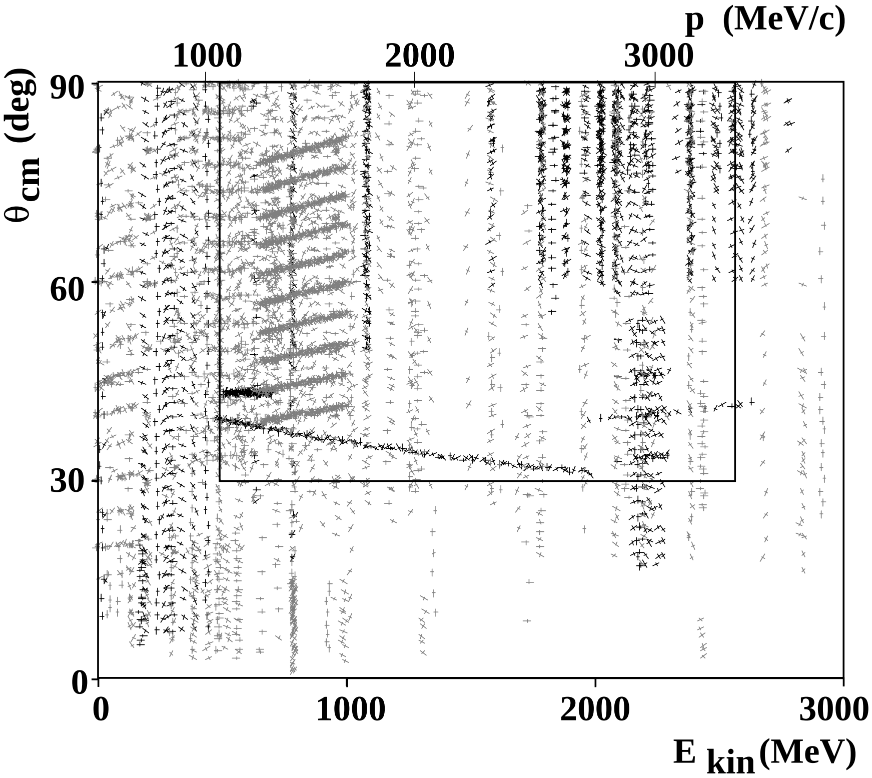

Abbildung 1.1: *Darstellung des Weltdatensatzes der Analysierstärke von 1999 [Arn99]. Das Rechteck stellt den EDDA zugänglichen Winkel- und Energiebereich dar.*

werden im Rahmen mehrerer Modelle vorhergesagt, z.B. von Jaffe [Jaf77, Jaf78] im Rahmen des MIT-Bag-Modells, aber auch im Rahmen anderer Bag-Modelle [Lom82, GLL87] oder im Skyrme-Modell [Bal84]. Die Modellrechnungen sagen sie mit Massen zwischen 2.1 und 3 GeV vorher. Von der Untersuchung dieser Zustände erhofft man sich neue Erkenntnisse über den Mechanismus des Confinement. Trotz intensiver Suche[6] in elastischen und inelastischen Kanälen gibt es bis heute keinen zweifelsfreien Beweis für die Existenz dibaryonischer Zustände.

Das Ziel des EDDA[7]-Experimentes ist die präzise Vermessung von Observablen der elastischen Proton-Proton-Streuung in dem von COSY[8] abgedeckten Energiebereich (bis 2.5 GeV kinetische Energie, 3300 MeV/c Strahlimpuls). Aufgrund der einfachen experimentellen Bedingungen ist diese Reaktion sehr gut geeignet zum Studium der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Der EDDA zugängliche Energiebereich ermöglicht dabei spezi-

[6]Übersichtsartikel siehe [HY80, Kro85, Yok85, Yok90, Set84, Set88, Roh00a].
[7]Elastic Dibaryons Dead or Alive
[8]COoler SYnchrotron

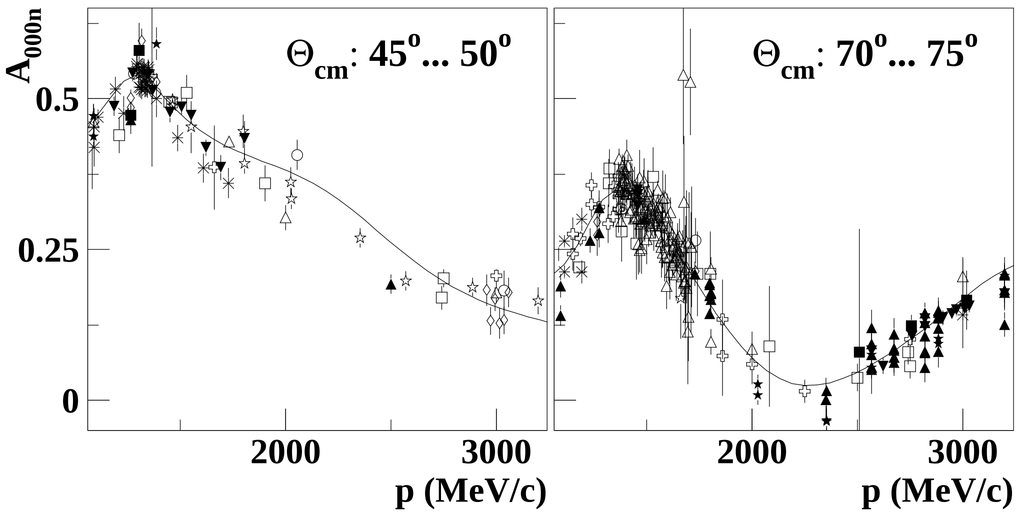

Abbildung 1.2: *Zwei Anregungsfunktionen der Analysierstärke aus dem Weltdatensatz von 1999 [Arn99] für zwei Azimutwinkelintervalle. Die durchgezogenen Linien entstammen der Lösung SP99 [Arn99] der Streuphasenanalysen des Weltdatensatzes von 1999.*

ell eine Untersuchung der kurzreichweitigen Komponente (< 1 fm) der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und damit der Rolle des ω-Mesons im Mesonaustauschbild.

Betrachtet man den Weltdatensatz der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton-Streuung (Abbildungen 1.1 und 1.2), so zeigen sich z.B. im Bereich mittlerer Energien bzw. Impulse große Lücken in den Anregungsfunktionen und Inkonsistenzen zwischen verschiedenen Datensätzen. Dies gilt auch für den spin-gemittelten, differentiellen Wirkungsquerschnitt und für andere Polarisationsobservable, insbesondere die Korrelationsparameter.

Neben der Verbesserung der Datenbasis für Streuphasenanalysen ist die von EDDA angestrebte bzw. schon erreichte kontinuierliche Abdeckung des Energiebereiches geeignet zur Suche nach möglichen resonanten Strukturen im Massenbereich von 2.2 bis 2.9 GeV und die Angabe belastbarer oberer Grenzen für die Elastizität Γ_{el}/Γ bei fehlender Evidenz [Roh00a].

Die Stärke des experimentellen Ansatzes des EDDA-Experimentes ist die Messung von Anregungsfunktionen über einen großen Winkelbereich (ca. 35° bis 90° im Schwerpunktsystem) mit einer konsistenten Normierung. EDDA zugänglich sind dabei mehrere Observable der elastischen Proton-Proton-Streuung:

der **differentielle Wirkungsquerschnitt**: die Messung und Auswertung der Daten ist abgeschlossen, die Ergebnisse sind teilweise veröffentlicht [Alb97], die **Analysiertärke**: Auswertung der Messungen in Kapitel 5 dieser Arbeit und in der Dissertation von K.Büsser [Büs99]. Die Ergebnisse sind veröffentlicht [Alt00].

und drei **Spinkorrelationsparameter**: die Messungen sind noch nicht abgeschlossen, eine erste vorläufige Auswertung [Bau00] eines Teils der Daten wird in Kapitel 7 präsentiert.

Die beiden Schwerpunkte dieser Arbeit sind zum einen die Entwicklung eines Verfahrens zur präzisen Bestimmung der Reaktionsvertizes und zum anderen dessen Anwendung zur Bestimmung der Analysierstärke A_{000n} der elastischen Proton-Proton-Streuung. Weiterhin wird ein Verfahren zur schnellen Bestimmung der Polarisation des COSY-Strahls entwickelt. Dazu sind Messungen der effektiven Analysierstärken von CH_2 und C durchgeführt worden. Abschließend werden erste Ergebnisse der Strahlzeit Mai/Juni 2000 vorgestellt. Unter Anwendung des Verfahrens zur schnellen Bestimmung der Polarisation wurde von dem COSY-Team eine Maschineneinstellung des Cooler Synchrotrons COSY gefunden, bei der die Strahlpolarisation zwischen Injektion und Endenergie weitestgehend erhalten bleibt. Damit wurden erste Messungen der Spinkorrelationsparameter der elastischen Proton-Proton-Streuung durchgeführt.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

Kapitel 2 beschreibt den Aufbau des EDDA-Detektors und gibt einen kurzen Überblick über das Datenaufnahmesystem.

In **Kapitel 3** wird die Datenanalyse vorgestellt, wobei der Schwerpunkt auf dem kinematischen Fit unter gleichzeitiger Bestimmung des Reaktionsvertex liegt.

Kapitel 4 gibt einen kurzen Abriß der Grundlagen der Streutheorie und stellt die gemessenen Observablen vor.

Kapitel 5 behandelt die Methode und die Ergebnisse der Messungen der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton-Streuung.

In **Kapitel 6** wird eine Methode zur schnellen Messung der Strahlpolarisation mit dem EDDA-Detektor vorgestellt.

Kapitel 7 schließt dann mit einem Ausblick auf die bereits begonnene Messung der Spinkorrelationsparameter.

2 Das EDDA-Experiment

EDDA ist als Experiment mit einem internen Target an der Beschleuniger-Anlage COSY im Forschungszentrum Jülich aufgebaut. COSY kann unpolarisierte und senkrecht zur Strahlebene polarisierte Protonenstrahlen mit hoher Impulsauflösung ($\Delta p/p \leq 5 \times 10^{-4}$) zur Verfügung stellen. Der dem EDDA-Experiment zugängliche Energiebereich ist 0.5 GeV bis 2.5 GeV kinetische Energie. Zusammen mit dem polarisierten Atomstrahltarget können beide Protonen im Eingangskanal polarisiert werden.

EDDA verwendet ein internes Target, d.h. das Target wird während der Hochbeschleunigung direkt dem rezirkulierenden Protonenstrahl ausgesetzt. Diese Methode hat den Vorteil, daß in jedem Beschleunigungszyklus eine komplette Anregungsfunktion gemessen werden kann. Dadurch werden viele Fehler, die beim separaten Messen verschiedener Energien auftreten können, vermieden. Die notwendige Statistik wird durch Mittelung über viele Zyklen erreicht.

Ein weiterer Vorteil eines internen Experimentes ist die Möglichkeit, ein sehr sauberes Wasserstofftarget mit hoher Polarisation zu verwenden. Realisiert ist dies durch ein Atomstrahltarget, welches bis zu 85 % Peak-Polarisation erreicht. Obwohl dieses Target naturgemäß eine sehr geringe Targetflächendichte (ca. $2 \times 10^{11}/\mathrm{cm}^2$) aufweist, werden befriedigende Luminositäten in der Größenordnung von $10^{28}/\mathrm{cm}^2/\mathrm{s}$ während der Messungen erreicht. Dies wird durch die hohen Strahlströme aufgrund des Rezirkuliereffektes erreicht. Strahlfüllungen von bis zu 3×10^{10} Protonen in COSY, die mit ungefähr 1.5 MHz rezirkulieren, entsprechen einem Strahlstrom von 4.8 mA.

2.1 Beschreibung des Detektors

Den Aufbau des Detektors zeigt die Abbildung 2.1. Der zirkulierende Protonenstrahl kommt von links unten und trifft das Target. Im Fall der unpolarisierten Messungen oder der schnellen Bestimmung der Polarisation des COSY-Strahls (siehe Kapitel 6) ist dies ein dünnes Polypropylen- oder Kohlenstoff-Fädchen. Als polarisiertes Target kommt an derselben Stelle das Atomstrahltarget zum Einsatz.

Der Detektor deckt ca. 85 % des vollständigen Raumwinkels für elastische Proton-Proton-Streuung ab. Der Aufbau ist zweischalig, wobei sowohl die Außenschale, bestehend aus Ring-, Faserring- und Stablage (siehe Abbildung 2.1), als auch die Innenschale dazu dienen, die Durchstoßpunkte der geladenen Teilchen eines Streuereignisses zu bestimmen [Die98]. Eine Vermessung von Impuls oder Energie der Ejektile ist mit dem

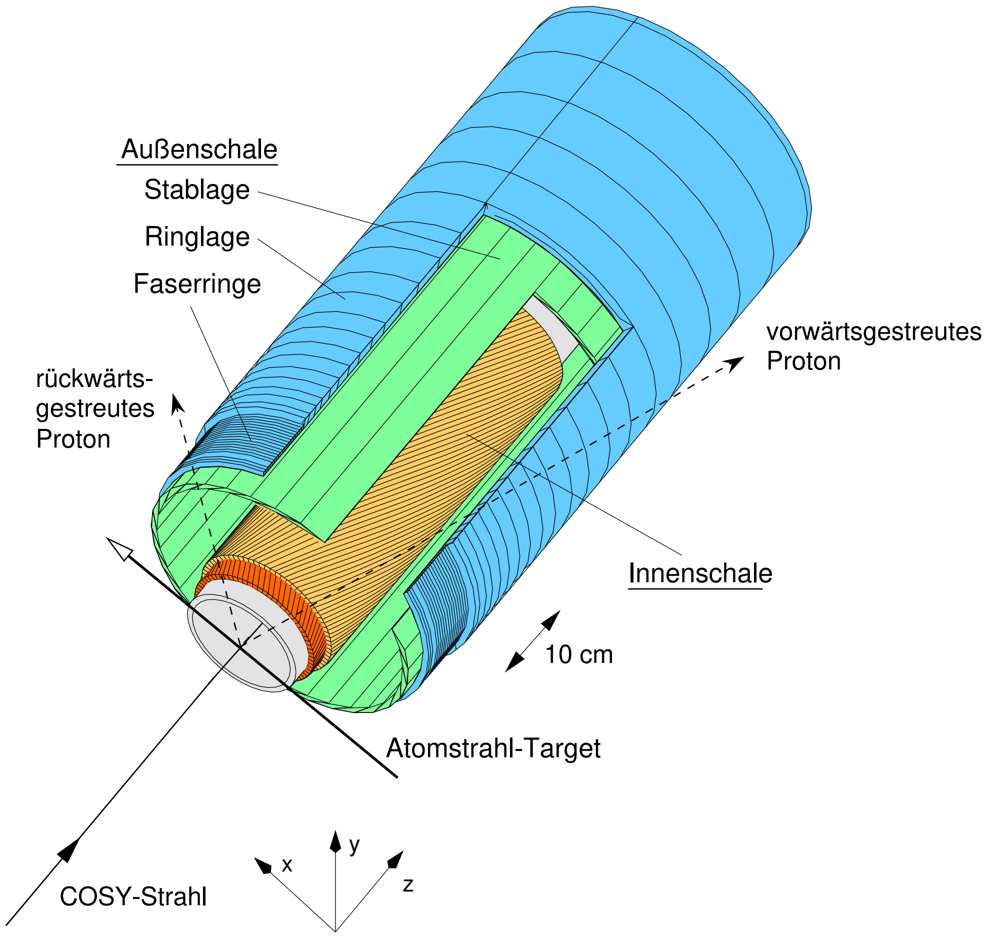

Abbildung 2.1: *Schema des EDDA-Detektors und eines Streuereignisses. Der Detektor setzt sich aus zwei zylinderförmigen Schalen (Außen- und Innenschale) zusammen, mit denen die Trajektorien der gestreuten Protonen (gestrichelte Linien) bestimmt werden.*

EDDA-Detektor nur sehr grob über die differentiellen Energieverluste und Flugzeiten der Teilchen möglich.

Die Außenschale setzt sich aus stab- und halbringförmigen Szintillatoren zusammen [Wol96]. Die Stablage besteht aus 32 überlappenden Szintillatorstäben [Bol92, Wol96], die der Bestimmung des Azimutwinkels dienen. Außerhalb schließt sich die Ringlage aus 2×29 Halbringen an [Wol92, Wol96], die entsprechend die Bestimmung des Polarwinkles ermöglicht. Die Breite der Halbringe ist so dimensioniert, daß sie vom Targetpunkt aus gesehen etwa gleich große Polarwinkelbereiche im Schwerpunktsystem abdecken. Dadurch sind die ersten neun Halbringpaare so schmal, daß sie nicht aus massiven Szintillatoren, sondern aus szintillierenden Fasern aufgebaut sind [Doh93, Wel95]. Durch die Wahl der Geometrie der Detektorelemente wird ein Überlapp jeweils benachbarter Szintillatoren erreicht. Die Winkelauflösung kann dadurch weit über die durch die Geometrie gegebene Granularität hinaus erhöht werden [Bis93]. Hierzu stellt man fest, wie sich der Energieverlust eines Teilchens auf benachbarte Detektorelemente aufteilt. Man erhält so eine Auflösung von ca. $\Delta\theta \approx 1^\circ$ bzw. $\Delta\Phi \approx 1.9^\circ$ (Schwerpunktsystem, FWHM) [Die98, Wel95].

Bei Messungen mit dem Fädchentarget ist der Reaktionsvertex durch den Strahlfleck auf dem dünnen Fädchen hinreichend genau bekannt. Mit Hilfe der Durchstoßpunkte durch die Außenschale können dann die Trajektorien der gestreuten Protonen bestimmt werden. Dieses Verfahren ändert sich, sobald das Atomstrahltarget zum Einsatz kommt. Hier ist die Wechselwirkungszone wesentlich ausgedehnter (um ca. einen Faktor 10^3), so daß die Bestimmung des Vertexpunktes erforderlich wird. Aus den Durchstoßpunkten von Innen- und Außenschale lassen sich Vertex und Trajektorien der gestreuten Protonen bestimmen [Zie98, Tho96]. Die Innenschale besteht aus 640 szintillierenden Fasern, die in vier helixartig gewundenen Schichten angeordnet sind [Zie98, Alt99]. Die Ortsauflösung basiert hier allein auf der feinen Granularität.

2.2 Das Atomstrahltarget

Das zur Messung der Polarisationsobservablen verwendete Atomstrahltarget (abgekürzt ABT, für Atomic Beam Target; Abbildung 2.2) liefert einen Strahl kernspinpolarisierter

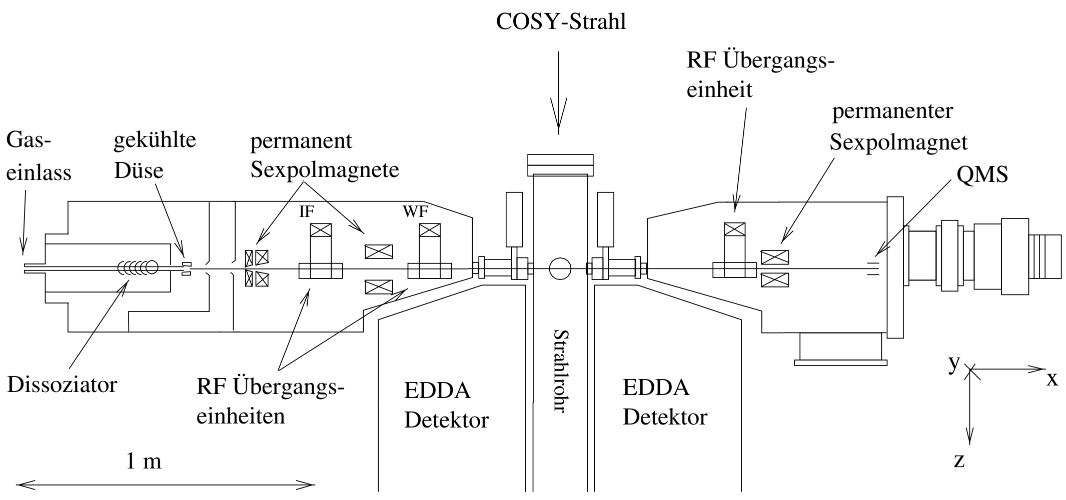

Abbildung 2.2: *Schematischer Aufbau des Atomstrahltargets. Erläuterungen siehe Text.*

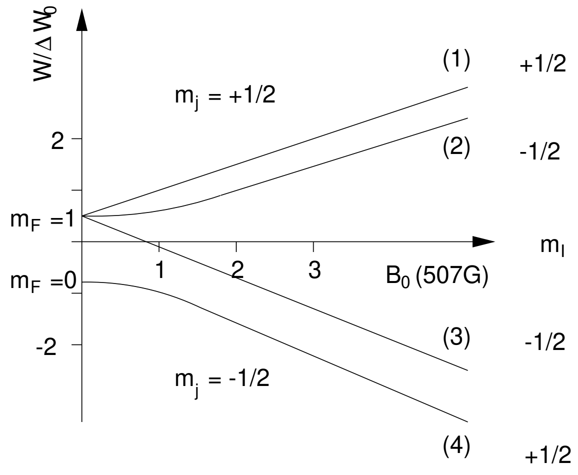

Abbildung 2.3: *Breit-Rabi-Diagramm des Wasserstoffs. Erläuterungen siehe Text.*

Wasserstoff-Atome [Eve96, Alt98, Fel98]. Zur Erzeugung des Atomstrahls wird gasförmiger, molekularer Wasserstoff in einer Hochfrequenzentladung in einzelne Atome dissoziiert, die dann durch eine ca. 30 K kalte Düse in Richtung der Targetregion austreten. Der zunächst unpolarisierte Strahl gelangt darauf in eine erste Stern-Gerlach Sextupol-Einheit. Hier werden die Atome mit Hüllenspin $m_j = -1/2$ defokussiert. In der nachfolgenden Übergangseinheit wird eine Umbesetzung der Atome aus Zustand (2) (Abbildung 2.3) in den unbesetzten Zustand (4) bewirkt. Eine zweite Stern-Gerlach-Einheit lenkt nun wiederum alle Teilchen mit Hüllenspin $m_j = -1/2$ aus der Strahlachse heraus. Letztendlich bleiben damit nur Atome des Zustandes (1) übrig und werden in die Wechselwirkungszone des COSY-Strahlrohres fokussiert.

Die gewünschte Ausrichtung des Kernspins in der Targetregion erfolgt dann adiabatisch durch magnetische Haltefelder, die von Spulen außerhalb des Strahlrohres erzeugt werden. Auf der gegenüberliegenden Seite der Targetregion tritt der Strahl in den Beam-Dump ein. Das hier installierte Quadrupol-Massen-Spektrometer in Kombination mit einer Breit-Rabi-Anordnung erlaubt die Bestimmung und Überwachung der Polarisation des Atomstrahls.

Der so präparierte Atomstrahl hat in der Targetregion eine Breite von ca. 12 mm (FWHM) und eine nutzbare Flächendichte von ca. $2 \times 10^{11}\mathrm{cm}^{-2}$. Die Polarisation des polarisierten Atomstrahls liegt bei 85 %. Die für die Messung nutzbare, sogenannte effektive Polarisation ist jedoch die über das verwendete Targetvolumen gemittelte Polarisation, und liegt wegen des im Strahlrohr vorhandenen Restgases von unpolarisiertem Wasserstoff typischerweise bei 60 bis 65 %.

2.3 Die Kinematik der elastischen pp-Streuung

Die elastischen Streuereignisse werden primär durch ihre eindeutige Kinematik identifiziert. Im Schwerpunktsystem der elastischen pp-Streuung werden die Protonen unter einem Winkel von 180° zueinander gestreut (Abbildung 2.4). Unter Bezug auf die rekonstruierte Flugrichtung des 1. Protons repräsentiert α die Winkelabweichung des 2. Protons im Schwerpunktsystem gegenüber 180°. Dieses sogenannte kinematische Defizit α wird als Kriterium zur Identifikation elastischer pp-Ereignisse und zur Abschätzung des nicht-elastischen Untergrundes verwendet. Für zwei elastisch gestreute Protonen sollte α den Wert Null annehmen. Dies läßt sich in zwei Gleichungen ausdrücken:

	Schwerpunktsystem	*Laborsystem*	
Koplanarität:	$\|\Phi_1^* - \Phi_2^*\| = 180°$	$\|\Phi_1 - \Phi_2\| = 180°$	(2.1)
Kinematische Korrelation :	$\theta_1^* + \theta_2^* = 180°$	$\tan\theta_1 \tan\theta_2 = \frac{1}{\gamma_{\mathrm{cm}}^2}$	(2.2)

Hierbei sind die mit einem * indizierten Winkel die Streuwinkel im Schwerpunktsystem[1]. γ_{cm} ist der Lorentz-Faktor des Schwerpunktsystems im Labor.

In der Realität werden die für die Teilchen 1 und 2 gemessenen Winkel $\Phi_{1,2}$ und $\theta_{1,2}$ bzw. $\Phi_{1,2}^*$ und $\theta_{1,2}^*$ diese Korrelationen jedoch nie zu 100 % erfüllen. Dies liegt zum einen an der begrenzten Winkelauflösung realer Detektoren und andererseits werden die Ejektile eines elastischen Proton-Proton-Streuereignisses durch Kleinwinkelstreuung im Detektormaterial aus ihrer ursprünglichen Flugbahn abgelenkt. Bei nicht-elastischen Reaktionen zwischen Target- und Strahlprotonen sind die Winkel der Ejektile natürlich nicht mehr an die Gleichungen (2.1) und (2.2) gebunden.

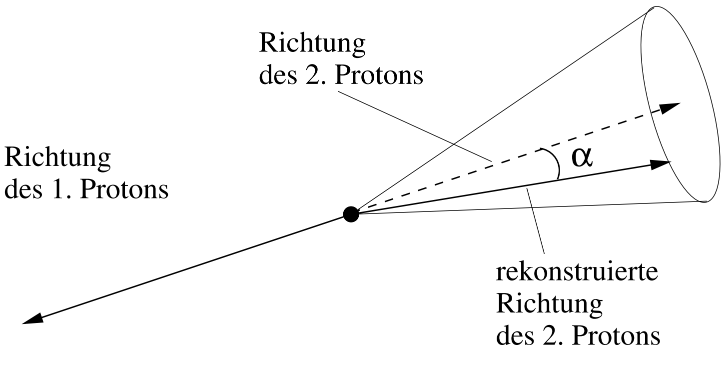

Abbildung 2.4: *Definition des kinematischen Defizites α im Schwerpunktsystem. (Erläuterung siehe Text)*

[1]Für die Azimutwinkel gilt $\Phi \equiv \Phi^*$ und für die Polarwinkel $\tan\frac{\theta^*}{2} = \gamma_{\mathrm{cm}} \tan\theta$

2.4 Das Datenaufnahmesystem

Die Aufgabe der Datenaufnahme ist es, die Rohsignale des Detektors nutzbar zu machen. Dazu werden diese zunächst digitalisiert und die verschiedenen, zu einem physikalischen Ereignis gehörenden Einzeldaten zusammengefaßt. Schließlich werden die Daten auf einem Massenspeichermedium abgelegt. Das Datenaufnahmesystem erlaubt es, ca. 1000 Ereignisse pro Sekunde zu verarbeiten. Um den Untergrund der nicht-elastischen Ereignisse zu unterdrücken, wird durch den sogenannten „Trigger" eine grobe Selektion der Ereignisse vorgenommen. Dabei werden die Signale der einzelnen Ereignisse auf Koplanarität, Gleichung (2.1), und kinematische Korrelation, Gleichung (2.2), hin überprüft und bei hinreichend guter Übereinstimmung gespeichert. Die endgültige Identifikation elastischer Streuereignisse erfolgt dann aber erst in der Offline-Analyse.

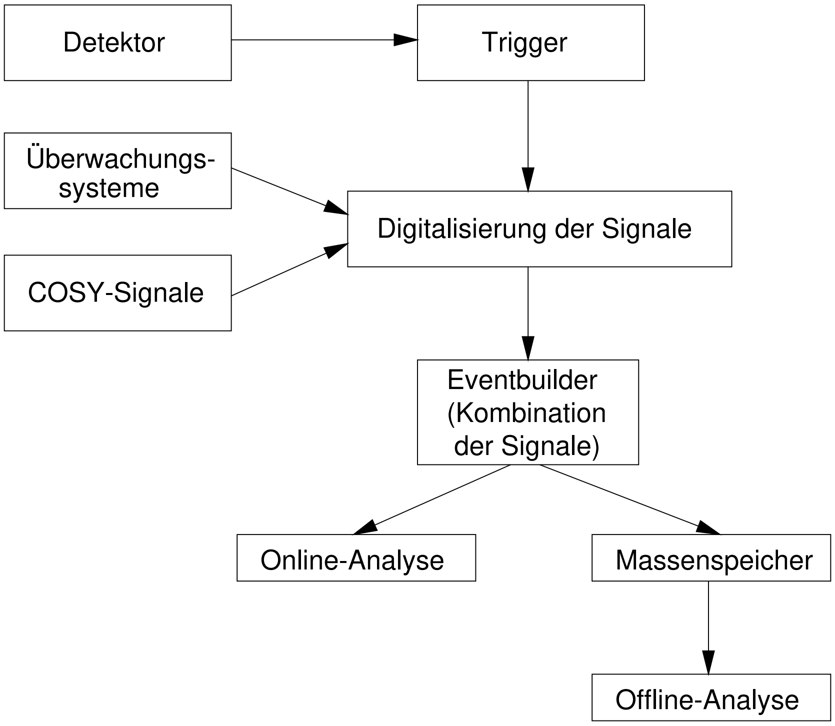

Abbildung 2.5: *Konzept des Datenaufnahmesystems [Die98]*

Ein Ausschnitt der Daten (bis zu 25% je nach Auslastung) wird über Netzwerk der Online-Analyse zur Verfügung gestellt und kann gleichzeitig mit der Messung ausgewertet werden. Dies dient der Überwachung der Datennahme und der Detektorfunktionen. Weiterhin können damit aber auch Online dem EDDA-Detektor zugängliche Eigenschaften des COSY-Strahls gemessen werden, wie z.B. die Polarisation (siehe Kapitel 6).

Der zentrale Teil der Datenaufnahme ist die Auslese der Szintillatorschalen des Detektors, sowohl der Innenschale mit ihren 640 szintillierenden Fasern, als auch der Außenschale mit ihren 32 Stäben und 2×29 Halbringen. Die analogen Signale müssen dabei in zweierlei Hinsicht verarbeitet werden: Zum einen benötigt man die Pulshöheninformation zur Rekonstruktion der Streuwinkel mittels Lichtteilung. Andererseits benötigt man die logische Information darüber, welches Detektorelement überhaupt getroffen wurde. Auf Basis dieser diskriminierten Signale ist der Trigger realisiert.

Neben der Auslese des eigentlichen Detektors werden noch zusätzliche Signale erfaßt, wie z.B. die Hochfrequenz der Beschleunigungskavität von COSY zur Energiebestimmung [Eng98], das BCT[2]-Signal, welches proportional dem Strahlstrom ist, und die Ausgangsspannungen von Hallsonden, die die Haltefelder des Atomstrahltargets überwachen. Diese Signale erfordern keine im eigentlichen Sinne getriggerte, sondern eine kontinuierliche Auslese. Dazu werden die Signale in Frequenzen konvertiert. Die Impulse werden dann in Zählern erfaßt und mittels eines periodischen „Pseudo-Triggers“ von 400 oder 200 Hz in definierten Zeitabständen ausgelesen. Da die Totzeit im EDDA-Experiment bei Messungen mit dem Fädchentarget über 90% betragen kann, darf dieser Trigger nicht der Totzeit unterliegen. Es ist nicht zu verhindern, daß der Frequenzgenerator auch innerhalb der Totzeit einen Trigger erzeugt, aber dies wird in einem separaten Zähler vermerkt. Mit dem nächsten beliebigen Trigger findet dann dennoch die Auslese aller kontinuierlichen Signale statt. Die Zähler alleine können, im Gegensatz zur gesamten Datenaufnahme, wesentlich größere Datenraten verarbeiten (bis zu 10 MHz) [Die98].

Die verwendete Hardware-Plattform des Datenaufnahmesystems ist eine VME-Bus basierte ELTEC Eurocom E6 unter dem Echtzeitbetriebssystem OS/9. Die Software ist eine modifizierte Version des an der GSI entwickelten TDAS-Paketes [Sch95].

[2]Beam Current Transformer

3 Datenanalyse

Ganz allgemein bedeutet Datenanalyse, von den durch die Detektortechnik geprägten Einzelinformationen auf die physiklischen Parameter der zu untersuchenden Reaktion zu schließen. Zunächst werden die physikalischen Parameter jedes einzelnen Streuereignisses erschlossen; anschließend erhält man die Parameter der Reaktion durch statistische Auswertung der Gesamtheit aller gemessenen Streuereignisse [Die98].

Der erste Schritt, die Rekonstruktion eines einzelnen Streuereignisses, ist Thema dieses Kapitels. Er schließt einerseits sowohl die Rekonstruktion einzelner Teilchentrajektorien ein, als auch deren Kombination zu einem Streuereignis. Im EDDA-Experiment werden die gradlinigen Trajektorien durch die Azimutwinkel $\phi_{1,2}$ und die Polarwinkel $\theta_{1,2}$ sowie den Reaktionsvertex[1] $\vec{v}$ beschrieben.

Zur Rekonstruktion des Vertex wird der sogenannte *Vertex-Fit* verwendet. Dieses Verfahren beruht auf einer Anpassung der gemessenen Teilchentrajektorien im Rahmen ihrer Fehler an die Eigenschaften der elastischen Proton-Proton-Streuung, Gleichungen (2.1) und (2.2).

3.1 Rekonstruktion der Streuereignisse

Die präzise Bestimmung der Streuwinkel der Teilchen und des Vertex ist ein mehrstufiger Prozeß. Dabei werden sukzessive immer mehr Informationen des Detektors zusammengefaßt, und letztendlich noch die Kinematik der elastischen pp-Streuung ausgenutzt. Das Ergebnis ist dann ein Satz von Größen (Azimut- und Polarwinkel für jedes der beiden Teilchen, sowie der Reaktionsvertex bezogen auf das EDDA-Koordinatensystem), welcher aus den Trajektorien der beiden an der Streuung beteiligten Protonen gewonnen wird.

Im Einzelnen sieht der Prozeß folgendermaßen aus:

1. **Rekonstruktion von Durchstoßpunkten in der Außenschale**
   Im ersten Schritt der Rekonstruktion eines Streuereignisses werden die Rohdaten des Detektors für das Ereignis, d.h. die Energieverluste der einzelnen Elemente des Detektors, aufgearbeitet. Treffer in benachbarten Elementen der einzelnen Lagen (Ring- und Stablage) der Außenschale werden zu sogenannten Clustern zusammengefaßt. Die Kombination eines Clusters in der Ringlage mit einem Cluster in der

[1] Als Vertex wird der Punkt bezeichnet, an dem die Reaktion zwischen Strahl- und Target-Teilchen stattgefunden hat.

Stablage bildet einen Kandidaten für einen Durchstoßpunkt[2]. Für jeden Cluster wird dabei mit dem Verfahren der Amplitudenteilung [Bis93, Die98, Wel95] der Schwerpunkt des Clusters berechnet. Damit können die Durchstoßpunkte mit einer Genauigkeit berechnet werden, die weit über die durch die Geometrie gegebene Granularität hinausgeht.

Für alle möglichen Paare von Durchstoßpunkten werden dann Streuwinkel für ein Ereignis berechnet, unter der Annahme, daß der Vertex des Ereignisses im Schwerpunkt der Intensitätsverteilung des COSY-Strahls[3] liegt. Weiterhin wird für jedes Paar von Streuwinkeln das kinematische Defizit α (Kapitel 2.3, Abbildung 2.4) berechnet, und die Paare von Winkeln dann nach diesem sortiert. Das Paar von Durchstoßpunkten bzw. Streuwinkeln mit dem kleinsten kinematischen Defizit bildet zusammen mit dem angenommenen Vertex die erste Wahl für die Rekonstruktion des Ereignisses mit der Außenschale. (Siehe auch [Die98, Wel98])

2. **Rekonstruktion von Durchstoßpunkten in der Innenschale**
   Prinzipiell funktioniert die Rekonstruktion von Durchstoßpunkten mit der Innenschale genau wie die Rekonstruktion mit der Außenschale, nur die Art der Bestimmung der Cluster unterscheidet sich. Die Rohdaten der Innenschale bestehen nicht aus Energieverlusten der Elemente, sondern nur aus den diskriminierten Signalen der Fasern der Innenschale. Cluster werden dann aus nebeneinanderliegenden Fasern jeder der vier Lagen gebildet. Die Wicklungsrichtung der helixartig gewundenen Fasern ist von Lage zu Lage gegenläufig, so daß Kreuzungspunkte der Faser-Cluster wieder Kandidaten für Durchstoßpunkte bilden. Die Kombination von Paaren von Durchstoßpunkten erfolgt wie schon bei der Außenschale beschrieben. (Siehe auch [Bis98, Lin98])

3. **Geometrische Rekonstruktion der Streuereignisse**
   Das Ergebnis der ersten beiden Schritte sind eine Reihe von Durchstoßpunkten[4] durch Innen- und Aussenschale. Diese werden in diesem Schritt zu (geradlinigen) Trajektorien kombiniert. Dabei wird jeder Durchstoßpunkt einer Schale mit allen Durchstoßpunkten der anderen Schale zu jeweils einer Trajektorie kombiniert. Immer zwei dieser Trajektorien bilden eine mögliche Kombination für die Rekonstruktion des Ereignisses. Die einzige Einschränkung hierbei ist, daß ein Durchstoßpunkt nicht für beide Trajektorien eines Paares verwendet werden darf. Jedes Paar von

[2] Die Bezeichnung Durchstoßpunkt bezieht sich auf die zylinderförmige Geometrie der Detektor-Schalen: Der Punkt im EDDA-Koordinatensystem, an dem ein Teilchen die Außenschale des Detektors durchstoßen hat. Siehe auch Abbildung 3.1.

[3] Die Verteilung des Schwerpunktes des COSY-Strahls während der Beschleunigung des Strahls wurde zuvor mit einem unabhängigen Verfahren bestimmt [Roh95].

[4] Es sind in der Regel mehr als zwei Durchstoßpunkte pro Schale.

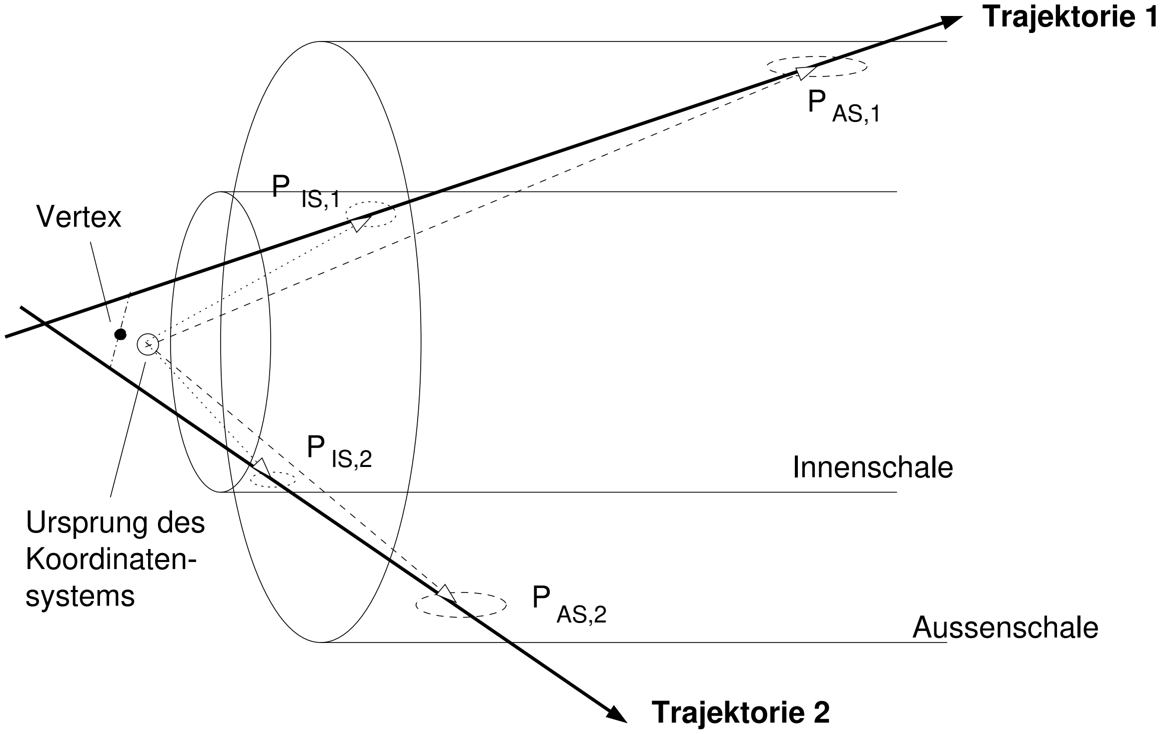

Abbildung 3.1: *Schematische Darstellung der geometrischen Rekonstruktion des Vertex. Die dicken, durchgezogenen Linien sind die rekonstruierten Trajektorien der beiden Teilchen, wobei die strichpunktierte Linie den geringsten Abstand der beiden Trajektorien darstellen soll. Der kleine, gefüllte Kreis ist dann der rekonstruierte Vertex. Die gestrichelten Pfeile stellen die Ortsvektoren der Durchstoßpunkte durch die Außenschale dar ($P_{AS,1}$ und $P_{AS,2}$; gestrichelte Ellipsen), die gepunkteten Pfeile die Ortsvektoren der Durchstoßpunkte durch die Innenschale ($P_{IS,1}$ und $P_{IS,2}$; gepunktete Ellipsen).*

Trajektorien liefert einen Satz von Streuwinkeln für beide Teilchen. Analog der Rekonstruktion mit der Aussenschale alleine werden die Paare von Trajektorien nach ihrem kinematischen Defizit α sortiert. Das Paar von Trajektorien mit dem kleinsten Wert von α ist das Ergebnis der geometrischen Rekonstruktion [Roh00b]. Der Schnittpunkt der Bahnen, oder zumindestens der Punkt der größten Annäherung, ergibt ein erstes Ergebnis für den Vertex.

4. **Bestimmung des Vertex**
   Für die letztendliche Bestimmung des Reaktionsvertex (und damit auch der Streuwinkel) werden die beiden Trajektorien der Teilchen, die mit Hilfe der geometrischen Rekonstruktion bestimmt wurden, durch eine χ^2-Minimierung an zwei von ein und demselben Punkt ausgehenden Trajektorien angepaßt. Die Ergebnisse der geometrischen Rekonstruktion liefern dabei die Startwerte der Anpassung. Die Besonderheit dieses Verfahrens ist die Einbeziehung der Kinematik der elastischen Streuung.

Diese läßt sich in zwei Gleichungen, (2.1) und (2.2), formulieren und liefert so zwei weitere anzupassende Parameter. Die Bilanz der Parameter und Meßgrößen ist in Tabelle 3.1 aufgeführt.

	Meßgrößen und Bedingungen:		Anzahl
	Streuwinkel Außenschale: $\vartheta_{AS\,1,2}, \varphi_{AS\,1,2}$	$\rightarrow$	4
+	Streuwinkel Innenschale: $\vartheta_{IS\,1,2}, \varphi_{IS\,1,2}$	$\rightarrow$	4
+	Kinematik der elastischen Streuung (Gleichungen (2.1) und (2.2))	$\rightarrow$	2
	gesamt:		10

	Fitparameter:		Anzahl
	Streuwinkel $\theta_{1,2}, \phi_{1,2}$	$\rightarrow$	4
+	Vertex: v_x, v_y, v_z	$\rightarrow$	3
	gesamt:		7

Tabelle 3.1: *Übersicht über Meßgrößen, Bedingungen und Fit-Parameter. Das System ist überbestimmt und erfüllt somit die Grundvoraussetzung für eine χ^2-Minimierung.*

Eine Komplikation ergibt sich aus der Tatsache, daß die Anpassung für jedes einzelne Ereignis durchgeführt werden muß. Für eine Offline-Analyse müssen viele Millionen Ereignisse verarbeitet werden. Insbesondere bei der Online-Überwachung ist die Rechenzeit ein kritischer Faktor. Eine Verwendung von externen numerischen Algorithmen, die je nach geforderter Genauigkeit Sekunden oder sogar Minuten Arbeitszeit erfordern, ist daher ausgeschlossen. Man entwickelt daher die anzupassenden Funktionen in Taylor-Reihen bis zum linearen Term und verwendet das einfache und schnelle Newton-Rapson-Verfahren. Die damit erreichte Genauigkeit und Geschwindigkeit ist für die Problemstellung ausreichend.

Im Folgenden werden die beiden letzten Punkte, die geometrische Rekonstruktion und der Vertex-Fit ausführlicher diskutiert. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der Bestimmung des Vertex.

3.2 Geometrische Rekonstruktion

Im Gegensatz zu den Messungen mit einem Fädchentarget (Querschnitt $4 \times 5\mu$m) ist die Targetzone bei Verwendung des Atomstrahltargets wesentlich ausgedehnter: Der Durchmesser des Atomstrahls ist in der Targetzone ca. 12 mm. Zudem ist die Targetflächendichte um einen Faktor 10^5 niedriger als bei einem Feststofftarget, was zu einem wesentlich ungünstigeren Verhältnis von polarisiertem Atomstrahl zu unpolarisiertem Untergrund aufgrund des Restgases führt. Diese Faktoren machen eine möglichst präzise Vertex--Rekonstruktion erforderlich.

Das Prinzip der geometrischen Vertex-Rekonstruktion ist einfach: durch die jeweils zu einer Trajektorie gehörigen Durchstoßpunkte durch Innen- und Außenschale wird jeweils eine Gerade gelegt (Abbildung (3.1)). Durch geschickte Wahl des Koordinatensystems (Zylinderkoordinaten) werden die Darstellungen der Ortsvektoren der Durchstoßpunkte der Außen- und Innenschale ($P_{AS,i}$ und $P_{IS,i}$, mit $i = 1, 2$) sehr einfach und sind direkt verknüpft mit den Streuwinkeln $\Phi_{1,2}$ und $\Theta_{1,2}$ der beiden Teilchen:

$$P_{AS,i} \longleftrightarrow \vec{a}_{AS,i} = \begin{pmatrix} r_{\mathrm{AS}} \cos \phi_{\mathrm{AS},i} \\ r_{\mathrm{AS}} \sin \phi_{\mathrm{AS},i} \\ z_{\mathrm{AS},i} \end{pmatrix} \tag{3.1}$$

$$P_{IS,i} \longleftrightarrow \vec{a}_{IS,i} = \begin{pmatrix} r_{\mathrm{IS}} \cos \phi_{\mathrm{IS},i} \\ r_{\mathrm{IS}} \sin \phi_{\mathrm{IS},i} \\ z_{\mathrm{IS},i} \end{pmatrix} \tag{3.2}$$

Dabei sind $\phi_{\mathrm{AS/IS},i}$ die mit Außen- bzw. Innenschale rekonstruierten Azimutwinkel, und $r_{\mathrm{AS/IS}}$ der (mittlere) Radius der Außen- bzw. Innenschale. Die Größe

$$z_{\mathrm{AS/IS},i} = r_{\mathrm{AS/IS}} \;\cot \theta_{\mathrm{AS/IS},i} \tag{3.3}$$

entspricht der z-Koordinate des kartesischen Koordinatensystems und ist korreliert mit dem Polarwinkel $\theta_{\mathrm{AS/IS},i}$, der mit der Außen- bzw. Innenschale rekonstruiert wurde. Die Gleichungen für die beiden Trajektorien lauten dann:

$$\text{Trajektorie } 1 \rightarrow g_1 : \quad \vec{x} = \vec{a}_{\mathrm{IS},1} + t\,\underbrace{(\vec{a}_{\mathrm{AS},1} - \vec{a}_{\mathrm{IS},1})}_{:=\vec{b}_1} \quad \text{mit} \quad \vec{b}_1 = \begin{pmatrix} R_1 \cos \Phi_1 \\ R_1 \sin \Phi_1 \\ R_1 \cot \Theta_1 \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

$$\text{Trajektorie } 2 \rightarrow g_2 : \quad \vec{x} = \vec{a}_{\mathrm{IS},2} + s\,\underbrace{(\vec{a}_{\mathrm{AS},2} - \vec{a}_{\mathrm{IS},2})}_{:=\vec{b}_2} \quad \text{mit} \quad \vec{b}_2 = \begin{pmatrix} R_2 \cos \Phi_2 \\ R_2 \sin \Phi_2 \\ R_2 \cot \Theta_2 \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

Die Vektoren $\vec{b}_i$ sind die Richtungsvektoren der Trajektorien mit

$$R_i = \sqrt{r_{\mathrm{AS}}^2 + r_{\mathrm{IS}}^2 - \frac{r_{\mathrm{AS}} r_{\mathrm{IS}}}{2} \sin 2\phi_{\mathrm{AS},i} \;\sin 2\phi_{\mathrm{AS},i}} \tag{3.6}$$

Die Azimutwinkel

$$\begin{aligned} \Phi_i &= \arcsin\left(\tfrac{r_{\mathrm{AS}}}{R_i} \sin \phi_{\mathrm{AS},i} - \tfrac{r_{\mathrm{IS}}}{R_i} \sin \phi_{\mathrm{IS},i}\right) \\ \text{bzw.} & \\ \Phi_i &= \arccos\left(\tfrac{r_{\mathrm{AS}}}{R_i} \cos \phi_{\mathrm{AS},i} - \tfrac{r_{\mathrm{IS}}}{R_i} \cos \phi_{\mathrm{IS},i}\right) \end{aligned} \tag{3.7}$$

und die Polarwinkel

$$\Theta_i = \arctan\left(\frac{R_i}{z_{\mathrm{AS},i} - z_{\mathrm{IS},i}}\right) \tag{3.8}$$

sind nun die eigentlichen Streuwinkel der beiden Teilchen.

Die Rekonstruktion des Vertex ist allerdings ein wenig komplizierter. Wie in der schematischen Darstellung, Abbildung (3.1), angedeutet, schneiden sich die beiden Trajektorien in der Regel nicht (siehe Abbildung (3.2)). Dies wird zum einen verursacht durch die

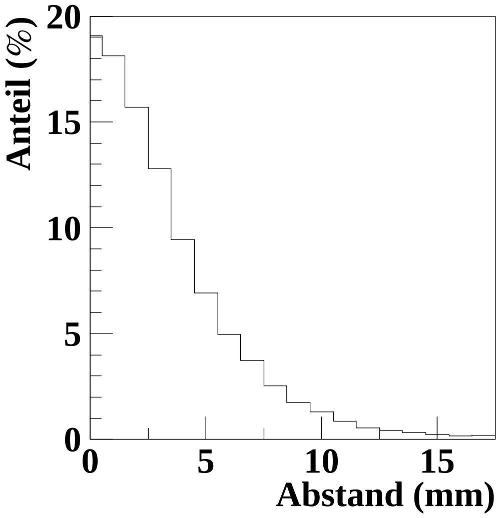

Abbildung 3.2: *Abstand der Trajektorien der beiden Teilchen am Punkt größter Annäherung. Auf der y-Achse ist der Anteil der Ereignisse mit dem entsprechenden Abstand der Trajektorien aufgetragen.*

endliche Auflösung der Rekonstruktion der Streuwinkel der beiden Schalen alleine. Weiterhin erfahren die Teilchen beim Durchgang durch das Detektormaterial die sogenannte „Kleinwinkelstreuung“, welche eine Abweichung der Teilchen von einer geradlinigen Bahn verursacht. Diese Effekte führen bei einer ausgedehnten Vertex-Zone zu Fehlrekonstruktionen der Trajektorien.

Man nimmt daher die Mitte des geringsten Abstands der beiden Trajektorien als Vertex. Um diesen Punkt zu bestimmen, setzt man eine Gerade $g_\perp$ an, die beide Geraden (g_1 und g_2; Gleichungen (3.4) und (3.5)) unter einem Winkel von 90° schneidet. Für zwei windschiefe Geraden gilt, daß diese Gerade damit eindeutig definiert ist, und die Strecke zwischen den Schnittpunkten mit den beiden windschiefen Geraden deren geringsten Abstand darstellt. Als Aufpunkt für diese Gerade wählen wir den gesuchten Vertex. Für $g_\perp$ ergibt sich dann:

$$g_\perp : \vec{x} = \vec{v} + \lambda \vec{b}_\perp \quad \text{mit} \quad \vec{b}_\perp = \vec{b}_1 \times \vec{b}_2 \tag{3.9}$$

Aus den Gleichungen der Trajektorien (3.4) und (3.5), der Verbindungslinie der Trajektorien (3.9), sowie der Bedingung, daß der Vertex ($\vec{v}$) die Mitte der Verbindungslinie der beiden Geraden ist, ergibt sich das zu lösende Gleichungssystem:

$$g_1 = g_\perp \rightsquigarrow \quad \vec{a}_{IS,1} + t'\vec{b}_1 = \vec{v} + \lambda_1' \vec{b}_\perp \tag{3.10}$$

$$\wedge \quad g_2 = g_\perp \rightsquigarrow \quad \vec{a}_{IS,2} + s'\vec{b}_2 = \vec{v} + \lambda_2'\vec{b}_\perp \tag{3.11}$$

$$\wedge \quad \vec{v} = \frac{1}{2}\left[(\vec{v} + \lambda_1'\vec{b}_\perp) - (\vec{v} + \lambda_2'\vec{b}_\perp)\right] + (\vec{v} + \lambda_2'\vec{b}_\perp) \tag{3.12}$$

Hierbei sind t', s', λ_1', λ_2' und die Komponenten von $\vec{v}$ die zu bestimmenden Parameter. Das Gleichungssystem ist eindeutig lösbar durch:

$$\begin{pmatrix} s' \\ t' \\ \lambda_1' \end{pmatrix} = A^{-1}\left(\vec{a}_{IS,1} - \vec{a}_{IS,2}\right) \tag{3.13}$$

$$\wedge \quad \lambda_2' = -\lambda_1' \tag{3.14}$$

Dabei werden die Spaltenvektoren der Koeffizientenmatrix A aus den Richtungsvektoren der Trajektorien (3.4) und (3.5), sowie der Geraden der Verbindungslinie (3.9) gebildet:

$$A = \left(\vec{b}_2, -\vec{b}_1, 2\vec{b}_\perp\right) \tag{3.15}$$

Durch Einsetzen der bestimmten Parameter s' und λ_2', bzw. t' und λ_1' in Gleichung (3.10) bzw. (3.11) ergibt sich dann der Vertex $\vec{v}$.

3.3 Bestimmung des Vertex

Weitere Fehlerquellen in der Rekonstruktion des Vertex sind Bewegungen und/oder Verkippung des COSY-Strahls relativ zur Detektor-Achse während der Messung. Auch wurden konstruktiv bedingte, minimale Fehlplazierungen der Schalen des Detektors festgestellt[5]. Diese Effekte lassen sich nur teilweise in der geometrischen Rekonstruktion berücksichtigen.

Zur Umgehung dieser Problematik ändert man den Ansatz zur Rekonstruktion des Vertex ab, indem man versucht, aus den mit Innen- und Außenschale gemessenen Durchstoßpunkten unter Berücksichtigung der Eigenschaften der elastischen Streuung ein Paar von Trajektorien zu bestimmen, die einem Punkt, dem Vertex, entspringen.

Zusätzlich kann auch eine Verschiebung $\vec{I}_j$ mit $j \in \{\mathrm{AS}, \mathrm{IS}\}$ der beiden Schalen gegeneinander direkt berücksichtigt werden. Technisch und historisch bildet das Koordinatensystem der Außenschale das Basiskoordinatensystem der Rekonstruktion. Daher wird die Verschiebung der Innenschale gegenüber diesem Koordinatensystem berücksichtigt und es gilt $\vec{I}_{\mathrm{AS}} = 0$.

[5]Bei der Innenschale wurde ein Versatz von 9 mm gegenüber der Soll-Position in Richtung des COSY-Strahls (z-Achse) gemessen. Dieser Versatz kann numerisch in der Datenanalyse korrigiert werden.

Die Trajektorien für die Teilchen $i = 1, 2$ haben jetzt die Form

$$\underbrace{\begin{pmatrix} r_{\mathrm{IS/AS}} \cos \phi_{\mathrm{IS/AS},i} \\ r_{\mathrm{IS/AS}} \sin \phi_{\mathrm{IS/AS},i} \\ z_{\mathrm{IS/AS},i} \end{pmatrix}}_{\text{Durchstoßpunkte im Zylinderkoordinatensystem}} = \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} - \vec{I}_{\mathrm{IS/AS}} + \lambda_{\mathrm{IS/AS},i} \begin{pmatrix} \cos \Phi_i \\ \sin \Phi_i \\ \cot \Theta_i \end{pmatrix} \tag{3.16}$$

und ergeben so einen Satz von 3 Gleichungen für jeden Durchstoßpunkt:

$$r_{\mathrm{IS/AS}} / \cos \phi_{\mathrm{IS/AS},i} = v_x - I_{x,\mathrm{IS/AS}} + \lambda_{\mathrm{IS/AS},i} \cos \Phi_i \tag{3.17}$$

$$r_{\mathrm{IS/AS}} \sin \phi_{\mathrm{IS/AS},i} = v_y - I_{y,\mathrm{IS/AS}} + \lambda_{\mathrm{IS/AS},i} \sin \Phi_i \tag{3.18}$$

$$z_{\mathrm{IS/AS},i} = v_z - I_{z,\mathrm{IS/AS}} + \lambda_{\mathrm{IS/AS},i} \cot \Theta_i \tag{3.19}$$

Das resultierende System aus zwölf gekoppelten Gleichungen wird noch um die beiden Zwangsbedingungen ergänzt:

$$0 = (|\Phi_1 - \Phi_2| - 180)^2 \tag{3.20}$$

$$0 = (\Theta_{cm,1} + \Theta_{cm,2} - 180)^2 \tag{3.21}$$

Diese beiden Zwangsbedingungen basieren auf der Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung (Gleichung (2.1) $\Rightarrow$ Gleichung (3.20) und Gleichung (2.2) $\Rightarrow$ Gleichung (3.21)) und „erzwingen[6]“ so wieder die, durch Kleinwinkelstreuung und begrenzte Detektorauflösung abgewandelte, elastische Signatur der Streuereignisse.

Weiterhin wird eine Unterscheidung zwischen „vertikalen[7]“ und „horizontalen[8]“ Ereignissen notwendig. Abhängig von dem Azimutwinkel, verwendet man dann Gleichung (3.17) für vertikale, und (3.18) für horizontale Ereignisse. Bei dem verwendeten Verfahren ist es wichtig, daß bei Variation der Fitparameter auch die zu minimierende χ^2-Funktion deutlich variiert. Dies ist bei dem Sinus für Argumente um 0° bzw. 180° der Fall[9], und beim Cosinus für Argumente um 90° und 270°.

Es ergibt sich also letztlich das in Tabelle 3.2 aufgeführte System von Gleichungen $g_k(\vec{X})$ für die Meßwerte M_k. $\vec{X} = (v_x, v_y, v_z, \Theta_1, \Theta_2, \Phi_1, \Phi_2)$ ist der Vektor der Fitparameter. Die Funktionen $\lambda_{\mathrm{IS/AS},i}(\vec{X})$ werden hier als Abkürzungen verwendet. Sie ergeben sich aus der Kombination der Gleichungen (3.17) und (3.18) und sind nicht abhängig von den Meßwerten[10] : $\lambda_{\mathrm{IS/AS},i} \neq \lambda_{\mathrm{IS/AS},i}(M_k)$.

[6] Die Stärke der Berücksichtigung der Zwangsbedingungen kann durch einen Wichtungsfaktor gewählt werden.

[7] *vertikal*: Azimutwinkel der Teilchen zwischen 45° und 135° oder 225° und 315°.

[8] *horizontal*: Azimutwinkel der Teilchens zwischen 135° und 225° oder 315° und 45°.

[9] Die Variation der Sinus-Funktion bei Argumenten um 90° bzw. 270° ist $\Delta \sin \varphi / \Delta \varphi \approx 10^{-4}$ und bei Argumenten um 0° bzw. 180° $\Delta \sin \varphi / \Delta \varphi \approx 10^{-2}$

[10] Addiert man die quadrierten Gleichungen (3.17) und (3.18) dann ist die resultierende Gleichung keine Funktion der M_k wegen $\cos^2 \phi_{\mathrm{IS/AS},i} + \sin^2 \phi_{\mathrm{IS/AS},i} = 1$.

k	M_k	$g_k(\vec{X})$
1	$[\cos / \sin \phi_{\text{IS},1}]$	$\frac{1}{r_{\text{IS}}} v_{[x/y]} - I_{[x/y]} + \lambda_{\text{IS},1}(\vec{X})[\cos / \sin \Phi_1]$
2	$z_{\text{IS},1}$	$v_z - I_z + \lambda_{\text{IS},1}(\vec{X}) \cot \Theta_1$
3	$[\cos / \sin \phi_{\text{IS},2}]$	$\frac{1}{r_{\text{IS}}} v_{[x/y]} - I_{[x/y]} + \lambda_{\text{IS},2}(\vec{X})[\cos / \sin \Phi_2]$
4	$z_{\text{IS},2}$	$v_z - I_z + \lambda_{\text{IS},2}(\vec{X}) \cot \Theta_2$
5	$[\cos / \sin \phi_{\text{AS},1}]$	$\frac{1}{r_{\text{AS}}} v_{[x/y]} + \lambda_{\text{AS},1}(\vec{X})[\cos / \sin \Phi_1]$
6	$z_{\text{AS},1}$	$v_z + \lambda_{\text{AS},1}(\vec{X}) \cot \Theta_1$
7	$[\cos / \sin \phi_{\text{AS},2}]$	$\frac{1}{r_{\text{AS}}} v_{[x/y]} + \lambda_{\text{AS},2}(\vec{X})[\cos / \sin \Phi_2]$
8	$z_{\text{AS},2}$	$v_z + \lambda_{\text{IS},2} \cot \Theta_2$
9	0	$(\lvert\Phi_1 - \Phi_2\rvert - 180)^2$
10	0	$(\Theta_{cm,1} + \Theta_{cm,2} - 180)^2$

Tabelle 3.2: *Auflistung der Meßparameter M_k und ihren Verknüpfungen g_k mit den Fitparametern. Bei den mit eckigen Klammern ($[\ldots/\ldots]$) gekennzeichneten Größen wird die Unterscheidung von vertikalen / horizontalen Ereignissen wirksam.*

Die eigentliche Anpassung der Fitparameter an die Meßwerte und Bedingungen erfolgt durch Minimierung der χ^2-Funktion[11]:

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{10} \frac{1}{\sigma_k^2} \left(M_k - g_k(\vec{X}) \right)^2 \tag{3.22}$$

Dabei sind die σ_k die Fehler der Meßwerte M_k. Für die „Fehler" σ_9 und σ_{10} der beiden aus den Eigenschaften der elastischen Streuung abgeleiteten Bedingungen nimmt man jeweils einen auf der Winkelauflösung des Detektors beruhenden Wert an. Das zu lösende Gleichungssystem ist damit:

$$f_k(\vec{X}) := \frac{\partial \chi^2}{\partial X_k} \stackrel{!}{=} 0 \tag{3.23}$$

Da die $g_k(\vec{X})$ und daher auch die $f_k(\vec{X})$ nichtlineare Funktionen sind, ist eine analytische Lösung des Gleichungssystems nicht möglich. Leider verbietet sich auch die Verwendung von ausgefeilten numerischen Verfahren[12], da das Gleichungssystem für jedes einzelne Streuereignis gelöst werden muß, und daher äußerst zeitkritisch ist. Die Gesamtzahl der zu bearbeitenden Streuereignisse ist in der Größenordnung von 10^7, daher würde selbst eine Verarbeitungszeit in der Größenordnung von 1 Sekunde pro Ereignis mehrere Monate von reiner Rechenzeit für die Auswertung erfordern.
Man verwendet daher das einfache und schnelle Newton-Rapson-Verfahren (siehe auch [Roh97]), bei dem man die Funktionen $\vec{f}(\vec{X})$ (Gleichung (3.23)) in einer Taylor-Reihe um

[11] Das Prinzip der χ^2-Minimierung ist in [Leo87, PDG98] beschrieben.
[12] Bei Verwendung von Programmpaketen wie z.B. MINUIT.

einen Startwert $\vec{X}_0$ bis zum linearen Term entwickelt:

$$\vec{f}_{lin}(\vec{X}) \simeq \vec{f}(\vec{X}_0) + \left.\frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{X}}\right|_{\vec{X}_0)} \left(\vec{X} - \vec{X}_0\right) \tag{3.24}$$

wobei $\partial\vec{f}/\partial\vec{X}$ die Jacobi-Matrix ist:

$$A(\vec{X}_0) := \left.\frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{X}}\right|_{\vec{X}_0)} = \begin{pmatrix} \left.\frac{\partial f_1}{\partial X_1}\right|_{\vec{X}_0)} & \cdots & \left.\frac{\partial f_1}{\partial X_{10}}\right|_{\vec{X}_0)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \left.\frac{\partial f_{10}}{\partial X_1}\right|_{\vec{X}_0)} & \cdots & \left.\frac{\partial f_{10}}{\partial X_{10}}\right|_{\vec{X}_0)} \end{pmatrix} \tag{3.25}$$

Zur Berechnung der Jacobi-Matrix werden die ersten und zweiten Ableitungen der Funktionen $g_k(\vec{X})$ benötigt:

$$\frac{\partial f_i(\vec{X})}{\partial X_j} = \sum_{k=1}^{10} \frac{1}{\sigma_k^2} \left(\frac{\partial g_k(\vec{X})}{\partial X_i} \frac{\partial g_k(\vec{X})}{\partial X_j} + (g_k(\vec{X}) - M_k) \frac{\partial^2 g_k(\vec{X})}{\partial X_i \partial X_j} \right) \tag{3.26}$$

Zur Minimierung der Rechenzeit werden diese Ableitungen explizit (analytisch) berechnet.

Das resultierende Gleichungssystem $\vec{f}_{lin}(\vec{X}) = 0$ wird gelöst, wobei die Ergebnisse der geometrischen Ereignis-Rekonstruktion (Kapitel 3.2) als Startwert $\vec{X}_0$ verwendet werden. Die Lösung $\vec{X}$ wird dann als neuer Startwert gewählt, um den die Taylor-Reihe (3.24) entwickelt wird. D.h. das Verfahren wird iteriert:

$$\vec{X}_{k+1} = \vec{X}_k - A^{-1}(\vec{X}_k)\vec{f}(\vec{X}) \tag{3.27}$$

wobei $A^{-1}(\vec{X}_k)$ die inverse Jacobi-Matrix ist. Die Iterationen werden solange wiederholt bis Konvergenz erreicht ist, d.h. die Differenz $\left|\vec{X}_{k+1} - \vec{X}_k\right|$ Null ist. In der Praxis stoppt man die Iterationen, wenn die Änderungen in den Gleichungen $g_k(\vec{X})$ unterhalb einer vordefinierten Schwelle liegen. Es zeigt sich, daß das Verfahren in der Regel konvergiert (siehe Abbildung 3.3). Man muß die Anzahl der möglichen Iterationen allerdings begrenzen, da das Newton-Rapson-Verfahren bei ungünstigen Startwerten divergiert.

3.3.1 Ergebnisse

Die Ergebnisse des Verfahrens sind ein Satz von Koordinaten für den Reaktionsvertex, sowie Streuwinkel für jedes der beiden Teilchen. Das kinematische Defizit α (Abbildung 2.4), welches die Abweichung der gemessenen Streuwinkel eines Ereignisses von der Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung beschreibt, ist allerdings für die so rekonstruierten Ereignisse keine sinnvolle Größe mehr. Da die Kinematik als Zwangsbedingung in

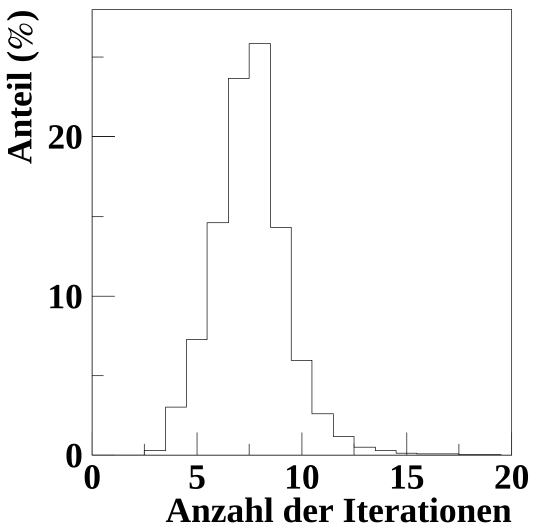

Abbildung 3.3: *Anzahl der Iterationen des Vertex-Fit. Auf der y-Achse ist der Anteil der Ereignisse mit der entsprechenden Anzahl von Iterationen aufgetragen.*

den Fit implementiert wurde, ist das kinematische Defizit der mit dem Vertex-Fit berechneten Streuwinkel per Definition Null! Um trotzdem wieder ein dem kinematischen Defizit äquivalentes Maß für die Güte eines Streuereignisses zu erhalten, läßt sich das χ^2 des Vertex-Fits verwenden. Wie Abbildung 3.4 zeigt, gibt es eine eindeutige Korrelation zwischen χ^2 und dem mit der geometrischen Rekonstruktion bestimmten kinematischen Defizit der Streuereignisse. Die Größe χ^2 kann damit ebenfalls als Kriterium für die Untergrund-Unterdrückung herangezogen werden.

3.3.2 Erweiterung des Vertex-Fits

Wenn die Achse des COSY-Strahls nicht mit der Symmetrie-Achse des EDDA-Detektors übereinstimmt, weicht das Koordinatensystem der Streuereignisse von dem EDDA-Koordinatensystem ab. Es tritt eine Verschiebung und/oder eine *Verdrehung* der Koordinatensysteme gegeneinander auf. Eine Verschiebung der Koordinatensysteme kann durch Anpassen der Vektoren $\vec{I}_{\mathrm{IS/AS}}$ (Gleichung (3.16) bzw. (3.28)) korrigiert werden. Eine Verdrehung der Koordinatensysteme führt zu systematischen Fehlrekonstruktionen des Vertex.

Sind die Parameter der Drehung bekannt, kann diese bei der Vertexbestimmung berücksichtigt werden. Der Ausgangspunkt für die im vorigen Abschnitt beschriebenen Berechnungen sind dann nicht mehr die Trajektorien (3.16), sondern:

$$\begin{pmatrix} r_{\mathrm{IS/AS}} \cos\phi_{\mathrm{IS/AS},i} \\ r_{\mathrm{IS/AS}} \sin\phi_{\mathrm{IS/AS},i} \\ z_{\mathrm{IS/AS},i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} - \vec{I}_{\mathrm{IS/AS}} + \lambda_{\mathrm{IS/AS},i} M \begin{pmatrix} \cos\Phi_i \\ \sin\Phi_i \\ \cot\Theta_i \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad i = 1,2 \quad (3.28)$$

Hierbei ist M die Drehmatrix, die die Drehung vom Koordinatensystem der Streuereignisse in das EDDA-Koordinatensystem beschreibt. Das Verfahren des Vertex-Fit ist genau

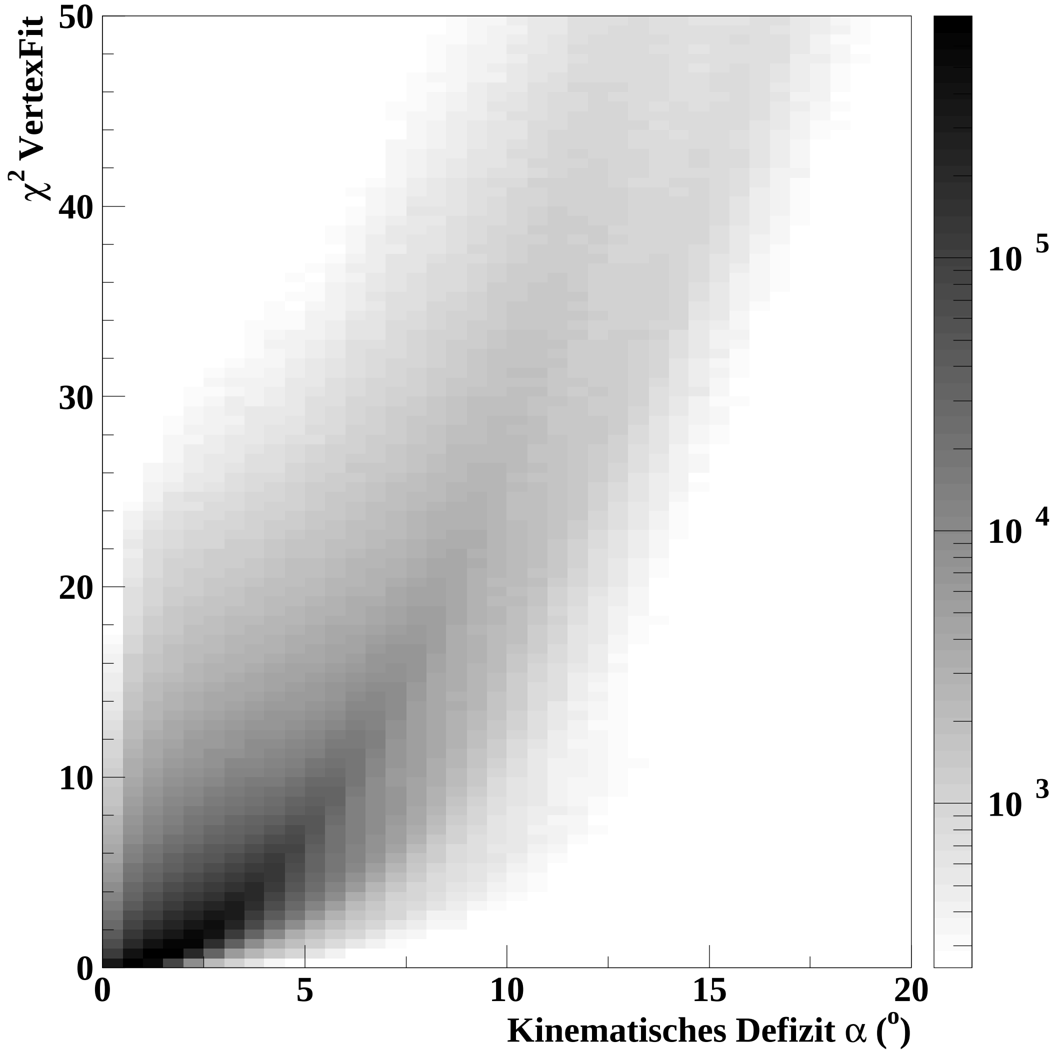

Abbildung 3.4: χ^2 *des Vertex-Fits vs. Kinematisches Defizit* α *der geometrischen Rekonstruktion. Erläuterungen siehe Text.*

wie im vorherigen Abschnitt beschrieben anwendbar. Nur die explizite, analytische Berechnung der Jacobi-Matrix wird wesentlich komplizierter, da die einzelnen Gleichungen wesentlich stärker gekoppelt sind.

3.4 Test und Anwendung

Um die Effizienz und die Auflösung der Vertex-Rekonstruktion zu bestimmen, verwendet man die Simulationen des EDDA-Detektors [Gro00]. Diese auf dem Monte-Carlo-Verfahren beruhende Simulation verwendet die präzise Geometrie des Detektors und er-

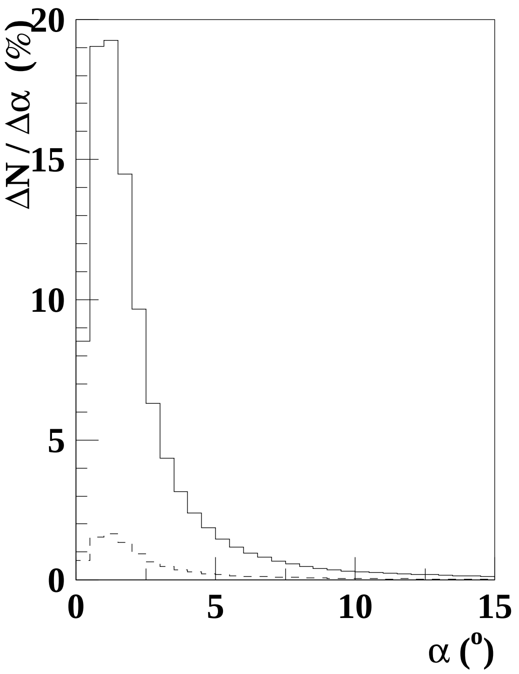

Abbildung 3.5: *Die durchgezogene Linie ist die Verteilung des kinematischen Defizites α der Teilchen, bei denen mit dem Vertex-Fit eine Rekonstruktion des Vertex und der Streuwinkel durchgeführt werden konnte. Die Ereignisse wurden bei einem Strahlimpuls von 2700 MeV/c simuliert. Die gestrichelte Linie zeigt die α-Verteilung der Ereignisse, bei denen der Vertex-Fit nicht erfolgreich war. Weitere Erläuterungen siehe Text. Die y-Achse stellt den Anteil der Ereignisse als Funktion von α dar. Die Breite der Intervalle $\Delta\alpha$ ist* $0.5°$.

zeugt ein Datenformat, welches völlig äquivalent dem von der Datenaufnahme generierten Rohdatenformat ist. Weiterhin werden in der Simulation natürlich auch Kleinwinkelstreuung und Sekundärreaktionen im Detektormaterial berücksichtigt.

Bei der Bestimmung von Effizienz und Auflösung werden „reine", d.h. untergrundfreie Streudaten benötigt. Weiterhin ist die Kenntnis der „echten" Streuwinkel der Ereignisse notwendig. Diese Bedingungen können von Simulationsdaten erfüllt werden.

3.4.1 Die Effizienz des Vertex-Fits

Zur Untersuchung der Effizienz des Vertex-Fits betrachtet man simulierte, unpolarisierte Streuereignisse, die nicht rekonstruiert werden können. Die Abbildung 3.5 zeigt, daß die Verteilung des kinematischen Defizites[13] dieser nicht rekonstruierten Ereignisse die gleiche Struktur besitzt, wie die mit dem Vertex-Fit rekonstruierten Ereignisse. Weiterhin zeigt die Abbildung 3.6, daß die Verteilung der nicht rekonstruierten Ereignisse praktisch keine Abhängigkeit vom Azimutwinkel aufweist. Im Polarwinkel dagegen ist eine deutliche Abhängigkeit auszumachen: bei kleinen Polarwinkeln versagt die Rekonstruktion im Verhältnis wesentlich häufiger als bei großen. Bei Untersuchung der einzelnen Ereignisse stellt sich heraus, das der Hauptanteil dieser nicht rekonstruierten Ereignisse unvollständige Treffermuster aufweist. Bei derartigen Ereignissen verursacht eins der Protonen (oder auch beide) eine Sekundärreaktion im Detektormaterial, und kann da-

[13] Berechnet aus den Winkeln der geometrischen Vertex-Rekonstruktion.

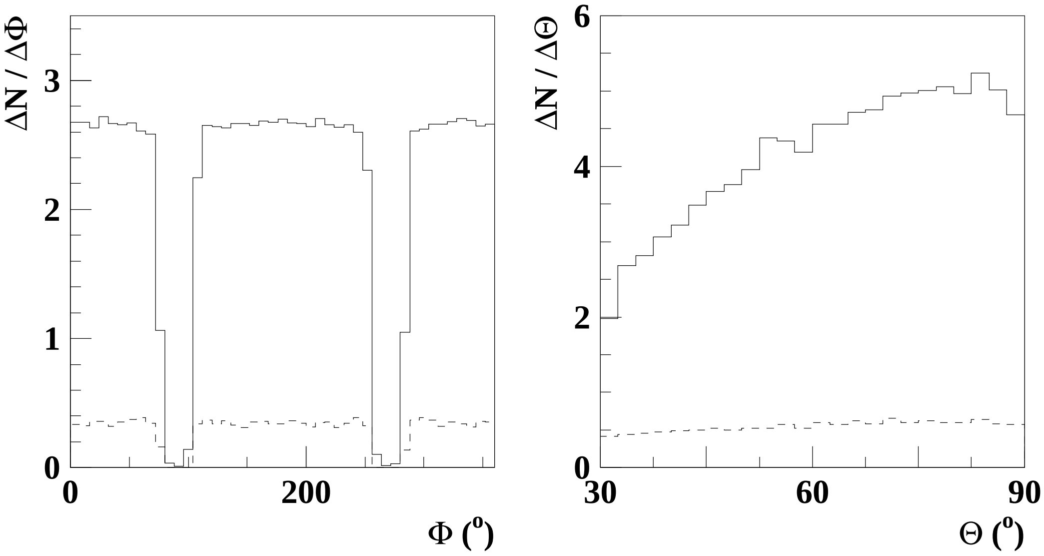

Abbildung 3.6: *Winkelverteilungen von simulierten Ereignissen (2700 MeV/c). Links: Azimutwinkel ϕ Rechts: Polarwinkel θ. Die durchgezogenen Linien stellen die Ereignisse dar, die mit dem Vertex-Fit rekonstruiert werden konnten. Die gestrichelten, diejenigen bei denen der Vertex-Fit versagt hat. Die Einheiten der y-Achsen sind willkürlich. Weitere Erläuterungen im Text.*

her nicht mehr rekonstruiert werden. Die Wahrscheinlichkeit für Sekundärreaktionen ist größer für langsame Teilchen und damit für Ereignisse, bei denen die Streuwinkel stark vom symmetrischen Winkel abweichen. Bei solchen Ereignissen hat immer ein Proton (das rückwärtsgestreute) einen geringeren Impuls als das Andere, und vor allen Dingen einen geringeren Impuls als die Protonen eines Streuereignisses nahe dem symmetrischen Winkel.

Anhand von Simulationsdaten läßt sich eine Bilanz der Rekonstruktionseffizienz des Vertex-Fits erstellen:

91.4% der Ereignisse können rekonstruiert werden,

6.4% weisen ein unvollständiges Treffermuster auf und

1.5% können nicht rekonstruiert werden, da die Treffer in den Elementen der einzelnen Schalen nicht vernünftig[14] zu Durchstoßpunkten kombiniert werden konnten. Nur bei

0.7% der Ereignisse divergiert das Fit-Verfahren und damit kann auch nur dieser letzte Wert als echte Effizienzeinbuße des Vertex-Fits gewertet werden.

[14]Das Ergebnis der geometrischen Rekonstruktion kann hier z.B. einen Vertex außerhalb des COSY-Strahlrohres liefern, was natürlich unsinnig ist.

3.4.2 Die Auflösung der Verfahren

Abschließend soll hier noch die Auflösung der Vertex- und Winkel-Rekonstruktion angegeben werden. Die Auflösungen (Tabelle 3.3) beider Arten der Rekonstruktion sind in den Abbildungen 3.7 und 3.8 dargestellt. Gegenüber der Auflösung der Winkelrekonstruktion mit der Außenschale alleine ($\Delta\theta \approx 1°$ und $\Delta\Phi \approx 1.9°$,Schwerpunktsystem, FWHM, [Die98, Wel95]) bei Messungen mit dem Fädchentarget ist die Auflösung der Winkelrekonstruktion bei geometrischer Rekonstruktion der Ereignisse ein wenig schlechter geworden. Dies ist ein erwarteter Effekt, da hier in die Rekonstruktion zusätzliche, fehlerbehaftete Größen eingehen und damit letztendlich auch den Gesamtfehler vergrößern können.

Halbwertsbreiten (FWHM)	Geometrische Rekonstruktion	Vertex-Fit
x-Vertex (mm)	2.52 ± 0.12	1.32 ± 0.07
y-Vertex (mm)	2.52 ± 0.12	1.30 ± 0.07
z-Vertex (mm)	2.76 ± 0.14	0.94 ± 0.12
Azimutwinkel θ_{cm} (°)	1.48 ± 0.07	1.32 ± 0.07
Polarwinkel ϕ (°)	2.10 ± 0.14	0.33 ± 0.02

Tabelle 3.3: *Vergleich der Auflösungen (FWHM) der Winkel- und Vertexrekonstruktion bei geometrischer Rekonstruktion der Ereignisse und dem Vertex-Fit (Abbildungen 3.7 und 3.8).*

Die Verwendung des Vertex-Fits verbessert nun die Winkelauflösung speziell im Polarwinkel erheblich. Die Auflösung der Vertex-Rekonstruktion wird um einen Faktor 2 bis 3 besser gegenüber der geometrischen Vertex-Rekonstruktion (Abbildungen 3.7 und 3.8, Tabelle 3.3). Bei keiner der bestimmten Auflösungen, weder bei der geometrischen Rekonstruktion noch beim Vertex-Fit, ist eine Energieabhängigkeit feststellbar.

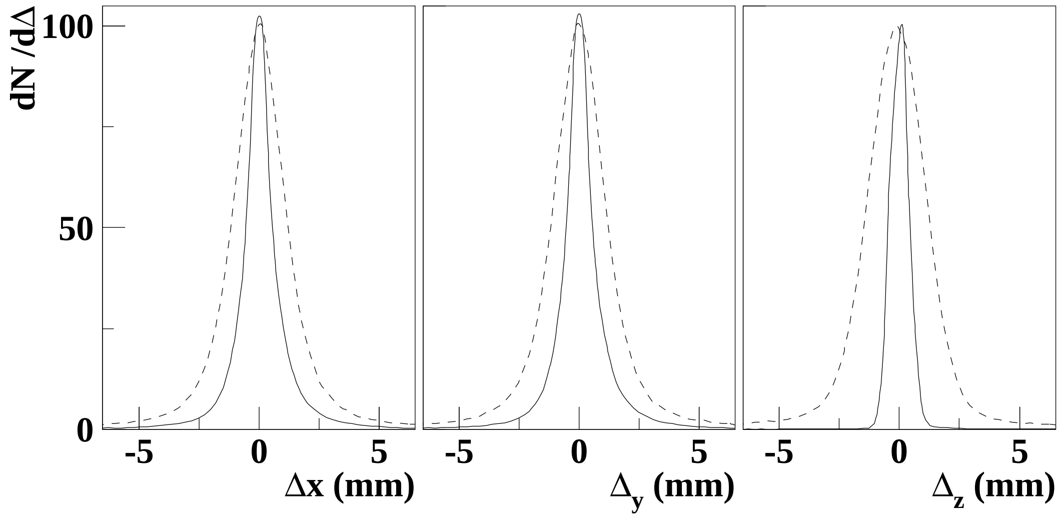

Abbildung 3.7: *Verbesserung der Auflösung der Vertexrekonstruktion für die einzelnen Vertex-Komponenten: durchgezogene Linien ↔ Vertex-Fit, gestrichelte Linien ↔ geometrische Rekonstruktion. Die Verteilungen zeigt die Abweichungen des bestimmten Vertex vom „wahren“ Vertex. Verwendet wurden Monte-Carlo-Simulationen bei Strahlimpulsen von 2250 MeV/c. Die Einheit der y-Achse ist willkürlich.*

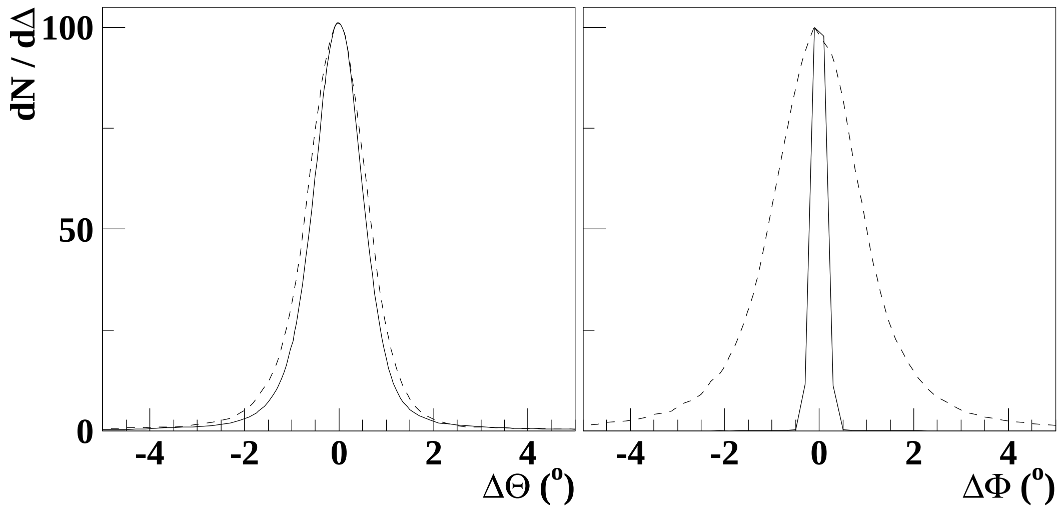

Abbildung 3.8: *Auflösung der Winkelrekonstruktion anhand der durch die beiden Arten der Vertexrekonstruktion bestimmten Trajektorien der Teilchen. (Durchgezogene Linie ↔ Vertex-Fit, gestrichelte Linie: geometrische Rekonstruktion.) Die Verteilungen zeigen die Abweichungen der bestimmten Winkel von den „wahren“ Winkeln. Die Einheit der y-Achse ist willkürlich.*

4 Theoretische Grundlagen

4.1 Die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung

Die heute allgemein akzeptierte Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD). Diese in den 70er Jahren entwickelte renormierbare, nicht-abelsche Eichtheorie beschreibt die starke Wechselwirkung von Quarks und Gluonen. Die Quarks existieren in drei, Gluonen in acht verschiedenen Farbzuständen mit einer gegen Drehungen im Farbraum invarianten Wechselwirkung. Hadronen ergeben sich als farbneutrale Zustände dreier Quarks (Baryonen) bzw. eines Quarks und eines Antiquarks (Mesonen). Die Nichtbeobachtung freier Quarks, oder Kombinationen von Quarks und Antiquarks, für die keine Farb-Singulett-Darstellung existiert, wird als Farbeinschluß oder „Confinement“ bezeichnet. Die Austauschteilchen der starken Kraft, die Gluonen, tragen im Gegensatz zum Photon der elektromagnetischen Wechselwirkung ebenfalls eine Farbladung. Die Selbstwechselwirkung der Gluonen bewirkt eine Antiabschirmung der Farbladung der Quarks. Die Folge ist eine Abschwächung der Wechselwirkung zwischen den Quarks im Bereich der „asymptotischen Freiheit“.

Das heute etablierte Standardmodell der starken Wechselwirkung ist allerdings nicht direkt auf die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bei niedrigen und mittleren Energien anwendbar. Im Bereich kleiner Impulsüberträge ist eine störungstheoretische Entwicklung in Ordnungen der Kopplungskonstante nicht möglich, da die Kopplungskonstante nicht klein gegen Eins ist. Es wird versucht, im Rahmen von Gittereichtheorien die QCD für den nicht-perturbativen Bereich numerisch zu lösen (z.B. [Bow99]). Die Ergebnisse sind aber noch weit davon entfernt, Vorhersagen für komplexe Prozesse wie die Nukleon-Nukleon-Streuung machen zu können. Daher ist man im Falle der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung auf effektive Modelle angewiesen.

In den 50er und 60er Jahren wurden eine Reihe rein phänomenologische, nicht--relativistische Potentialmodelle (z.B. [HJ62, Rei68]) entwickelt, die durch Verwendung der Symmetrieeigenschaften der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Ansatz und Anpassung an NN-Streudaten die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung quantitativ beschreiben konnten. Heutzutage hat sich das Mesonenaustauschmodell erfolgreich für den niderenergetischen Bereich etabliert.

In den beiden folgenden Abschnitten soll zunächst kurz das nicht-relativistische, phänomenologische Potentialmodell der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung erläutert werden. Weiterhin werden einige Betrachtungen zum Mesonenaustauschmodell angestellt.

4.1.1 Phänomenologische Potentialmodelle

Bei der phänomenologischen Beschreibung der niederenergetischen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung (z.B. [HJ62, Rei68]) werden folgende Eigenschaften berücksichtigt:

Die **endliche Reichweite** ergibt sich aus den experimentellen Beobachtungen, daß die Dichte der Kernmaterie und die Bindungsenergie pro Nukleon für alle Kerne ungefähr konstant sind.

Die starke Wechselwirkung ist **attraktiv bei großen und mittleren Reichweiten** (Potentialmulde). Dies folgt aus der Tatsache, daß stabile Atomkerne existieren.

Der **abstoßende Kern** der starken Wechselwirkung folgt ebenfalls aus der annähernd konstanten Dichte der verschiedenen Atomkerne. Weiterhin ist der abstoßende Kern sichtbar an den Partialwellen-Streuphasen: $^1S_0$ bzw. $^1D_2$ wechseln ihr Vorzeichen von Plus nach Minus bei 250 MeV bzw. 800 MeV. Speziell der S-Zustand ist bei niedrigen Energien empfindlicher für den „inneren" Teil der Kraft. In den D-Zuständen werden die Nukleonen durch Zentrifugalkräfte „außen" gehalten.

Die **Tensor-Komponente** zeigt sich an der Existenz eines Quadrupolmomentes des Deuterons. Sie ergibt einen wesentlichen Beitrag zur Bindungsenergie des Deuterons

Die **Spin-Bahn-Wechselwirkung** ist ein wesentliches Charakteristikum der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Streut man polarisierte Protonen an unpolarisierten Protonen (oder umgekehrt), so beobachtet man eine Asymmetrie in der Verteilung der Azimutwinkel der Ejektile. In Abbildung 4.1 ist ein solcher Streuprozess skizziert. Je nachdem, in welche Richtung das Proton läuft, stehen Spin $\vec{S}$ und Bahndrehimpuls $\vec{L}$ parallel oder antiparallel. Damit hat das im Potential auftauchende Skalarprodukt $\vec{L} \cdot \vec{S}$ einmal ein positives und einmal ein negatives Vorzeichen. Das führt

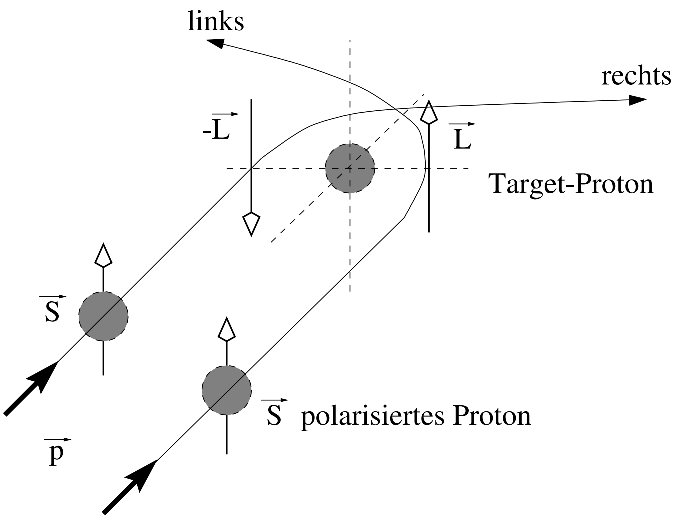

Abbildung 4.1: *Schema der Spin-Bahn-Kopplung bei Streuung polarisierter Protonen [MK84].*

zu der Asymmetrie im Streuquerschnitt[1]. Diese Asymmetrie ist proportional der Analysierstärke, deren Messung Inhalt dieser Arbeit ist.

Die allgemeine mathematische Struktur des nichtrelativistischen, phänomenologischen Nukleon-Nukleon-Potentials erhält man bei Berücksichtigung der allgemeinen Erhaltungssätze (Translations-,Rotations-, Paritäts- und Zeitumkehrinvarianz) [Hol90]:

$$V = \sum_i V_i(\vec{r}, E, \vec{L}) \cdot O_i \tag{4.1}$$

wobei $i = 1 \ldots 5$ und die O_i die folgenden Operatoren sind

$$\begin{align}
\text{Zentral-Komponente:} \quad O_1 &= 1 \tag{4.2}\\
\text{Spin-Spin-Komponente:} \quad O_2 &= \vec{\sigma_1} \cdot \vec{\sigma_2} \tag{4.3}\\
\text{Tensor-Komponente:} \quad O_3 &= \frac{3}{\vec{r}^2} (\vec{\sigma_1} \cdot \vec{r})(\vec{\sigma_2} \cdot \vec{r}) - \vec{\sigma_1} \cdot \vec{\sigma_2} \tag{4.4}\\
\text{Spin-Bahn-Komponente:} \quad O_4 &= \frac{1}{2} \vec{L} \cdot (\vec{\sigma_1} + \vec{\sigma_2}) \tag{4.5}\\
\text{quadratische Spin-Bahn-Komponente:} \quad O_5 &= \frac{1}{2} \left(\vec{L} \cdot (\vec{\sigma_1} + \vec{\sigma_2}) \right)^2 \tag{4.6}
\end{align}$$

Hierbei sind die $\sigma_{1,2}$ die Spin-Operatoren der Teilchen, $\vec{r}$ der Abstand, E die Energie und $\vec{L}$ der Bahndrehimpuls. Die Funktionen $V_i(\vec{r}, p, \vec{L})$ können auf verschiedene Arten bestimmt werden: z.B. empirisch, d.h. durch Anpassung an Nukleon-Nukleon-Streudaten [HJ62, Rei68]. Ein anderer Weg ist durch Herleitung aus den Eigenschaften der Mesonen-Austauschprozesse (z.B. Bonn-Potential [MHE87, Hol90]).

4.1.2 Mesonenaustauschmodell

Im Bereich niedriger und mittlerer Energien kann die Wechselwirkung zwischen Nukleonen durch den Austausch von Mesonen beschrieben werden [BJ76, Mac89, Hol90, Lac80, Sto94]. In der Wechselwirkung wird dabei störungstheoretisch der Ein-Meson und Zwei-Meson-Austausch berücksichtigt.

Bei Distanzen unterhalb 1 fm überlappen die Nukleonen bereits deutlich. Ohne explizite Berücksichtigung der inneren Struktur der Nukleonen und Mesonen ist nicht zu erwarten, daß die Physik hier durch den Austausch ausgedehnter Objekte korrekt wiedergegeben wird. Dieser Bereich wird durch Formfaktoren an den Nukleon-Meson-Vertizes parametrisiert, die anschaulich der Ausdehnung der Mesonen und Baryonen Rechnung tragen. Die Formfaktoren werden durch eine sogenannte „Cutoff-Masse" parametrisiert.

[1]Die aus der elektromagnetischen Wechselwirkung resultierende Spin-Bahn-Kopplung, wie aus der Feinstruktur in der Atomhülle wohlbekannt, ist sehr viel schwächer als die auf die Kernkräfte zurückgehende.

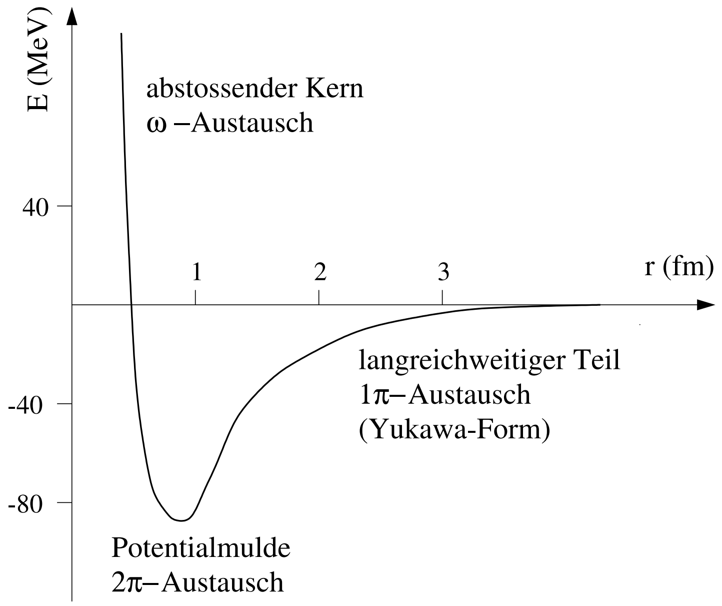

Abbildung 4.2: *Qualitativer Potentialverlauf für die $^1S_0$-Partialwelle*

Mesonen mit Massen jenseits der Cutoff-Masse ($\gtrsim$ 1 GeV) sollten dann in dem Modell nicht mehr zur Wechselwirkung beitragen [Mac89, Hol90].

Die in den Mesonenaustauschmodellen berücksichtigten Mesonen werden klassifiziert durch ihren Spin und ihr Verhalten unter Paritätstransformation bzw. auch durch ihren Isospin und ihr Verhalten unter G-Paritätstransformation. Diese Eigenschaften werden zusammengefaßt in den Größen: $J^P \equiv \text{Spin}^{\text{Parität}}$ und $I^G \equiv \text{Isospin}^{\text{G-Parität}}$. Bei der Berechnung der Feynman-Graphen (Abbildung 4.3) für den Austausch der Mesonen, bestimmt diese Eigenschaft den Vertex-Faktor des entsprechenden Feynman-Graphen. Das π^0-Meson z.B. hat $J^P = 0^-$ und $I^G = 1^-$, verhält sich unter Paritätstransformation wie ein Pseudoskalar. Eine Übersicht über die Mesonen und ihre dominanten Kopplungen ist in Tabelle 4.1 aufgeführt. Das skalare σ-Meson[2] ist dabei ein Sonderfall, es wird heute als Parametrisierung eines korrelierten 2π-Austausches interpretiert.

Aufgrund ihrer unterschiedlichen Eigenschaften (Masse, Spin, usw.) sind die verschiedenen Mesonen nun verantwortlich für die verschiedenen Bereiche der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Wie in Abbildung 4.2 angedeutet, kann man das allgemeine Potential grob in drei Bereiche unterteilen:

Der **langreichweitige Teil** wird dominiert von dem Austausch von Pionen, da diese die geringsten Massen haben. Das Potential hat eine schwache Spin-Spin- und eine starke Tensor-Komponente.

[2] In [PDG98] als $f_0(400-1200)$ bezeichnet.

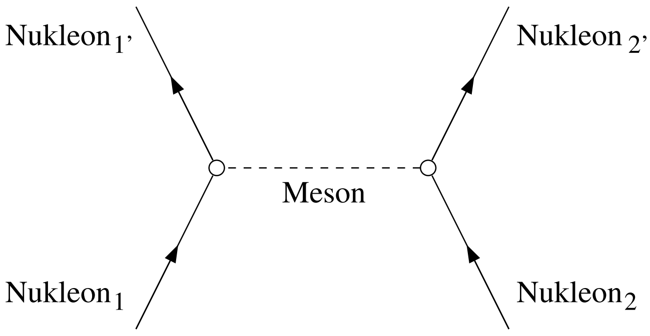

Abbildung 4.3: *Feynman-Graph der Wechselwirkung zweier Nukleonen durch Austausch eines Mesons.*

Der **mittlere Bereich** wird bestimmt vom ρ- und σ- bzw. 2π-Austausch. Der σ- bzw. 2π-Austausch verursacht eine starke, anziehende Zentralkraft. Das ρ-Meson schwächt den attraktiven Tensoranteil des Pionaustausches ab.

Der **repulsive Kern** ($r < 0.6$ fm) wird dominiert durch den ω-Mesonen-Austausch. Die Kraft enthält einen starken, repulsiven Zentral-Anteil, einen schwachen Spin-Spin- und einen starken, kurzreichweitigen Spin-Bahn-Anteil.

Wie schon in Abschnitt 4.1.1 beschrieben, führt die Spin-Bahn-Wechselwirkung zu der experimentell leicht meßbaren Analysierstärke. Die Messung der Analysierstärke auch bei höheren Energien ist von Bedeutung in Hinblick auf die Stärke des ω-Mesonenaustausches.

Meson	Masse (MeV/c^2)	J^P / I^G	dominante Kopplung
π^0	135	0^- / 1^-	pseudoskalar
$\pi^\pm$	140	0^- / 1^-	
η	547	0^- / 0^+	
ρ	770	1^- / 1^+	tensor
ω	782	1^- / 0^-	vektor
σ	550	0^+ / 0^+	skalar

Tabelle 4.1: *Übersicht über die Mesonen der Mesonenaustauschmodelle.*

4.1.3 Weitere Modelle der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung

Eine der relevanten Eigenschaften der QCD im nicht-perturbativen Bereich ist das Confinement. Dies wird im Rahmen des MIT-Bag-Modells [Cho74, Tho84] durch ein unendlich hohes Potential modelliert. Die geringe Ausdehnung dieses Potentialtopfes bedingt hohe Impulse der sich darin befindlichen Quarks, so daß diese sich praktisch frei bewegen können. Das Bag-Modell kann mit sehr wenigen freien Parametern das Massenspektrum und die magnetischen Momente der leichten Mesonen[3] und Baryonen recht gut beschreiben. Wegen der scharfen Grenze der Nukleonen im MIT-Bag-Modell ist es aber für eine Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung mit ihren langreichweitigen Anteilen prinzipiell nicht geeignet.

Ebenfalls eine relevante Eigenschaft für den niederenergetischen Bereich ist die näherungsweise chirale Symmetrie[4] der QCD für die leichten Quarks. Für den Grenzfall masseloser Quarks wäre die QCD-Lagrange-Dichte invariant gegen chirale Transformation, was bedeutet, daß links- und rechtshändige Quarks nicht miteinander koppeln. Im Fall der chiralen Symmetrie für up- und down-Quarks ergibt sich ein Isotriplett pseudoskalarer Teilchen, das als Pion identifiziert wird. Durch die geringe, aber endliche Masse der up- und down-Quarks wird die Symmetrie gebrochen und führt zur endlichen Pionen-Masse. Die Symmetriebrechung dient als Ausgangspunkt der chiralen Störungstheorie[5], einer effektiven Feldtheorie für kleine Energien. Unter Verwendung der aus πN-Streuexperimenten bekannten niederenergetischen Kopplungskonstanten können die NN-Streuphasen bis etwa 0.3 GeV mit nur wenigen freien Parametern recht gut beschrieben werden [EGM99].

4.2 Streutheorie

In diesem Kapitel werden kurz einige Aspekte der Beschreibung[6] der Streuung zweier spinloser Teilchen besprochen. Dies ist zunächst die Partialwellenzerlegung. Dann wird der Streuformalismus für Streuung von Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ erläutert. Dabei werden die Konzepte mit Hinblick auf die Situation im EDDA-Experiment eingeführt und die dem Experiment zugänglichen Observablen vorgestellt.

4.2.1 Partialwellen

Die Wellenfunktion Ψ eines elastischen Streuprozesses kann als Superposition aus einlaufender ebener Welle (Ψ_0) und einer gestreuten auslaufenden Kugelwelle (Ψ_S) beschrieben werden. Experimentell zugänglich sind nur die asymptotischen Zustände vor und nach der Streuung:

$$\begin{aligned} |\Psi(\vec{r})\rangle &= |\Psi_0(\vec{r})\rangle + |\Psi_S(\vec{r})\rangle \\ &= e^{i\vec{k}\vec{r}} + f(k,\theta)\frac{e^{ikr}}{r} \end{aligned} \tag{4.7}$$

[3]Eine Ausnahme bildet dabei das Pion.
[4]Übersichtsartikel: [BKM95, Ris96, Koc97]
[5]Vorgeschlagen in den 80er Jahren von Gasser und Leutwyler [GL82].
[6]Dabei werden ebene und Kugel-Wellen verwendet, durch die sich ein Streuprozess näherungsweise beschreiben läßt.

Die Funktion $f(k,\theta)$ wird *Streuamplitude* genannt. Sie stellt die Verbindung zu einer der zentralen experimentellen Größen dar, dem differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(k,\theta)|^2 \tag{4.8}$$

Zur Bestimmung der Streuamplitude eines Potentials, zerlegt man das Streuproblem nach Partialwellen. Dabei werden die Lösungsfunktionen (4.7) nach Drehimpulseigenfunktionen entwickelt [MK84]. Für eine ebene Welle ergibt diese Entwicklung:

$$e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)i^l j_l(kr)P_l(\cos(\theta)) \tag{4.9}$$

Dabei sind die $j_l(kr)$ die sphärischen Bessel-Funktionen und $P_l(cos(\theta))$ die Legendre-Polynome. Die Summe in Gleichung (4.9) ist von der Energie der Teilchen und der Reichweite der Wechselwirkung abhängig.

Man kann mit Hilfe dieser Entwicklung die Streuamplituden gewinnen:

$$f(k,\theta) = \frac{1}{k}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)e^{i\delta_l}\sin(\delta_l)P_l(\cos(\theta)) \tag{4.10}$$

wobei δ_l die *Streuphase* zur zugehörigen Partialwelle mit dem Drehimpuls l ist. Integration über den ganzen Raumwinkel liefert den totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\sin^2(\delta_l) \tag{4.11}$$

4.2.2 Streuphasenanalyse

Eine Methode der Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Streuung ist die Zerlegung der Streuamplitude in Partialwellen (Gleichung (4.10)). Eine derartige Auswertung von gemessenen Streudaten wird als *Streuphasenanalyse* oder *PSA*[7] bezeichnet.

Da die starke Wechselwirkung Gesamtdrehimpuls und Parität erhält, sind Übergänge zwischen Zuständen mit verschiedenem Drehimpuls und Parität verboten, und die Streuung kann für die einzelnen Partialwellen separat betrachtet werden. Durch die endliche Reichweite der starken Wechselwirkung spielen nur die niedrigsten Partialwellen eine Rolle, da Bahndrehimpuls und Abstand der streuenden Teilchen korreliert sind[8]. Bei einer Reichweite von z.B. 1 fm und einer Projektilenergie von $0.5\ldots2.5$ GeV erwartet man

[7] Phase Shift Analysis

[8] In der Quantenmechanik gibt es zwar keine eindeutige Beziehung zwischen Stoßparameter und Drehimpuls, der radiale Anteil der Wellenfunktion besitzt aber bei $r_l = \lambda\sqrt{l(l+1)}/2\pi$ ein Maximum. Dabei ist l der Drehimpuls und λ die de Brogli-Wellenlänge des Projektilteilchens.

Beiträge mit Bahndrehimpulsen bis $l = 4 \ldots 8$. Dies entspricht auch ungefähr den in Phasenanalysen verwendeten Werten [Roh00a].

In der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung gibt es auch einen langreichweitigen Teil, der durch die elektromagnetische Wechselwirkung (Reichweite unendlich) und Ein-Pionen-Austausch (Reichweite begrenzt) sehr gut beschrieben wird. Damit können die höheren Partialwellen theoretisch berechnet werden[9], und nur die niedrigsten Partialwellen werden parametrisiert und an experimentelle Daten angepaßt [Roh00a].

Phasenanalysen können experimentelle Daten über große Energie- und Winkelbereiche mit nur wenigen freien Parametern beschreiben. Entscheidend ist dabei die effiziente Parametrisierung der Energieabhängigkeit der Phasen. Man unterscheidet zwei verschiedene Klassen von Lösungen: „multi-energy“ und „single-energy“ . Die multi-energy-Lösungen erfassen die Energieabhängigkeit der Streuphasen. Wohingegen die single-energy-Lösungen nur Daten bei einer festen Energie (oder in einem sehr kleinen Energieintervall) beschreiben und den Vorteil haben, daß sich das Vertrauensintervall der gefundenen Parameter besser quantifizieren läßt.

In der Analyse des EDDA-Experimentes wird intensiv Gebrauch von Phasenanalysen der Gruppe von R.A.Arndt [Arn92] gemacht, die durch das Programm SAID [Arn94, SAI] verfügbar sind. Diese VPI/GW[10]-Phasenanalyse erstreckt sich über den Energiebereich von $0 \ldots 3$ GeV (Strahlimpulsbereich $0 \ldots 3800$ MeV/c), in voller Überdeckung der für das EDDA-Experiment interessanten Region. Für den niederenergetischen Bereich ($0 \ldots 0.35$ GeV bzw. $0 \ldots 880$ MeV/c Strahlimpuls) hat sich auch die Nijmegen-Analyse [Ber90, Sto93] als Referenz etabliert. Single-energy-Lösungen, vor allem bei hohen Energien ($0.8 \ldots 2.7$ GeV bzw. $1450 \ldots 3500$ MeV/c Strahlimpuls), werden auch von der Saclay-Genf-Gruppe [BLL87, BLL90, BLL98] berechnet.

4.2.3 Streuung von Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$

Der Spin

Ein Teilchen mit Spin $s = \frac{1}{2}$ hat $(2s+1) = 2$ Einstellmöglichkeiten zur Quantisierungsachse, welche hier in z-Richtung festgelegt sein soll. Quantenmechanisch wird der Spin durch den Spinoperator $\vec{S}$ dargestellt. Die Spin-Eigenzustände sind Eigenzustände zu $\vec{S}^2$ und S_z. Bei Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen ist die Darstellung des Spinoperators mit Hilfe der Paulimatrizen $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ üblich:

$$\vec{S} = \frac{1}{2}\hbar\vec{\sigma} \tag{4.12}$$

[9] Dabei wird die bekannte elektromagnetische Wechselwirkung „herausgerechnet“.

[10] Seit 1999 wird die Streuphasenanalyse von Arndt und Mitarbeitern nicht mehr von dem Virginia Polytechnic Institute, sondern von der George Washington University betreut.

mit

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{4.13}$$

Die Polarisation

Man verwendet das Konzept der *Polarisation* zur Beschreibung der Spinausrichtung von Ensembles spinbehafteter Teilchen. Dazu führt man den Dichteoperator und die Dichtematrix ein. Die Dichtematrix beschreibt die statistische Mittelung über das gesamte System. Der Dichteoperator ist definiert als

$$\rho = \sum_n |n\rangle \, p_n \, \langle n| \tag{4.14}$$

wobei die p_n die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Zustände $|n\rangle$ angeben. Die Polarisation P eines Ensembles von Teilchen ist nun definiert als Erwartungswert des entsprechenden Paulioperators. Die Bildung derartiger Erwartungswerte geschieht durch Spurbildung über das Produkt aus Dichtematrix und Spinmatrix [Fic71]:

$$\vec{P} = \langle \vec{\sigma} \rangle = \mathrm{Spur}(\rho\vec{\sigma}) \tag{4.15}$$

Für die Polarisation in Richtung der Quantisierungsachse ergibt sich:

$$P_z = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \tag{4.16}$$

Dabei ist N^+ die Anzahl der Teilchen mit Spin entlang, und N^- die Anzahl der Teilchen mit Spin entgegen der Quantisierungsachse[11]. Die Polarisation kann Werte zwischen -1 und +1 annehmen. Bei statistischer Gleichverteilung der Teilchenspins ist die Polarisation Null.

Die M-Matrix

Um den Spin bei der Streuung zweier Teilchen explizit zu berücksichtigen, wird die Wellenfunktion des freien Teilchens als Produkt aus einer Ortswellen- (hier ebene Welle) und einer Spinwellenfunktion ($|n\rangle$) beschrieben [Fic71]:

$$|\Psi_0(\vec{r})\rangle = e^{i\vec{k}\vec{r}} \, |n\rangle \tag{4.17}$$

Für die Wellenfunktion nach der Streuung gilt in Analogie zu Gleichung (4.7):

$$|\Psi(\vec{r})\rangle = e^{i\vec{k}\vec{r}} \, |n\rangle + \frac{e^{ikr}}{r} M \, |n\rangle \tag{4.18}$$

[11] Gleichung (4.16) gilt ganz analog auch wenn die Quantisierungsachse entlang der x- oder y-Achse liegt

$M = M(\vec{k}', \vec{k})$ ist die spinabhängige Übergangsmatrix. Sie stellt eine Verallgemeinerung der Streuamplitude[12] aus Gleichung (4.7) dar. Bis auf eine Normierungskonstante gilt für den Zusammenhang zwischen M-Matrix und S-Matrix:

$$M \propto \frac{1}{2i\pi}(S - \mathbf{1}) \tag{4.19}$$

Die Dichtematrix des Endzustandes hängt mit der des Eingangszustands wie folgt zusammen:

$$\rho_{\text{final}} = M\ \rho_{\text{inital}}\ M^{\dagger} \tag{4.20}$$

Hierbei ist zu berücksichtigen, daß sich der Dichteoperator ρ_{inital} des Gesamtsystems bei der Streuung zweier Ensembles von Teilchen mit Spin aus dem direkten Produkt der einzelnen Dichteoperatoren berechnet:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{inital}} &= \rho_{\text{Projektil}} \otimes \rho_{\text{Target}} \\ &= \frac{1}{4}\left(\mathbf{1} + \vec{P}\ \vec{\sigma}_{\text{Projektil}}\right) \otimes \left(\mathbf{1} + \vec{Q}\ \vec{\sigma}_{\text{Target}}\right) \end{aligned} \tag{4.21}$$

Dabei sind $\vec{\sigma}_{\text{Projektil}}$ und $\vec{\sigma}_{\text{Target}}$ die Paulimatrizen, und $\vec{P}$ und $\vec{Q}$ die Polarisationsvektoren von Projektil und Target. Analog zu (4.8) ergibt sich der spinabhängige differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung zweier polarisierter Teilchen durch Spurbildung der Dichtematrix des Ausgangszustandes:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{Spur}\left(\rho_{\text{final}}\right) \tag{4.22}$$

Alle experimentell zugänglichen Polarisationsobservablen X können durch Spurbildung über direkte Produkte der Paulimatrizen berechnet werden [BLW78, Con93]:

$$X_{pqik} = \frac{1}{4}\frac{1}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0}\text{Spur}\left(M\sigma_i \otimes \sigma_k M^{\dagger}\sigma_p \otimes \sigma_q\right) \tag{4.23}$$

dabei ist

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = \frac{1}{4}\text{Spur}\left(MM^{\dagger}\right) \tag{4.24}$$

der über alle Spineinstellungen gemittelte differentielle Wirkungsquerschnitt, der zur Normierung aller Polarisationsobservablen X verwendet wird. Die σ_j mit $j \in \{i, k, p, q\}$ sind die Paulimatrizen der beteiligten Teilchen. Die Indizes $p, q, i, k \in \{0, s, n, k\}$ der Polarisationsobservablen geben die durch das Experiment festgelegten Richtungen der Polarisation von Strahl (i), Target (k), gestreutem Teilchen (p) und rückgestreutem Teilchen (q) an. Diese Notation der Observablen geht auf die Saclay-Gruppe [BLW78] zurück.

[12] Im Fall spinloser Teilchen entspricht die M-Matrix der Streuamplitude.

Die Observablen im EDDA-Experiment

Bei der Streuung zweier Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen kann der Spin jedes Teilchens vor und nach der Streuung eine von drei unabhängigen Richtungen einnehmen. Da die Darstellung und auch die Werte der Observablen von dem verwendeten Koordinatensystem abhängen, ist die Wahl des Koordinatensystems von Bedeutung.

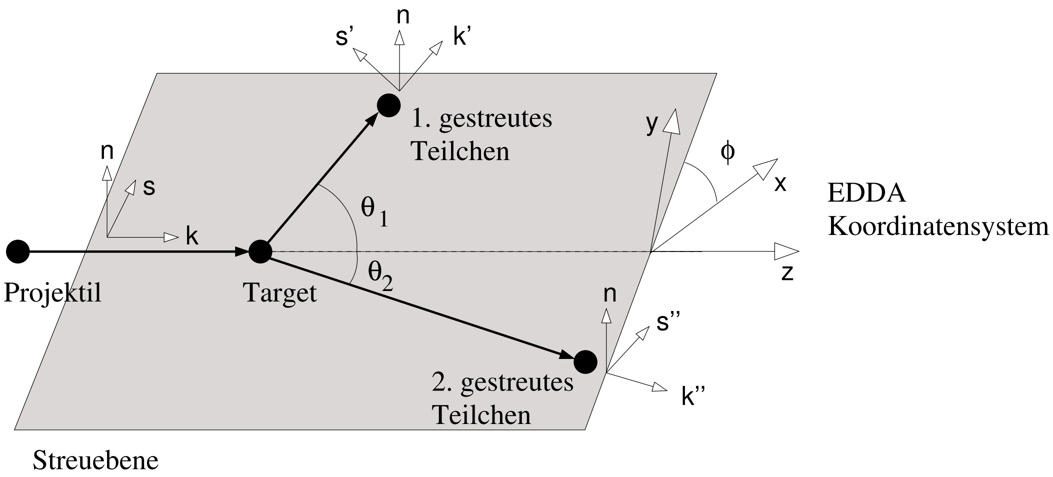

Abbildung 4.4: *Koordinatensysteme entsprechend der Saclay-Notation [BLW78] und Transformation in das EDDA-Koordinatensystem. Erläuterungen siehe Text.*

Das hier verwendete Koordinatensystem ist das der Saclay-Notation [BLW78] , welches hier und im folgenden verwendet wird[13]. Man definiert im Laborsystem ein rechtshändiges Koordinatensystem im Eingangs- und zwei im Ausgangskanal. Die k-Achse im Eingangskanal ist so gewählt, daß sie in Richtung des Impulsvektors des Projektil-Teilchens $\vec{k}$ liegt. Die n-Achse liegt in Richtung der Normalen der Streuebene. Die s-Achse wird senkrecht zur k- und n-Achse gewählt und ist damit eindeutig definiert. Für die Basisvektoren von Projektil- und Target-Teilchen gilt damit:

$$\vec{e}_k = \frac{\vec{k}}{\left|\vec{k}\right|} \quad , \quad \vec{e}_n = \frac{\vec{k} \times \vec{k'}}{\left|\vec{k} \times \vec{k'}\right|} \quad \text{und} \quad \vec{e}_s = \vec{e}_n \times \vec{e}_k \tag{4.25}$$

Ein äquivalentes System definiert man auch für jedes der auslaufenden Teilchen (Abbildung 4.4). Nur geben hier die Impulsvektoren der gestreuten Teilchen die Richtung der k'- bzw. k"-Achse vor.

[13]Ein weiteres häufig verwendetes Koordinatensystem ist das der *Madison-Konvention* [BH70], welches sich von dem der Saclay-Gruppe nur durch die Bezeichnung der Koordinatenachsen unterscheidet: $s = x$, $n = y$ und $k = z$.

Jedes der beiden am Streuprozess beteiligten Teilchen hat vor und nach der Streuung vier Möglichkeiten für die Einstellung der Spinachse, nämlich: s, n, k oder 0 (0 bedeutet unbekannt bzw. unpolarisiert). Die M-Matrix, die den Übergang von Eingangs- zu Ausgangszuständen des Streuprozesses beschreibt, ist damit eine 4×4-Matrix mit 16 Matrixelementen[14]. Aufgrund der Symmetrien der starken Wechselwirkung (Paritätserhaltung, Verallgemeinertes Pauli-Prinzip und Zeitumkehrinvarianz) ergibt sich jedoch eine Reduktion auf fünf Matrixelemente, d.h. 10 reelle Größen. Da bei den fünf Matrixelementen eine Phase frei gewählt werden kann, bleiben nur noch 9 reelle Größen übrig. Bei einem vollständigen Experiment sind dementsprechend mindestens 9 Observable als Funktion der Einschußenergie und des Streuwinkels zu bestimmen. Tatsächlich benötigt man jedoch mehr als 9 Observable, um die fünf M-Matrixelemente eindeutig zu bestimmen [Hin00].

Entwickelt man den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Observablen und der möglichen Polarisation von Strahl und Target, dann ergibt sich [BLW78, Con93, Fic71]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left[1 + \sum_{\alpha} \left(A_{00\alpha 0} P_\alpha + A_{000\alpha} Q_\alpha\right) + \sum_{\alpha,\beta} A_{00\alpha\beta} P_\alpha Q_\beta\right] \tag{4.26}$$

Dabei sind die $A_{00\alpha\beta}$ die Observablen[15], sowie P und Q die Polarisation von Strahl und Target jeweils in Richtung α bzw. β mit $\alpha, \beta \in \{s, n, k\}$.

Die Reduktion der Matrixelemente der M-Matrix durch die Symmetrien der starken Wechselwirkung reduziert Gleichung (4.26) auf:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \{1 \quad & + \quad [A_{000n}(P_n + Q_n)] \\ & + \quad [A_{00nn} P_n Q_n] \\ & + \quad [A_{00ss} P_s Q_s] \\ & + \quad [A_{00kk} P_k Q_k] \\ & + \quad [A_{00ks}(P_k Q_s + P_s Q_k)]\} \end{aligned} \tag{4.27}$$

Im Experiment sind die Richtungen der Polarisation von Strahl und Target durch technische Randbedingungen festgelegt. Das ortsfeste Koordinatensystem des EDDA-Detektors (x, y, z) wurde so gewählt, daß es mit dem mitbewegten Koordinatensystem der Strahlteilchen identisch ist. Damit stimmen prinzipiell nur die z- und die k-Achse der beiden Koordinatensysteme (EDDA und das des einzelnen Streuereignisses) überein. Um nun die Observablen aus Gleichung (4.27) bestimmen zu können, müssen die Polarisationsvektoren von Strahl und Target, welche im (x, y, z)-Koordinatensystem präpariert

[14] D.h. 16 komplexe oder 32 reelle Größen.

[15] Observablen, bei denen die Polarisationsrichtungen der Teilchen nach der Streuung nicht bestimmt sind, werden üblicherweise mit $A_{00ik} := X_{pqik} \wedge p = q = 0$ bezeichnet.

werden, in das (s, n, k)-Koordinatensystem der Streuebene transformiert werden. Dazu genügt eine einfache Drehung um die z- (bzw. k-) Achse um den Azimutwinkel (z.B. des ersten gestreuten Teilchens ϕ', Abbildung 4.4). Dieser stellt anschaulich die Drehung der Streuebene gegenüber der x-z-Ebene des EDDA-Koordinatensystems dar. Damit gilt z.B. für die im EDDA-Koordinatensystem präparierte Target-Polarisation[16]:

$$\begin{aligned} Q_s &= Q_x \cos\phi + Q_y \sin\phi \\ Q_n &= Q_y \cos\phi - Q_x \sin\phi \\ Q_k &= Q_z \end{aligned} \tag{4.28}$$

Im EDDA-Experiment kann die Target-Polarisation in jede Raumrichtung eingestellt werden. Die Polarisation des COSY-Strahls kann bis auf weiteres nur in y-Richtung präpariert werden[17]. Damit sind die dem Experiment zugänglichen Observablen

der spingemittelte (bzw. unpolarisierte) *differentielle Wirkungsquerschnitt* $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0$,

die *Analysierstärke*[18] A_{000n},

und die *Spinkorrelationsparameter* A_{00nn}, A_{00ss} und A_{00sk}.

Mit diesen Einschränkungen (d.h. $P_x = P_z = 0$) und der Transformation des Koordinatensystems (4.28) wird aus Gleichung (4.27) der für das EDDA-Experiment zugängliche differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Proton Streuung für polarisierten Strahl und polarisiertes Target:

$$Q_{x,y,z} \neq 0 \quad \wedge \quad P_y \neq 0, P_{x,z} = 0$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \{ 1 \; &+ \; A_{000n} \left[(P_y + Q_y)\cos\phi - Q_x \sin\phi \right] \\ &+ \; A_{00nn} \left[P_y Q_y \cos^2\phi - P_y Q_x \sin\phi\cos\phi \right] \\ &+ \; A_{00ss} \left[P_y Q_y \sin^2\phi + P_y Q_x \sin\phi\cos\phi \right] \\ &+ \; A_{00ks} \left[P_y Q_z \sin\phi \right] \; \} \end{aligned} \tag{4.29}$$

Für die Messung der Analysierstärke der elastischen pp-Streuung (Kapitel 5) wurde nur das polarisierte Atomstrahltarget verwendet, der COSY-Strahl blieb unpolarisiert. Gleichung (4.29) vereinfacht sich dann zu:

$$Q_{x,y} \neq 0 \quad \wedge \quad P_y = 0$$

$$\Rightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left[1 + A_{000n} \left(Q_y \cos\phi - Q_x \sin\phi \right) \right] \tag{4.30}$$

[16]Für die Strahlpolarisation gelten die gleichen Relationen, da EDDA- und Strahl-Koordinatensystem übereinstimmen.

[17]Der Einbau eines supraleitenden Solenoiden ist geplant, um auch longitudinale Polarisation zu ermöglichen.

[18]Für die elastische Proton-Proton-Streuung gilt $A_{00n0} = A_{000n}$.

Für die schnelle Polarisationsbestimmung des COSY-Strahls (Kapitel 6) war dies genau umgekehrt: Der COSY-Strahl war polarisiert, und es wurde das (unpolarisierte) Fädchentarget verwendet. Damit vereinfacht sich Gleichung (4.29) ebenfalls sehr stark zu:

$$Q_{x,y} = 0 \quad \wedge \quad P_y \neq 0$$

$$\Rightarrow \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 [1 + A_{00n0} P_y \cos\phi] \tag{4.31}$$

5 Analysierstärke

Die Daten zur Bestimmung von Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Analysierstärke wurden in insgesamt drei Produktionsstrahlzeiten genommen: Juni und November 1998, sowie Mai 1999. Dabei entstammen über 50 % der Daten der Strahlzeit November 1998. Insgesamt gehen mehr als 30 Millionen elastische Streuereignisse in die Analyse ein.

In diesem Kapitel werden das Verfahren der Messung, die Kriterien der Datenselektion und die Ergebnisse vorgestellt, sowie die systematischen Fehler diskutiert.

5.1 Methode der Messung

5.1.1 Beschreibung der verwendeten Daten

Die Messung der Analysierstärke geschieht während der Beschleunigung des Strahls. Das Atomstrahltarget beeinflußt wegen seiner geringen Flächendichte, im Mittel 1.8×10^{11} cm^{-2} [Büs99], den COSY-Strahl hinsichtlich der Lebensdauer praktisch nicht.

Dies eröffnet die Möglichkeit, die einzelnen Meßzyklen effizient auszunutzen und während der Abbremsung des Strahls zu messen. Die Zykluslänge in den Strahlzeiten lag bei etwa 15 Sekunden. Bei der Injektion beträgt der Strahlimpuls etwa 40 MeV/c. Dann wird der Strom in den COSY-Magneten gemäß eines Fahrprogramms wie in Abbildung 5.1 hochgefahren. Dies geschieht synchron mit dem Erhöhen der Beschleunigungsfrequenz in der Hochfrequenzeinheit. Die Beschleunigung geschieht innerhalb von etwa 4.5 s linear im Impuls. Nach einem Flattop von ca. 1.5 s, d.h. der Strahl wird für diese Zeit auf dem Maximalimpuls von 3300 MeV/c gehalten, wird der Strahl wieder linear abgebremst.

Die Datenaufnahme des EDDA-Detektors ist während eines Zyklus für etwa 12 s aktiviert. Verwertbare Daten können typischerweise bei Strahlimpulsen oberhalb von 1000 MeV/c genommen werden. Bei niedrigeren Strahlimpulsen ist die Energie der gestreuten Protonen, speziell der rückgestreuten[1], nicht groß genug, um das COSY-Strahlrohr oder die Innenschale zu durchdringen. In den Zeiten, in denen die Datenaufnahme für physikalische Streuereignisse deaktiviert ist, werden am Ende jedes Zyklus die magnetischen Haltefelder der Targetpolarisation auf die nächste Magnetfeld-, und damit Polarisationsrichtung, umgeschaltet. Die verwendeten Targetpolarisationsrichtungen sind: +x, −x, +y,

[1] Dies sind die Protonen mit dem größeren Streuwinkel, siehe Abbildung 2.1.

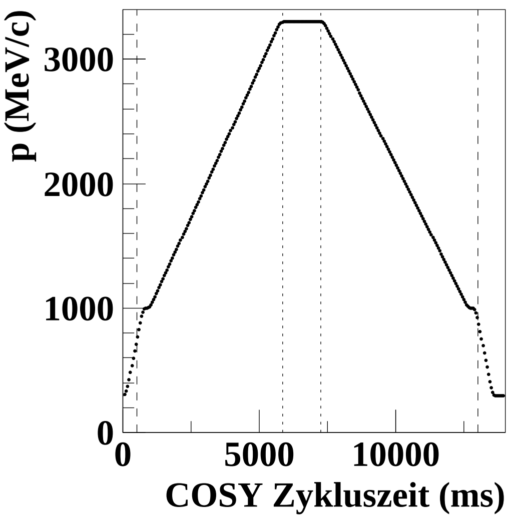

Abbildung 5.1: *COSY-Beschleunigungs-Zyklus während der Strahlzeiten. Die gestrichelten senkrechten Linien zeigen das Intervall, in dem Daten genommen wurden. Die gepunkteten Linien markieren die Flattop-Region.*

und −y. Eine unpolarisierte Einstellung des Targets wird aufgrund des verwendeten Verfahrens zur Bestimmung der Asymmetrien nicht benötigt.

Untersuchungen zur inneren Konsistenz der Daten, z.B. der Vergleich von Streuereignissen aus Messungen während der Beschleunigung und der Abbremsung des COSY-Strahls, Vergleiche der drei Meßzeiten untereinander, usw. [Büs99, Col99], zeigen keine systematischen Abweichungen durch die Meßmethode und Rekonstruktion der Streuereignisse. Weiterhin sind auch keine kurzfristigen Schwankungen in der Polarisation des Atomstrahltargets festgestellt worden. Änderungen der Luminosität sind zwar vorhanden, haben aber keinerlei Einfluß auf das Ergebnis, da diese durch das verwendete Verfahren zur Bestimmung der Asymmetrie berücksichtigt werden. Diese Stabilität der Targetpolarisation erlaubt es daher, jeweils die Daten einer gesamten Strahlzeit zusammenzufassen, und mit einer festen Normierung der Targetpolarisation auszuwerten [Büs99]. Zur Normierung verwendet man die am LAMPF[2] gemessene Analysierstärke bei einem festen Impuls.

5.1.2 Bestimmung der Analysierstärke

Ist eines der beiden Teilchen im Eingangskanal polarisiert, so wird der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion moduliert. Bei der elastischen Proton-Proton-Streuung betrifft dies die Azimutwinkel der gestreuten Protonen. Bei einem polarisierten Target ($Q_{x,y} \neq 0$) und einem unpolarisierten Strahl ($P_y = 0$) hat der differentielle Wirkungsquerschnitt die Form (Gleichung (4.30)):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 [1 + A_{000n}(\theta, p)\,(Q_y \cos\phi - Q_x \sin\phi)] \tag{5.1}$$

[2] Los Alamos Meson Physics Facility

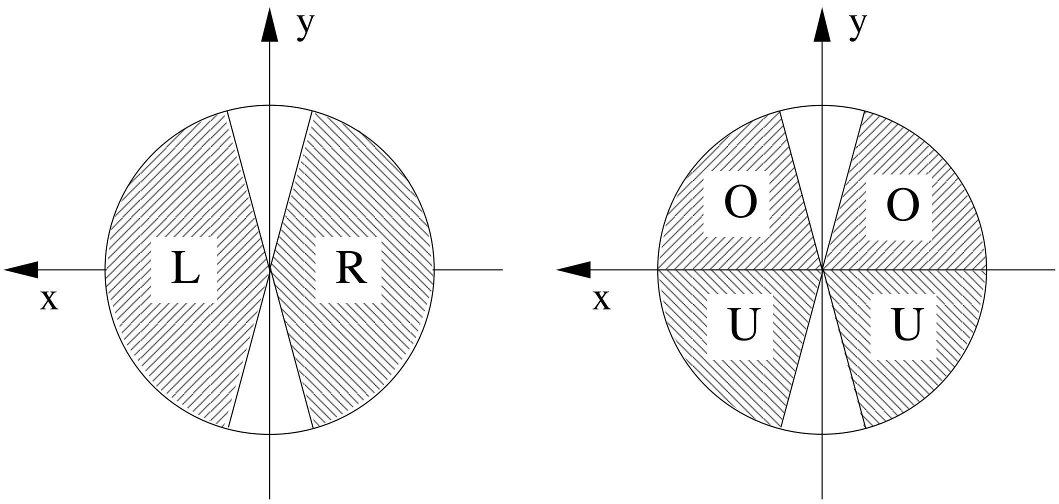

Abbildung 5.2: *Die Schnitte durch den EDDA-Detektor senkrecht zur Strahlachse zeigen die Unterteilung des Detektors in linke und rechte Hemisphäre (unterschiedliche Schraffierung) bei Messung mit Targetpolarisation in y-Richtung (linke Seite) und die Unterteilung in obere und untere Hemisphäre bei Messung mit Targetpolarisation in x-Richtung. Die oben und unten ausgesparten Segmente sind die Bereiche, in denen die Halbringe der Außenschale des Detektors ausgelesen werden. Die zur Ankopplung von Photomultipliern erforderliche Geometrie der halbring-förmigen Szintillatoren verhindert eine eindeutige Rekonstruktion der Polarwinkel, so daß die Signale dort nicht verwertbar sind.*

Hierbei ist θ der Polarwinkel und ϕ der Azimutwinkel des vorwärtsgestreuten Teilchens, p ist der Strahlimpuls und Q_y bzw. Q_x die Target-Polarisation in y- bzw. x-Richtung. $A_{000n}(\theta, p)$ ist die Analysierstärke der elastischen pp-Streuung in der Notation von Bystricky, Lehar und Winternitz [BLW78].

Die Modulation des differentiellen Wirkungsquerschnitts äussert sich, z.B. bei einem in y-Richtung polarisierten Target ($Q_y \neq 0$ und $Q_x = 0$), in einer ungleichmäßigen Verteilung der vorwärtsgestreuten Protonen in der linken und rechten Hemisphäre des Detektors, der sogenannten *Asymmetrie*. Analog wird durch ein in x-Richtung polarisiertes Target ($Q_y = 0$ und $Q_x \neq 0$) eine Asymmetrie der vorwärtsgestreuten Protonen in der oberen und unteren Hemisphäre des Detektors erzeugt. Die Beschreibung des Verfahrens sei daher im folgenden der Übersicht halber auf die Messung mit einem in y-Richtung polarisierten Target beschränkt. Die Abbildungen 5.2 zeigen Schnitte durch den Detektor senkrecht zur Strahlachse, die die Unterteilung des Detektors in Hemisphären bei unterschiedlichen Targetpolarisationsrichtungen zeigen.

Da die Streuwinkel der beiden Teilchen bei einem elastischen Streuereignis eindeutig korreliert sind (die Azimutwinkel entsprechend Gleichung (2.1) und die Polarwinkel nach Gleichung (2.2)), kann man ein Ereignis durch die Winkel eines der beiden Protonen vollständig beschreiben. Man wählt dazu immer das im Schwerpunktsystem vorwärtsgestreute Teilchen.

Die aus der Modulation des differentiellen Wirkungsquerschnittes resultierende Asymmetrie der vorwärtsgestreuten Protonen ist definiert als:

$$\epsilon_{LR} = \frac{\mathcal{L} - \mathcal{R}}{\mathcal{L} + \mathcal{R}} = Q_y \; A_{000n} \; \langle \cos\phi \rangle \tag{5.2}$$

Dabei sind $\mathcal{L}$ und $\mathcal{R}$ Zählraten und $\langle \cos\phi \rangle$ ist der mittlere Cosinus der linken bzw. rechten Hemisphäre des Detektors. Der mittlere Cosinus ist definiert als

$$\langle \cos\phi \rangle = \frac{\int \cos\phi \; d\phi}{\int d\phi} \tag{5.3}$$

wobei über den akzeptierten Azimutwinkelbereich einer[3] Hemisphäre integriert wird, d.h. unter Aussparung[4] der Ausleseregion (Abbildung 5.2). Die Zählraten links $\mathcal{L}$ und rechts $\mathcal{R}$ sind die geometrischen Mittelungen der Zählraten der Hemisphären bei jeweils entgegengesetzten Polarisationsrichtungen:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &\equiv \sqrt{L^{(+)} \cdot R^{(-)}} \\
&= \sqrt{(n^{(+)} N^{(+)} \, \Omega_L \, \eta_L) \cdot (n^{(-)} N^{(-)} \, \Omega_R \, \eta_R)} \; \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 [1 + A_{000n} \; Q_y \; \langle \cos\phi \rangle] \\
&\text{und} \\
\mathcal{R} &\equiv \sqrt{R^{(+)} \cdot L^{(-)}} \\
&= \sqrt{(n^{(+)} N^{(+)} \, \Omega_R \, \eta_R) \cdot (n^{(-)} N^{(-)} \, \Omega_L \, \eta_L)} \; \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 [1 - A_{000n} \; Q_y \; \langle \cos\phi \rangle]
\end{aligned} \tag{5.4}$$

Hierbei stehen die Indizes (+) und (−) für entgegengesetzte Polarisationsrichtungen „up" und „down" (positive und negative y-Richtung). $L^{()}$, $R^{()}$ sind die Zählraten auf der linken und rechten Seite (bzgl. Strahlrichtung) im Detektor (Abbildung 5.2). n ist die Strahlintensität und N die Targetdichte. Ω ist der Raumwinkel und η die Detektionseffizienz der jeweiligen Hemisphäre.

Die geometrische Mittelung der Zählraten (5.4) korrigiert vollständig die sogenannten falschen Asymmetrien [Ohl73]. Diese entstehen durch unterschiedliche Detektoreffizienzen η und effektive Raumwinkel Ω auf der linken und rechten Seite des Detektors ($\eta_L \neq \eta_R$

[3] Der mittlere Cosinus der beiden Hemisphären ist aufgrund der Symmetrie des Detektors und der Symmetrie der Cosinus-Funktion gleich.

[4] Bei vollständiger Abdeckung des Azimutwinkelbereiches wäre der mittlere Cosinus einer Hemisphäre $\langle \cos\phi \rangle = \frac{2}{\pi}$.

und/oder $\Omega_L \neq \Omega_R$), sowie Verkippung und Verschiebung von Strahl- gegenüber Detektorachse. Voraussetzung dafür ist jedoch, daß der effektiver Raumwinkel und die Effizienz konstant sind, z.B. keine Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung aufweisen.

Weiterhin werden durch (5.4) Fluktuationen in der Strahlintensität n oder der Targetdichte N über die Messung hinweg gemittelt. Zeitliche Schwankungen dieser Größen haben daher keine Auswirkungen auf die Messung der Analysierstärke.

Das Verfahren der geometrischen Mittlung (5.4) zur Korrektur falscher Asymmetrien und Mittlung zeitlicher Fluktuationen der Luminosität wird ermöglicht durch den sogenannten *Proper Flip*[5] der Polarisation. Die Umkehrung der Polarisation ist äquivalent einer Drehung des gesamten Detektors um 180°, wobei Strahlrichtung und -position relativ zum Detektor unverändert bleiben [Ohl73]. Im EDDA-Experiment kann der Proper Flip durch Umkehrung der Richtung der magnetischen Haltefelder erreicht werden.

Eine weitere Größe, die zur Berechnung der Analysierstärke benötigt wird, ist die Polarisation des Atomstrahltargets. Im Strahlrohr wird der polarisierte Atomstrahl von einer Wolke unpolarisierten Wasserstoffmolekülen umgeben. Daher bestimmt man die effektive, über den akzeptierten Vertexbereich gemittelte Polarisation unter Verwendung von *Referenzdaten* der Analysierstärke $A_{000n,\mathrm{ref}}$ aus den gemessenen Links-Rechts-Asymmetrien (Gleichung (5.2)) bei einer Energie E_{ref}:

$$Q_y = \frac{\epsilon_{\mathrm{LR}}|_{E_{\mathrm{ref}}}}{A_{000n,\mathrm{ref}} \, \langle\cos\phi\rangle} \tag{5.5}$$

Da bei dem Atomstrahltarget keine signifikanten Schwankungen der Polarisation beobachtet wurden, geht dann die bei dieser Referenzenergie bestimmte Polarisation als *globale Normierungskonstante* in den gesamten Datensatz ein. Als Referenzdaten wurden LAMPF-Daten bei der kinetischen Energie von 730.0 MeV [McN90] gewählt. Die Daten decken den Polarwinkelbereich von 40° bis 70° im CM-System ab und haben einen absoluten Normierungs-Fehler von 1%.

Die Analysierstärke der elastischen Proton-Proton-Streuung ist damit

$$A_{000n}(\theta, p) = \frac{\epsilon_{LR}(\theta, p)}{Q_y \, \langle\cos\phi\rangle} \tag{5.6}$$

für ein in y-Richtung polarisiertes Target. Bei Messung der Analysierstärke mit einem in x-Richtung polarisierten Target muß in Gleichung (5.6) die Links-Rechts-Asymmetrie ϵ_{LR} durch die Oben-Unten-Asymmetrie[6] ϵ_{OU}, die Targetpolarisation durch die mittlere Polarisation in x-Richtung Q_x ersetzt werden.

[5] engl., könnte übersetzt werden mit „richtige Umkehr“.

[6] Bei der Bestimmung der Oben-Unten-Asymmetrie wird der mittlere Sinus verwendet, der analog dem mittleren Cosinus (Gleichung (5.3)) definiert ist.

5.1.3 Eingrenzung der Akzeptanz des Detektors

Um systematische Fehler durch die energieabhängige Akzeptanz des Detektors zu verhindern, wird diese durch eine Reihe von Schnitten abgegrenzt:

θ-Schnitt: ca. $35° \leq \theta_{cm} \leq 90°$
Der Polarwinkelbereich, in dem Streuereignisse nachgewiesen werden können, ist bei niedrigen Strahlimpulsen zu kleinen Streuwinkeln im Schwerpunktsystem hin eingeschränkt[7]. Diese untere Grenze ist abhängig vom Strahlimpuls [Büs99].

ϕ-Schnitt: $\Delta\phi_{\mathrm{cut}} = 15°$
Hiermit werden Ereignisse im Auslesebereich der Halbringe ($90°\pm15°$ und $270°\pm15°$) verworfen.

z- und xy-Schnitt: $-15\mathrm{mm} \leq z + 20\mathrm{mm}$ und $(x-x_0)^2/(3\Delta_x)^2 + (y-y_0)^2/(3\Delta_y)^2 \leq 1$
Diese Schnitte auf die Komponenten des Reaktionsvertex (Abbildungen 5.3 und 5.4), definieren das Volumen, in welchem sich COSY- und Target-Strahl überlappen. Der COSY-Strahl hat ein elliptisches Intensitätsprofil und die Größen Δ_x und Δ_y sind die Halbwertsbreiten der Intensitätsverteilung des COSY-Strahls in x- und in y-Richtung. Die Größen x_0 und y_0 sind die Schwerpunkte der Intensitätsverteilung im Koordinatensystem des EDDA-Detektors[8].

5.1.4 Identifikation elastischer Streuereignisse

Zur Rekonstruktion der Ereignisse werden die Innen- und die Außenschale verwendet. Der Reaktions-Vertex und die Streuwinkel der Teilchen werden mit dem in Kapitel 3 beschriebenen Verfahren, dem Vertex-Fit, bestimmt. Dieser verwendet die beiden Relationen für die Streuwinkel $\theta_{1,2}$ und $\Phi_{1,2}$, welche die Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung beschreiben (Kapitel 2, Gleichungen (2.1) und (2.2)).

Durch diese Rekonstruktion werden Untergrundereignisse schon stark unterdrückt, da das Verfahren in der Regel nur konvergiert, wenn die aus den Treffermustern generierten Startwerte schon annähernd eine elastische Signatur aufweisen. Um den verbleibenden Untergrund noch weiter zu reduzieren, werden die folgenden Schnitte auf die Daten angewendet:

α-Schnitt: $\alpha \leq 11° - p\ /\ (1\ \mathrm{GeV/c}) \cdot 1°$
dabei ist p der Strahlimpuls und α das kinematische Defizit (siehe Kapitel 2, Abbildung 2.4). Der Winkel α, der für jedes einzelne Streuereignis berechnet wird, beinhaltet die Kinematik der elastischen Streuung, Gleichungen (2.1) und (2.2),

[7]Wenn das rückgestreute Teilchen eines Ereignisses einen zu geringen Impuls hat, kann es Strahlrohr und Innenschale nicht mehr durchdringen und das Streuereignis ist nicht mehr vollständig nachweisbar.

[8]Diese Werte werden jeweils als Funktion des Strahlimpulses bei der Kalibration des Detektors bestimmt.

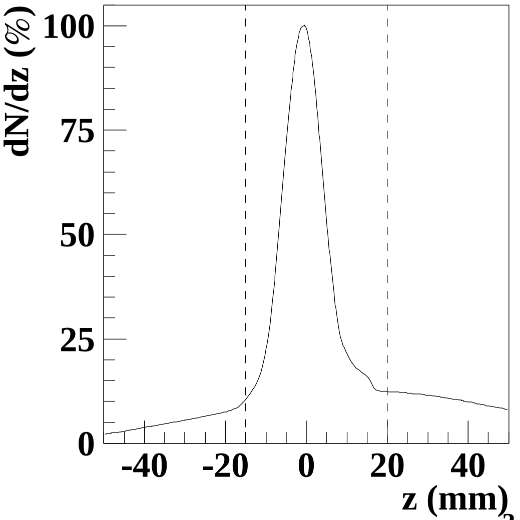

Abbildung 5.3: *Verteilung der z-Komponente des Vertex aller Ereignisse. Die beiden senkrechten gestrichelten Linien stellen die Grenzen des z-Schnitts dar. Die y-Achse ist normiert auf den Maximalwert des Histogramms. Gut zu sehen ist der Untergrund außerhalb des Peaks und die abnehmende Akzeptanz des Detektors für negative Werte von z.*

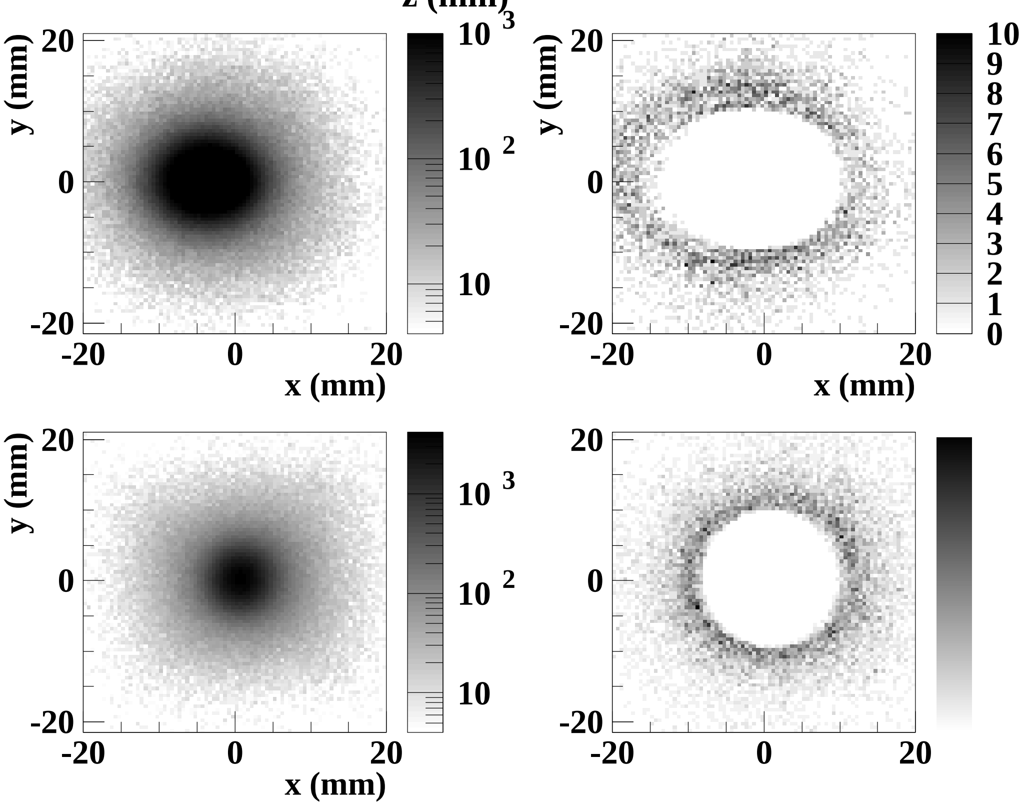

Abbildung 5.4: *Verteilung der x- und y-Vertizes bei 1400 MeV/c (obere Reihe) und 3100 MeV/c (untere Reihe). Links ist jeweils die vollständige Verteilung dargestellt und rechts die vom xy-Schnitt verworfenen Ereignisse. Bei dem niedrigeren Strahlimpuls ist der elliptische Strahlquerschnitt zu erkennen. Bei der Beschleunigung kontrahiert der Strahl.*

und ist damit eine sehr effektive Größe zur Identifikation elastischer Streuereignisse: ein kleiner Wert von α bedeutet eine gute Übereinstimmung der Streuwinkel mit (2.1) und (2.2). Der Schnitt wird bei wachsendem Strahlimpuls enger, da der Untergrundanteil bei großen Strahlimpulsen steigt (Abbildung 5.5).

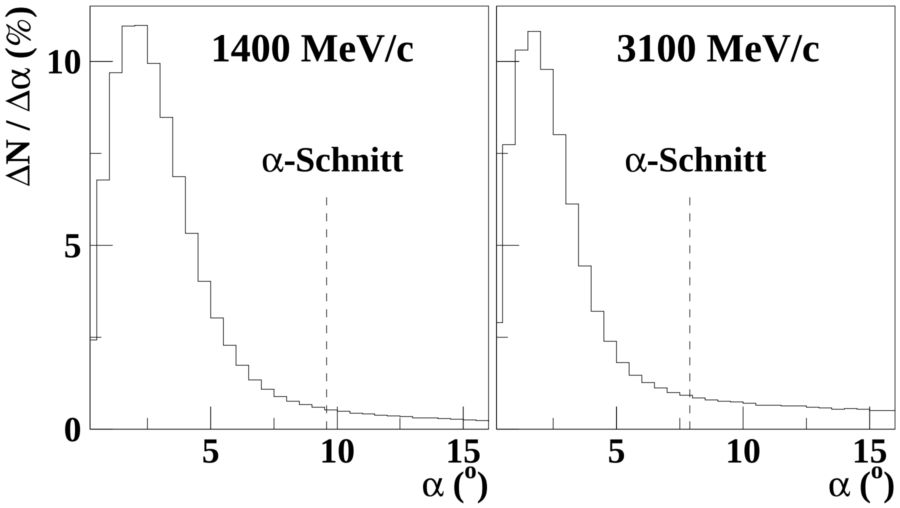

Abbildung 5.5: *Verteilung des kinematischen Defizits α bei 1400 MeV/c und 3100 MeV/c. Auf der y-Achse ist der Anteil der Ereignisse mit dem entsprechenden α pro Bin ($\Delta\alpha = 0.5°$) aufgetragen.*

Außenschalen-Treffermuster-Schnitt: Es werden nur Ereignisse akzeptiert, die ein Treffermuster von „211“ aufweisen. Dies ist das ideale Treffermuster und bedeutet zwei Treffer in der Stab- und je einen Treffer in beiden Halbringlagen.

Innenschalen-Multiplizitäts-Schnitt: Die Anzahl der in der Innenschale gefundenen Treffer, d.h. mögliche Durchstoßpunkte, wird begrenzt. Ein ideales Ereignis würde 4 Treffer aufweisen, da die Innenschale allein die Ambiguitäten der Rekonstruktion nicht auflösen kann. In der Innenschale treten jedoch durch Übersprechen der Kanäle oder Sekundärreaktionen im Strahlrohrmaterial häufig zusätzliche Treffer auf, die die Rekonstruktion nicht behindern. Daher werden höhere Multiplizitäten als die minimal mögliche zugelassen.

χ^2-Schnitt: $\chi^2 \leq 25$
Dieser Schnitt auf das χ^2 der Rekonstruktion der Ereignisse durch den Vertex-Fit (siehe Kapitel 3) dient primär dazu, Ereignisse, bei denen der Fit nicht konvergiert[9] ist, auszufiltern. Der Anteil dieser Ereignisse ist sehr gering (< 1 %).

[9]Die Minimierungsprozedur wird bei 20 Iterationen abgebrochen, aber i.d.R. konvergiert das Verfahren nach sieben oder acht Iterationen (siehe Abbildung 3.3).

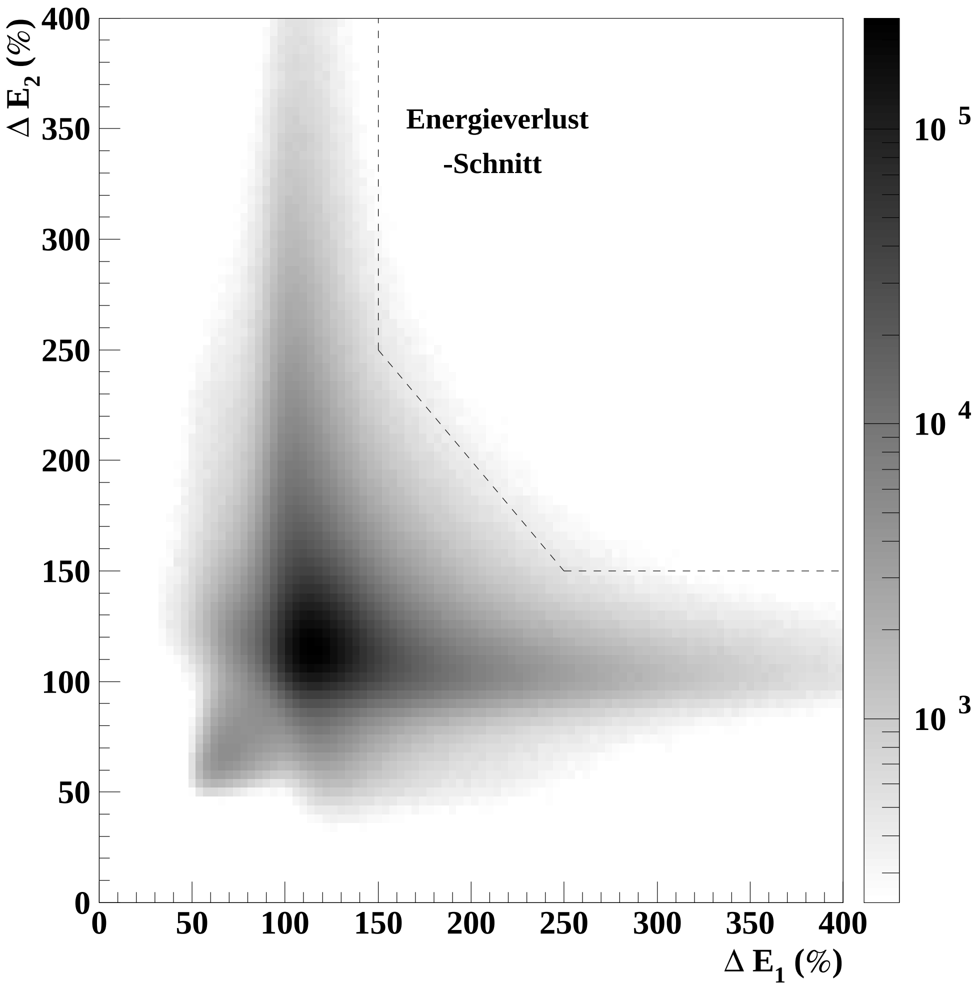

Abbildung 5.6: *Energieverlust von Teilchen 1 gegen Energieverlust von Teilchen 2. Die Achsen sind normiert auf den erwarteten Energieverlust von Protonen (entspricht 100 %).*

Energieverlust-Schnitt: $\Delta E_{1,2}/\Delta E_{1,2}^{\mathrm{Bethe-Bloch}} \leq 1.50$
oder $(\Delta E_1 + \Delta E_2)/(\Delta E_1^{\mathrm{Bethe-Bloch}} + \Delta E_2^{\mathrm{Bethe-Bloch}}) \leq 3.50$
Die differentiellen Energieverluste der Teilchen in der Stablage der Außenschale des Detektors $\Delta E_{1,2}$ sind der einzige, von den Streuwinkeln unabhängige Indikator für die Art der Teilchen, über die der EDDA-Detektor verfügt. Die Energieverluste werden auf den für Protonen erwarteten Wert[10] normiert.

Die Grenzen für die Schnitte sind den Verteilungen der einzelnen Parameter entnommen (siehe Abbildungen 5.3 bis 5.6). Die letztendlich verwendeten Grenzen und die Effizienz der Schnitte werden im Kapitel 5.3 noch diskutiert.

[10] Der Energieverlust für Protonen in Szintillatormaterial ist durch die Bethe-Bloch-Gleichung gegeben.

5.2 Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen

Die Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton-Streuung wurden, wie zuvor schon erwähnt, in drei Meßzeiten gemessen. Bedingt durch die Meßmethode, eröffnet sich die Möglichkeit die Gesamtheit der gemessenen Daten auf ihre innere Konsistenz hin zu überprüfen: Man bestimmt dazu die Analysierstärke aus mehreren, sich nicht überschneidenden Teilmengen der Daten:

1. bei x- und y-Targetpolarisation
2. bei Beschleunigung und Abbremsung des COSY-Strahls
3. für jede der drei Meßzeiten

Damit erhält man 12 Werte $A_{000n,i}$ für die Analysierstärke eines Impuls- und Polarwinkelintervalles (θ, p), die um den „wahren“ Wert normalverteilt sein sollten. Bildet man den gewichteten Mittelwert $\overline{A_{000n}}$ dieser 12 Werte, dann entspricht dies einer Anpassung einer Konstanten an die 12 Werte mittels des Verfahrens der χ^2-Minimierung.

$$\chi^2 = \frac{1}{11} \sum_{i=1}^{12} \frac{\left(A_{000n,i}(\theta,p) - \overline{A_{000n}}(\theta,p)\right)^2}{\sigma_i^2} \tag{5.7}$$

Dabei ist σ_i der Fehler der $A_{000n,i}$. Vergleicht man die Verteilung des reduzierten χ^2 aller Impuls- und Polarwinkelintervalle mit der bekannten theoretische χ_r^2-Verteilung (Abbildung 5.7) so zeigt sich eine befriedigende Übereinstimmung. Dies bedeutet, daß die Werte im Mittel normalverteilt sind. Die Daten sind also untereinander konsistent und können zu einem Gesamtdatensatz kombiniert werden (siehe auch [Büs99, Col99]).

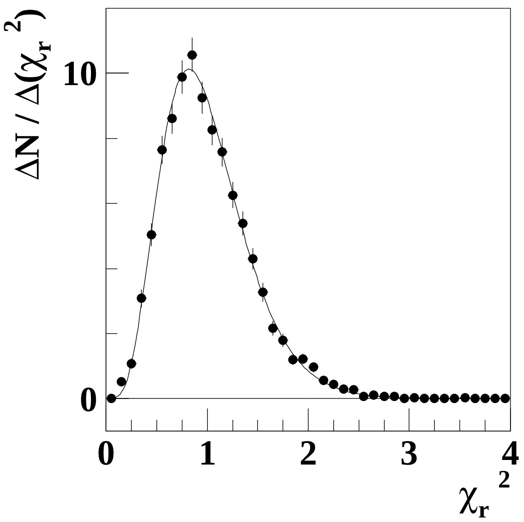

Abbildung 5.7: *Verteilung des reduzierten χ^2 des gewichteten Mittelwerts der A_{000n}-Werte der einzelnen Teilmengen. Die durchgezogene Linie zeigt die erwartete (theoretische) Verteilung des reduzierten χ^2. Die Einheit der y-Achse ist willkürlich.*

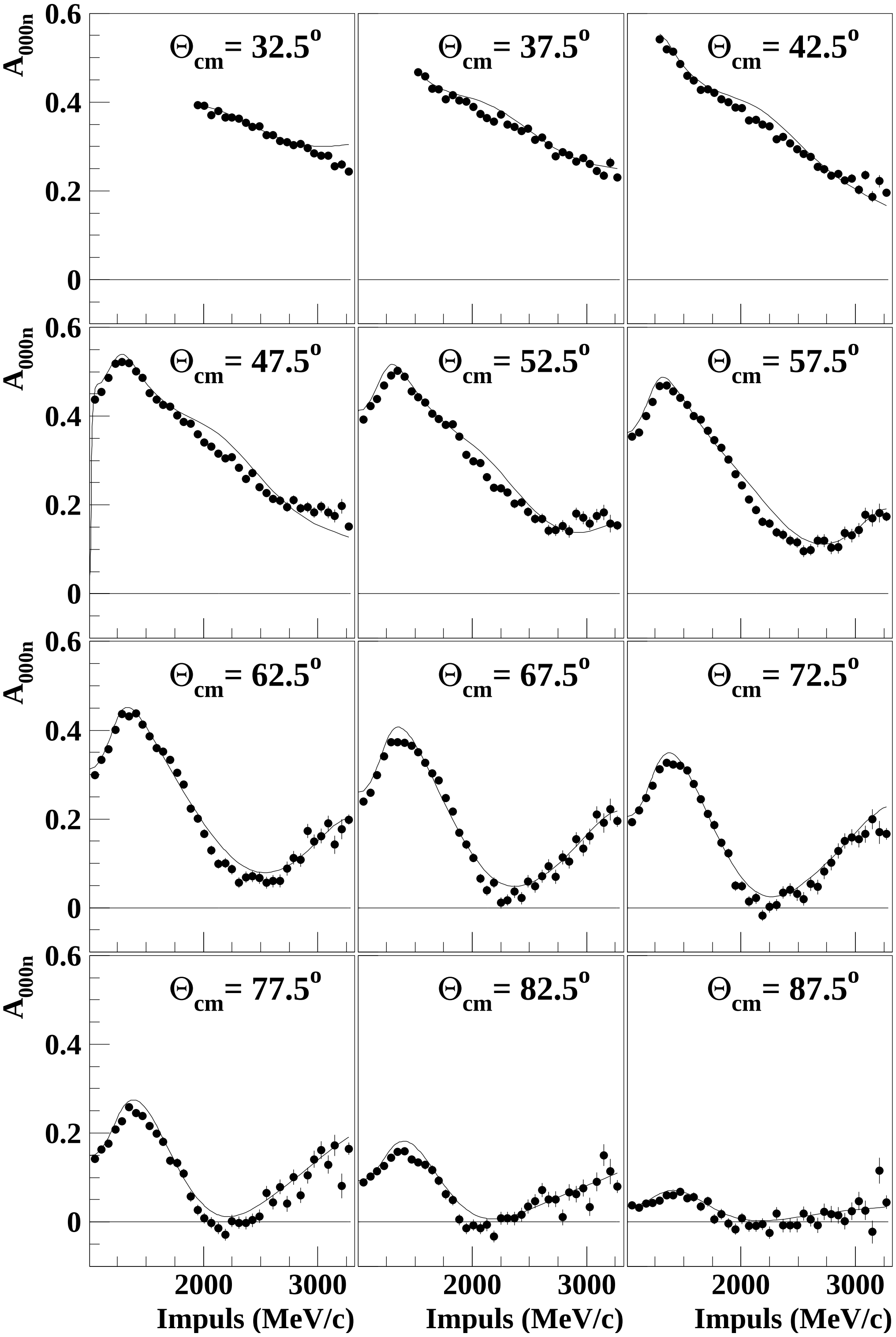

Abbildung 5.8: *Anregungsfunktionen der Analysierstärke bei einer Impulsintervallbreite von $\Delta p = 60$ MeV/c und einer Winkelintervallbreite von $\Delta\theta_{\rm cm} = 5°$. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage der Streuphasenlösung SP99 [Arn99] aus SAID [SAI].*

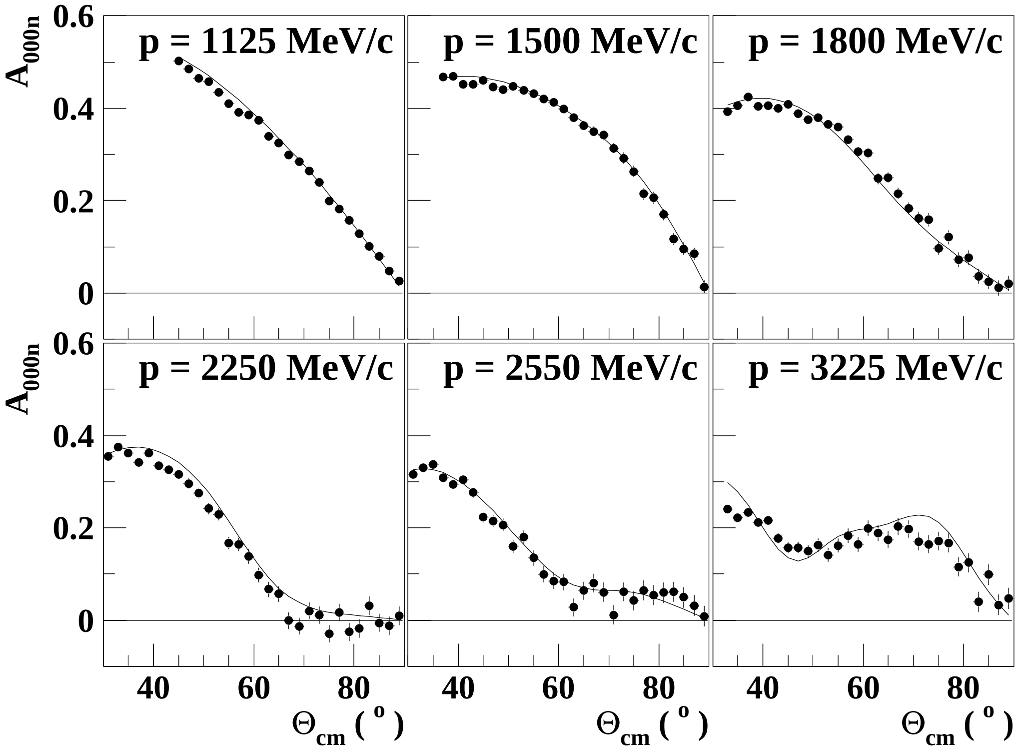

Abbildung 5.9: *Winkelverteilungen der Analysierstärke bei einer Impulsintervallbreite von $\Delta p = 75$ MeV/c und einer Winkelintervallbreite von $\Delta\theta_{\rm cm} = 2°$. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage der Streuphasenlösung SP99 aus SAID. (Die Abbildungen zeigen nur ein Fünftel der Datenpunkte.)*

Aufgrund der vorliegenden Statistik der Daten sind Darstellungen mit entweder Impulsintervallen $\Delta p < 15$ MeV/c oder Winkelintervallen $\Delta\theta < 1°$ nicht sinnvoll. Für die Darstellung der Anregungsfunktionen, Abbildung 5.8, wurden Intervallbreiten von $\Delta\theta = 5°$ und $\Delta p = 60$ MeV/c gewählt. Bei den Winkelverteilungen, Abbildung 5.9, ist $\Delta\theta = 2°$ und $\Delta p = 75$ MeV/c.

5.2.1 Einfluß der Daten auf die Streuphasenanalysen

Die durchgezogenen Linien zeigen die Vorhersagen für die Analysierstärke aus der Lösung SP99 der Streuphasenanalyse des Weltdatensatzes von R. Arndt und Mitarbeitern [Arn99]. In dieser Analyse sind die EDDA-Messungen zum unpolarisierten, differentiellen Wirkungsquerschnitt [Alb97], neuere SATURNE-Messungen [Bal99] zur Analysierstärke und anderer Polarisationsobservablen im Energiebereich bis 2.8 GeV bereits berücksichtigt, die hier vorgestellten Daten jedoch noch nicht.

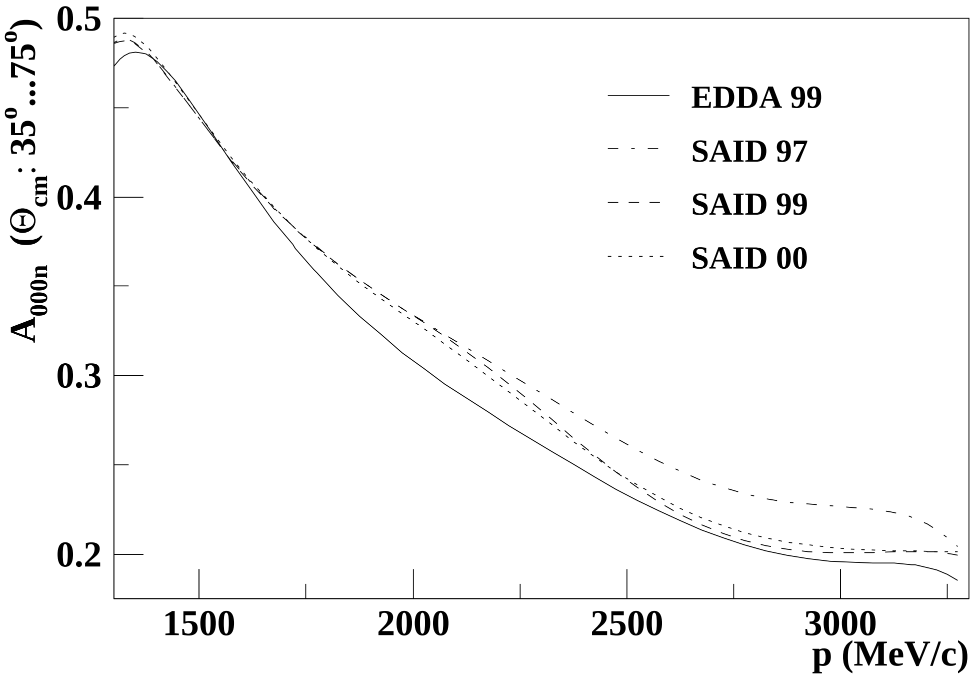

Abbildung 5.10: *Mittlere Analysierstärke A_{000n} der elastischen pp-Streuung als Funktion des Strahlimpulses für den Streuwinkelbereich im Schwerpunktsystem von 35° bis 75°. Dargestellt sind die Ergebnisse aus Streuphasenanalysen des Weltdatensatzes von 1997 (SM97, [Arn97]), 1999 (SP99, [Arn99]) und 2000 (FA00, [SAI]) sowie die Ergebnisse der EDDA-Messung von 1999 (Kapitel 5).*

Die Vorhersagen geben den Verlauf der Daten relativ gut wieder. Man erkennt aber auch deutliche Abweichungen (Abbildung 5.8), insbesondere zwischen 1800 und 2400 MeV/c (siehe dazu auch Abbildung 5.10 und Kapitel 6). Auffällig ist auch, daß die Analysierstärke für Winkel um $\theta_{cm} = 80°$ und Impulsen um 2100 MeV/c leicht negativ wird. Auch dies ist in den Vorhersagen der Streuphasenanalyse nicht enthalten.

Der Einfluß der Daten auf die Streuphasenanalysen läßt sich in Abbildung 5.10 gut erkennen. Hier werden die mittleren Analysierstärken aus den Lösungen SP97 [Arn97], SP99 [Arn99] und FA00 [SAI] mit der mittleren Analysierstärke aus der Lösung EDDA99 verglichen. Die Lösung EDDA99 entstammt einer Streuphasenanalyse des Weltdatensatzes unter Einbeziehung der in Kapitel 5.2 vorgestellten Daten und gleichzeitiger Unterdrückung aller anderen Analysierstärkedaten[11] [Roh00a].

[11] Die Messungen anderer Observabler der pp-Streuung, die im Weltdatensatz enthalten sind, wie der unpolarisierte, differentielle Wirkungsquerschnitt und die Spinkorrelationsparameter, sind in der Lösung EDDA99 berücksichtigt worden.

Es zeigt sich in Abbildung 5.10, daß die mittleren Analysierstärken aus SM97 und auch die aus der neueren Lösung SM99 gerade in dem von EDDA abgedeckten Winkel- und Impulsbereich signifikant von den von EDDA gemessenen abweichen. Dies liegt an dem unbefriedigenden Interpolationsverhalten von multi-energy-Phasenanalysen bei Mangel an Datenpunkten. Bis zur Messung der Analysierstärke durch EDDA existierten oberhalb ca. 1.2 GeV (ca. 1900 MeV/c) große Lücken in den Anregungsfunktionen[12]. In der Lösung FA00 sind die EDDA-Messungen der Analysierstärke (Kapitel 5.2, [Alt00]) berücksichtigt. Die Diskrepanz verbleibt und deutet darauf hin, daß der zur Zeit in der Streuphasenanalyse verwendete Ansatz für die Energieabhängigkeit eine bessere Beschreibung nicht zuläßt. Single-energy Strauphasenanalysen ergeben dagegen einen exzellenten Fit, sowohl an die EDDA-Daten, als auch an den Weltdatensatz bei der jeweiligen Energie.

Der Einfluß der Daten auf die einzelnen Streuphasen ist in der Arbeit von J.Lindlein [Lin00] zu finden. Die Auswirkung der durch die EDDA-Messungen (zum differentiellen Wirkungsquerschnitt und zur Analysierstärke) erweiterten Datenbasis auf die Angabe oberer Grenzen für die Ankopplung dibaryonischer Resonanzen an den elastischen Kanal der pp-Streuung wurde von H.Rohdjess [Roh00a] untersucht.

5.3 Systematische Fehler

Die Untersuchung der systematischen Fehler läßt sich in mehrere Bereiche aufgliedern. Systematische Fehler werden verursacht durch

i) Unsicherheiten in der Normierung der Targetpolarisation

ii) Unsicherheiten verursacht durch die Rekonstruktion der Ereignisse in Verbindung mit Besonderheiten des COSY-Strahls (z.B. Vertexbewegung oder Verkippung des COSY-Strahls)

iii) Einflüsse der zur Identifikation elastischer Ereignisse verwendeten Schnitte

iv) Falsche Asymmetrien, die durch Verletzung der Voraussetzungen des Ohlsen-Verfahrens zur Berechnung der Asymmetrien verursacht werden

v) Untergrund aufgrund der inelastischen pp-Streuung

Der durch Unsicherheiten in der Normierung der Targetpolarisation (Punkt i) verursachte Fehler ist bekannt und kann berechnet werden: Die zur Normierung verwendeten Daten haben einen absoluten Fehler von 1 % und einen statistischen Fehler der mittleren Analysierstärke des zur Normierung verwendeten Winkelbereiches von 0.6 %. Zusammen

[12] Die Lücken waren bei SM97 größer als bei SP99: 1999 wurde der Weltdatensatz um die SATURNE II-Messungen der Analysierstärke (s.o.) bei 2.2 GeV (3000 MeV/c Strahlimpuls) erweitert.

mit einer maximalen Abweichung der einzelnen Datensätze untereinander ergibt sich eine Normierungsunsicherheit von maximal 2.1 %.

Ebenso sind die Unsicherheiten in der Winkel- und Vertex-Rekonstruktion (Punkt ii)) bekannt und können eliminiert werden. Der systematische Restfehlers ist deutlich kleiner als der statistische Fehler.

5.3.1 Einflüsse der Schnitte

Zur Untersuchung der zur Untergrundunterdrückung verwendeten Schnitte, wurden die verwendeten Grenzen in weiten Bereichen variiert. Dies wurde für jeden einzelnen Schnitt und auch alle gemeinsam durchgeführt.

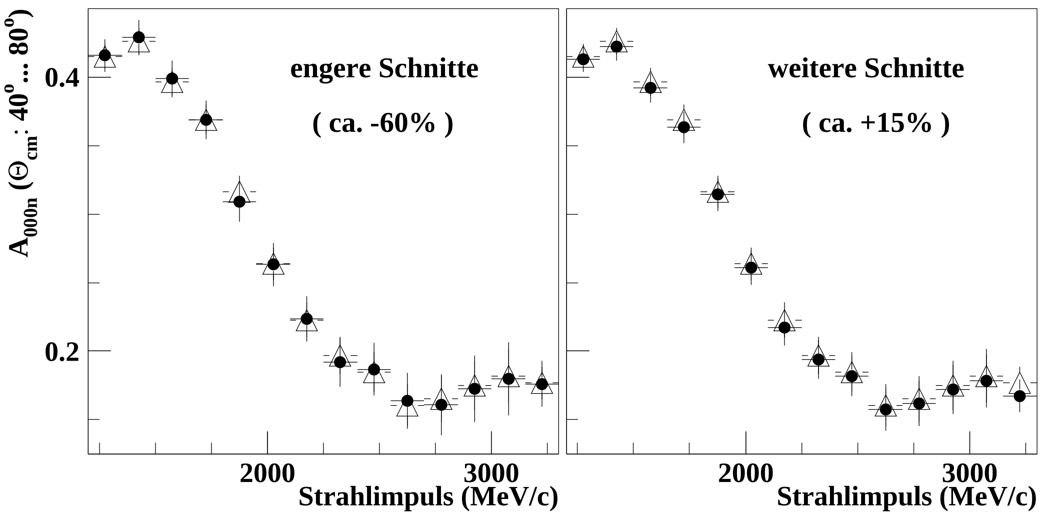

Abbildung 5.11: *Links: Die gefüllten Symbole zeigen Anregungsfunktionen der Analysierstärke integriert über θ_{cm} von 40° bis 80°, wobei die Grenzen der Schnitte zur Identifikation elastischer Streuereignisse soweit verengt wurden, daß 60% weniger Ereignisse akzeptiert wurden. Die dreieckigen, offenen Symbole zeigen die mit den in Kapitel 5.1.4 verwendeten Schnitten bestimmte Analysierstärke. Rechts: Analog der linken Abbildung, nur wurden hier die Grenzen der Schnitte erweitert.*

Es zeigt sich, daß die Analysierstärke unempfindlich ist gegenüber Variation der Schnitte in sinnvollen Bereichen (Abbildung 5.11). Weiterhin zeigt sich, daß bei einer drastischen Verringerung der letztendlich akzeptierten Ereignisse durch „schärfere" d.h. wesentlich engere Schnitte der statistische Fehler ansteigt, ohne daß sich signifikante Änderungen im Verlauf der Analysierstärke zeigen.

Schnitt	Typ	Anteil der Ereignisse
Außenschalen-Treffermuster	UG	$\approx 99.5\%$
z-Vertex	A	$\approx 59.1\%$
Innenschalen-Treffermuster	UG	$\approx 57.2\%$
χ^2 des Vertex-Fit	UG	$\approx 50.9\%$
xy-Vertex	A	$\approx 48.8\%$
Energieverluste	UG	$\approx 48.7\%$
Kinematisches Defizit α	UG	$\approx 48.0\%$

Tabelle 5.1: *Prozentualer Anteil der Ereignisse nach den einzelnen Schnitten, bezogen auf alle rekonstruierten Ereignisse. Die Schnitte sind in der Reihenfolge aufgelistet, in der sie angewendet werden. Typ UG bedeutet, daß dieser Schnitt der Reduktion des Untergrundes dient. Typ A dient zur Eingrenzung der Akzeptanz des Detektors.*

5.3.2 Falsche Asymmetrien

Wie in Kapitel 5.1.2 schon erläutert, ist eine Grundvoraussetzung des zur Beseitigung falscher Asymmetrien verwendeten Verfahrens die Konstanz von Nachweißeffizienz und effektivem Raumwinkel des Detektors. Das bedeutet diese Größen dürfen keine Abhängigkeit von der Richtung der magnetischen Haltefelder des Atomstrahltargets aufweisen.

Eine Beeinflussung der Auslese der Szintillatoren durch die Haltefelder würde sich auf die Winkelrekonstruktion auswirken. Dies ist von H. Rohdjess untersucht worden [Roh98], durch Bestimmung der Verstärkungsfaktoren der einzelnen Halbringe der Außenschale als Funktion der Haltefeldrichtung. Das Ergebnis der Untersuchung zeigte keinerlei Indiz für einen Einfluß der Haltefelder auf die Analogsignale des Detektors und damit auch keinen Einfluß auf die Rekonstruktion der Ereignisse.

Um Einflüsse der Haltefelder auf den effektiven Raumwinkel zu erkennen kann man die Abhängigkeit der Schnitte mit denen die Akzeptanz des Detektors eingegrenzt wird (Kapitel 5.1.3) von den Haltefeldrichtungen untersuchen. Dazu bestimmt man den Anteil der Ereignisse die nach den Schnitten noch vorhanden sind für jede Haltefeldrichtung, bezogen auf die Gesamtanzahl der Ereignisse bei den jeweiligen Haltefeldrichtungen.

Das Ergebnis der Untersuchung ist sehr erfreulich: Einzig der xy-Schnitt, d.h. der Schnitt auf das Reaktionsvolumen, zeigte eine leichte Variation zwischen den verschiedenen Polarisationsrichtungen. Die Ursache dafür ist eine leichte Einwirkung der Haltefelder auf den COSY-Strahl. Die Größe des Effektes hängt von der magnetischen Steifigkeit des COSY-Strahls ab und ist damit in erster Näherung umgekehrt proportional dem Impuls[13].

[13] Der Effekt kann auch durchaus anders, z.B. quadratisch (wie bei $\Delta_y(\pm Q_x)$), mit dem Impuls korreliert sein. Die Korrelation ist abhängig von der Einstellung des Beschleunigers.

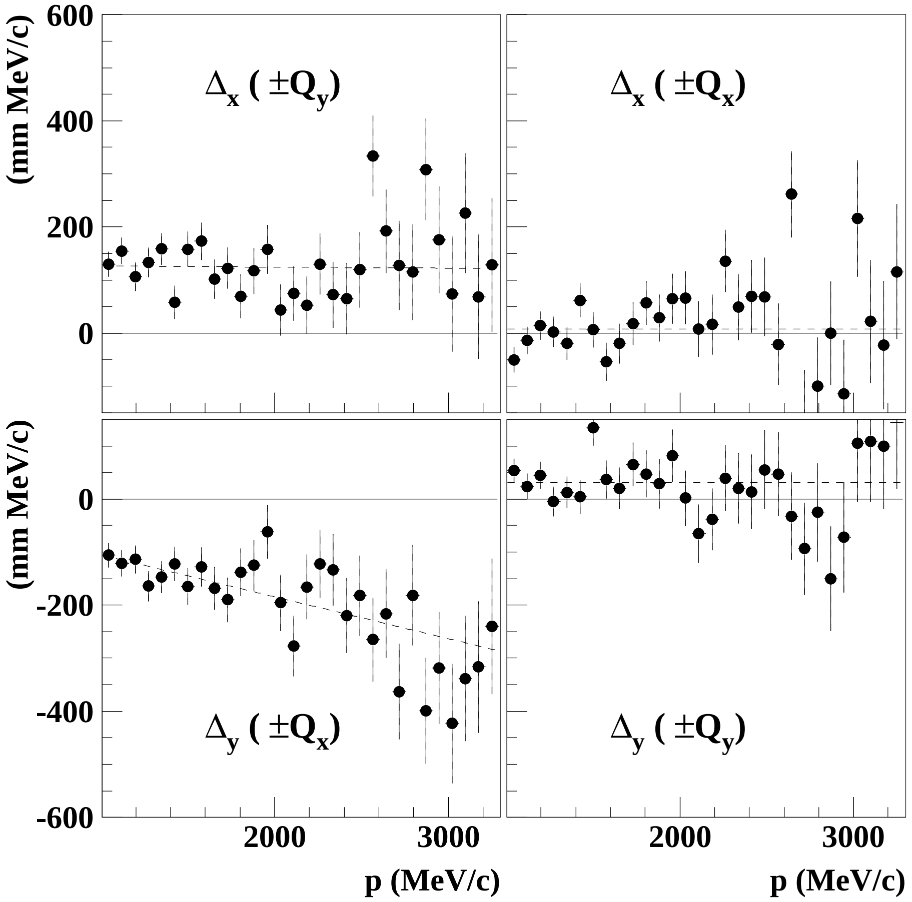

Abbildung 5.12: *Einfluß der magnetischen Haltefelder des Atomstrahltargets auf die Position des COSY-Strahls. Obere Reihe: Δ_x - Verschiebung der x-Komponente des Schwerpunktes der Intensitätsverteilung mal Impuls des COSY-Strahls. Untere Reihe: Δ_y - Verschiebung der y-Komponente mal Impuls. Jeweils links: bei Umpolung der Haltefeldrichtung senkrecht zur betrachteten Koordinatenachse, rechts: parallel zur betrachteten Koordinatenachse. Die gestrichelten Linien sind Anpassungen von Geraden an die Daten zur Parametrisierung der Verschiebungen.*

In Abbildung 5.12 ist die Differenz der Schwerpunkte der Intensitätsverteilung $i \in \{x_0, y_0\}$ des COSY-Strahls bei jeweils entgegengesetzten Haltefeldeinstellungen $\pm Q_j$ ($j \in \{x, y\}$) multipliziert mit dem Impuls p aufgetragen[14]:

$$\Delta_i(\pm Q_j) = (i(+Q_j) - i(-Q_j)) \cdot p \tag{5.8}$$

In dieser Darstellung findet man die Differenzen $\Delta_x(\pm Q_y)$ und $\Delta_y(\pm Q_x)$, wenn die

[14]Zur Notation: z.B $x_0(+Q_y)$ bedeutet die x-Komponente des Schwerpunktes des COSY-Strahls bei einem Haltefeld in positiver y-Richtung.

Haltefeldrichtung senkrecht zur betrachteten Koordinatenachse steht[15].

$$\begin{aligned} \Delta_x(\pm Q_y) &= 128 \pm 26(\text{mmMeV/c}^2) \\ \Delta_y(\pm Q_x) &= (0.078 \pm 0.016)\text{mm} \cdot p \end{aligned} \tag{5.9}$$

Ist die Haltefeldrichtung parallel der betrachteten Koordinatenachse, so tritt keine Beeinflussung des COSY-Strahls auf, was im Rahmen der Fehler auch bestätigt wird:

$$\begin{aligned} \Delta_x(\pm Q_x) &= 7 \pm 8(\text{mmMeV/c}^2) \\ \Delta_y(\pm Q_y) &= 26 \pm 30(\text{mmMeV/c}^2) \end{aligned} \tag{5.10}$$

Die Haltefelder verursachen eine Bewegung des COSY-Strahls von 91$\pm$18 μm in x-Richtung und 78$\pm$16 μm in y-Richtung bei einem Impuls von 1400 MeV/c. Der Effekt kann in der Analyse korrigiert werden, indem die Parameter des xy-Schnittes, die Koordinaten des Schwerpunktes der Intensitätsverteilung des COSY-Strahls (x_0 und y_0, siehe Kapitel 5.1.3) in Abhängigkeit des Strahlimpulses p angepaßt werden:

$$x_0 \longmapsto x_0 \pm \frac{\Delta_x(\pm Q_y)}{p} \quad \text{und} \quad y_0 \longmapsto y_0 \pm \frac{\Delta_y(\pm Q_x)}{p} \tag{5.11}$$

5.3.3 Untergrund aufgrund der inelastischen pp-Streuung

Der größte systematische Fehler wird verursacht durch physikalische Untergrundreaktionen (Punkt v). Zum Beispiel dominiert die Pionen-Produktionsreaktion

$$p + p \longrightarrow p + n + \pi^+ \tag{5.12}$$

die Untergrundreaktionen bei Strahlimpulsen größer als 1500 MeV/c (Kinetische Energien $>$ 0.7 GeV, siehe Abbildung 5.13). Ab ca. 2000 MeV/c Strahlenergie (1 GeV kinetische Energie) ist der Anteil der elastischen Streuung am totalen Wirkungsquerschnitt kleiner 50 %.

Die Analyse der Streuereignisse erfolgt über die Identifikation der Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung. Der EDDA-Detektor hat keine Möglichkeiten die Energie oder den Impuls der gestreuten Teilchen zu messen[16] und kann so keine Identifikation der einzelnen an einem Streuereignis beteiligten Teilchen durchführen. Wird nun bei einer Untergundreaktion z.B. ein drittes Teilchen (n,$\pi^\pm$ oder π^0) erzeugt, so wird es vom EDDA-Detektor nicht nachgewiesen[17]. Falls aber zwei geladene Teilchen von EDDA erkannt werden und wenn sie zufällig eine elastische Signatur aufweisen, werden sie als elastisches Ereignis registriert.

[15] Der Effekt wird verursacht durch die Lorentz-Kraft, die senkrecht zu der Bewegungsrichtung der Strahlprotonen und der Magnetfeldlinien wirkt.

[16] Bzw. nur eine sehr eingeschränkte Möglichkeit über die Messung der differentiellen Energieverluste in den Szintillatoren der Außenschale.

[17] Die Nachweißwahrscheinlichkeit für neutrale Teilchen ist verschwindend gering und die geladenen Pionen $\pi^\pm$ sind i.d.R außerhalb der Akzeptanz des Detektors

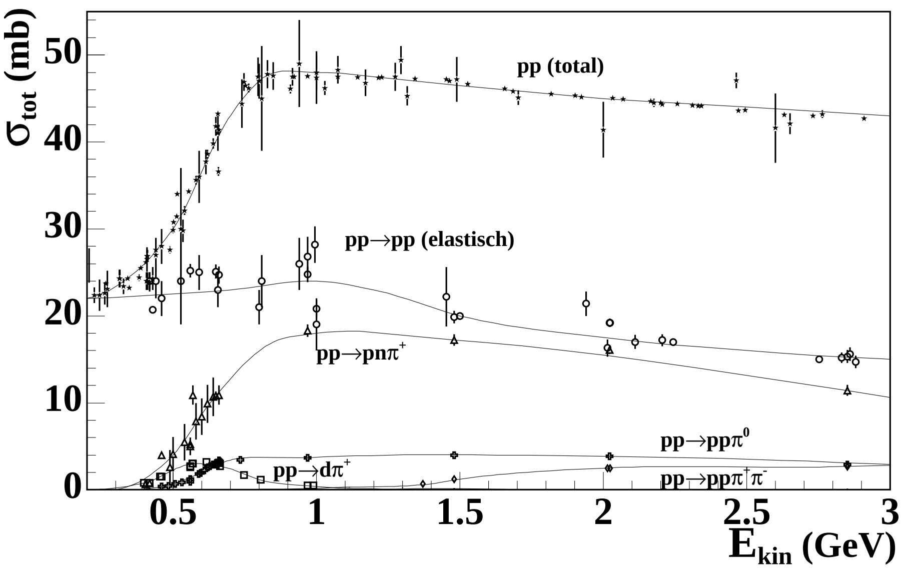

Abbildung 5.13: *Totale elastische und inelastische Wirkungsquerschnitte der Proton-Proton-Streuung (aus [Wol96]).*

Der Untergrund durch inelastische Proton-Proton-Streuung läßt sich mit Hilfe der Simulation des EDDA-Detektors [Ros94, Gro00] abschätzen. Die rechten Abbildungen 5.14 zeigen die Verteilung des kinematischen Defizits α simulierter elastischer Streuereignisse ($pp \rightarrow pp$) und die α-Verteilung inelastischer Streuereignisse ($pp \rightarrow pn\pi^+$ und $pp \rightarrow pp\pi^0$), bei denen zwei Trajektorien rekonstruiert werden konnten. Allerdings zeigt der Vergleich mit gemessenen α-Verteilungen bei den beiden Strahlimpulsen (Abbildungen 5.14, links), daß die α-Verteilungen der gemessenen und simulierten Ereignisse nur sehr grob übereinstimmen. Die dunklen Bereiche zeigen die Anteile inelastischer Streuereignissen, bezogen auf die Gesamtanzahl der simulierten Ereignisse, die nach einem α-Schnitt in den Daten verbleiben würden:

ca. 0.7 % bei niedrigen und

ca. 1.4 % bei hohen Strahlimpulsen.

Diese Werte sind konsistent mit den von J. Lindlein [Lin00] ebenfalls anhand von Simulationen bestimmten winkelintegralen Untergrundanteilen der Daten nach den Schnitten. Weiterhin zeigt die Untersuchung von J. Lindlein, daß der Untergrundanteil bei Polarwinkeln bis 60° und Impulsen bis 2700 MeV/c maximal 1 % beträgt und dann auf bis zu 6 % nahe des symmetrischen Winkels ansteigt.

Nach Aussage der Simulationsrechnungen wird die Verteilung des kinematischen Defizits für große Werte von α von Untergrund-Ereignissen dominiert. Berechnet man ex-

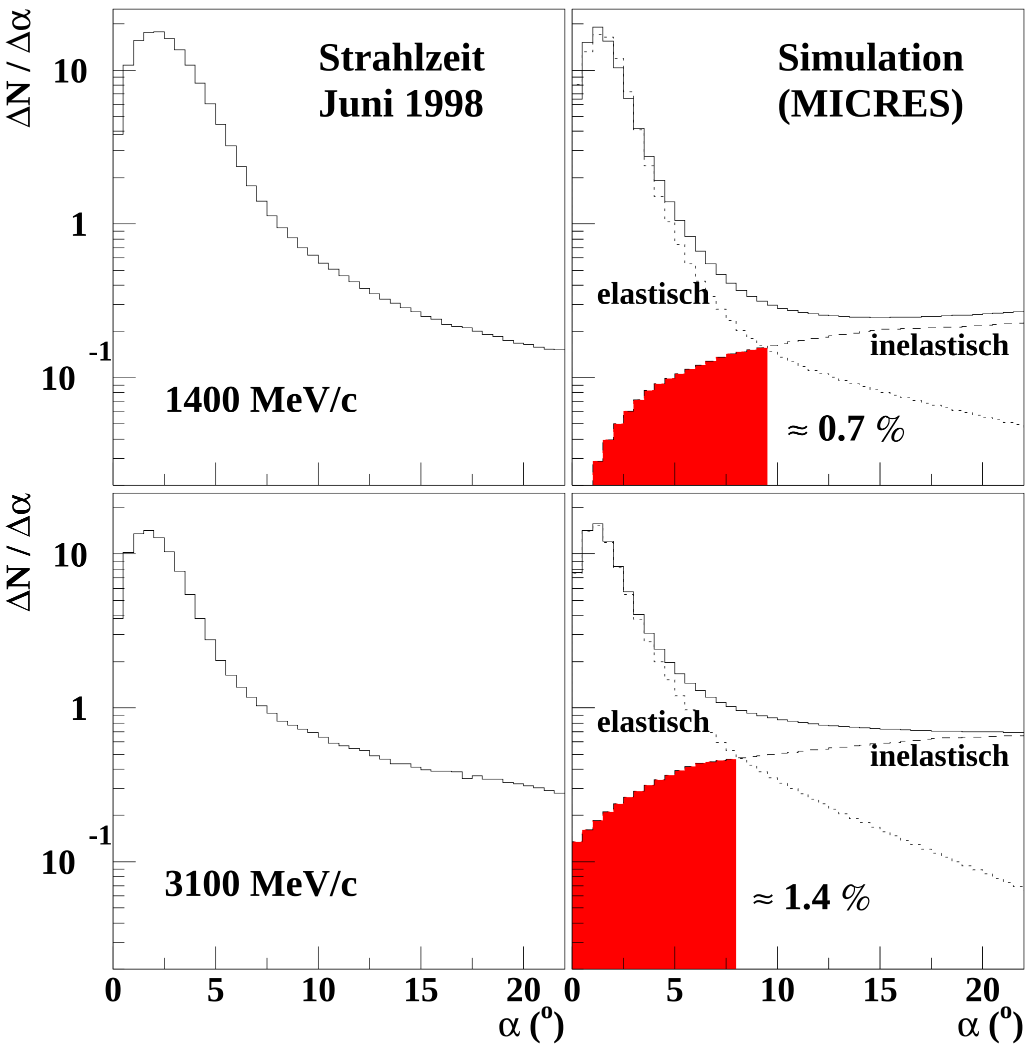

Abbildung 5.14: *Die durchgezogenen Linien zeigen den Vergleich gemessener (links) und simulierter (rechts) Verteilungen des kinematischen Defizits bei zwei Strahlimpulsen: 1400 MeV/c (obere Reihe) und 3100 MeV/c (untere Reihe). Die strichpunktierten Linien zeigen die Verteilung des kinematischen Defizits* α *der simulierten elastischen Streuereignisse (*$pp \rightarrow pp$*) und die gestrichelten Linien die* α*-Verteilung von inelastischen Streuereignissen (*$pp \rightarrow pn\pi^+$ *und* $pp \rightarrow pp\pi^0$*), bei denen zwei Trajektorien rekonstruiert werden konnten. Die dunklen Bereiche zeigen die Anteile von inelastischen Streuereignissen an allen simulierten Ereignissen, die nach einem* α*-Schnitt in den Daten verbleiben würden.*

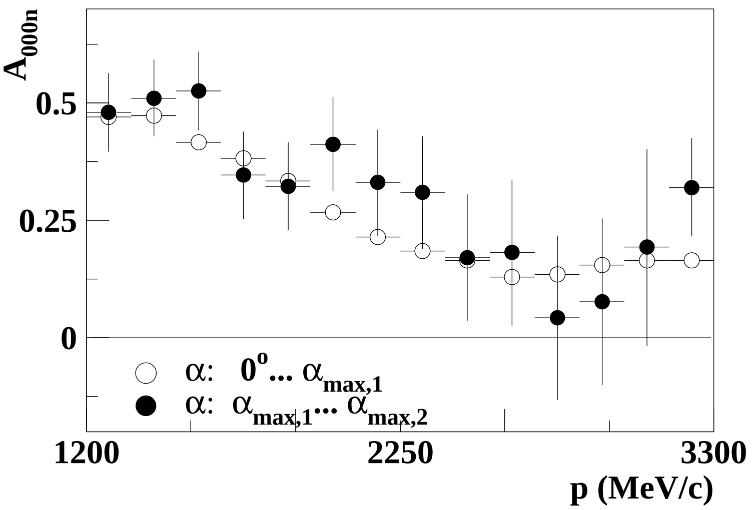

Abbildung 5.15: *Analysierstärke von Streuereignissen mit großem kinematischen Defizit (gefüllte Symbole) im Polarwinkelbereich* $50^\circ < \theta_{\rm cm} < 60^\circ$ *. Die* $\alpha_{\rm max,1/2}$ *Werte sind impulsabhängig (siehe* α*-Schnitt, Kapitel 5.1.4) und so gewählt, daß die akzeptierten* α*-Bereiche gleich große, Raumwinkel abdecken. Die Werte streuen sehr stark, da die Anzahl der verwendbaren Ereignisse weniger als ein Zehntel der Ereignisse der Referenz-Analysierstärke von Streuereignissen mit kleinem kinematischen Defizit (offene Symbole) beträgt.*

plizit die Analysierstärke von Streuereignissen mit großem kinematischen Defizit, Abbildung 5.15, zeigt sich zumindestens eine Ähnlichkeit zur Analysierstärke der elastischen pp-Streuung. Zur Erklärung dieses Phänomens lassen sich nur Hypothesen aufstellen:

1. Der Untergrund wird verursacht durch inelastische Reaktionen am Wasserstoff, bei denen zwei Trajektorien von geladenen Teilchen rekonstruiert werden konnten. Und die Analysierstärke dieser zwei geladenen Teilchen weißt Ähnlichkeiten zur Analysierstärke der elastischen pp-Streuung auf.

2. Der Untergrund könnte aber auch verursacht werden durch elastische Streuereignisse, die durch Sekundärreaktionen im Detektormaterial verfälscht wurden. Die Analysierstärke derartiger Ereignisse[18] wäre der unverfälschter Ereignisse sehr ähnlich.

Eine Bestätigung einer dieser Hypothesen oder eine weitere Klassifikation des Untergrundes ist mit dem EDDA-Detektor bislang nicht möglich.

[18]Bei durch Sekundärreaktionen verfälschten pp-Streuereignissen werden die Streuwinkel nicht korrekt rekonstruiert.

Eine Abschätzung des Fehlers durch inelastischen Untergrund wurde von K. Büsser [Büs99] durchgeführt: bis zu 9 % für Impulse $\geq$ 2700 MeV/c und Polarwinkel (Schwerpunktsystem) $\geq 60°$ und maximal 6 % sonst. Diese Abschätzung geht von der Verteilung des kinemtischen Defizits für große Werte von α aus[19] und extrapoliert deren Verteilung (ohne elastischen Peak) zu kleinen Werten von α. Dabei geht die Annahme ein, daß dieser Untergrund keine Asymmetrie verursacht.

In Anbetracht der doch recht deutlichen Asymmetrie, bzw. Analysierstärke (siehe Abbildung 5.15) von Ereignissen, die nach den Ergebnissen der Simulationsrechnungen von inelastischem Untergrund dominiert werden, wird der resultierende Fehler wahrscheinlich deutlich überschätzt. Der Beitrag von Ereignissen bei großen α in Abbildung 5.15 ist im Experiment signifikant kleiner als von der Simulation vorhergesagt und die Form des Spektrums legt nahe, daß der „Untergrund“ durch verfälschte elastische Streuereignisse (2. Hypothese, s.o.) dominiert wird. Damit gibt die in [Büs99] verwendete Extrapolation (s.o.) systematisch zu große Werte für den Untergrund.

Zusammenfassend kann man sagen, daß sowohl die Abschätzungen des Untergrundes durch die Simulationsrechnungen, sowie die Ähnlichkeit der Analysierstärke von Ereignissen mit großem kinematischen Defizit Grund zur Annahme geben, daß der Einfluß der inelastischen Reaktionen gering ist. Als konservative Abschätzung des systematischer Fehlers der Analysierstärke durch inelastische Reaktionen kann man die mit Simulationsrechnungen bestimmten Werte verwenden (s.o.), da die Simulation den inelastischen Untergrund (höchstwahrscheinlich) überschätzt.

[19] Bzw. von der Verteilung des χ^2 des Vertex-Fits (siehe Kapitel 3.3.1) für große Werte von χ^2. Aufgrund der Korrelation zwischen α und χ^2 (Abbildung 3.4) kann diese Abschätzung aber auf die α-Verteilungen übertragen werden.

6 Schnelle Messung der Strahlpolarisation

6.1 Einleitung

Zur Messung der Spinkorrelationsparameter A_{00ss}, A_{00nn} und A_{00sk} wird zusätzlich zum polarisierten Target noch ein polarisierter Strahl benötigt (siehe Kapitel 4.2.3, Gleichung (4.29)). Die Beschleunigung polarisierter Protonen in ringförmigen Beschleunigern wie COSY ist allerdings mit Schwierigkeiten verbunden, da die Polarisation der Strahlprotonen durch die zur Beschleunigung verwendeten Magnetfelder beeinflußt wird. Ohne spezielle Maßnahmen würde die Polarisation durch sogenannte *depolarisierende Resonanzen* verringert, bzw. völlig zerstört werden. Die Resonanzen werden verursacht durch Feldfehler oder Fehlplazierungen der Dipol-Magnete[1] (*Imperfection-Resonanzen*) oder durch die fokussierenden Quadrupol-Magneten des Beschleunigers (*intrinsische Resonanzen*). Die Techniken der Beschleunigung polarisierter Protonen in COSY sind von A.Lehrach [Leh97] ausführlich untersucht worden.

Zur Kontrolle und Entwicklung der Methoden zur Überwindung der depolarisierenden Resonanzen wird ein schnelles Verfahren zur Messung der Polarisation des Strahls benötigt. Die in Kapitel 5.1.2 beschriebene Methode zur Bestimmung der Targetpolarisation, die bei der Messung der Analysierstärke verwendet wurde, erfordert für diesen Zweck zu lange Meßzeiten.

Der EDDA-Detektor, konzipiert zur Vermessung der elastischen Proton-Proton-Streuung, läßt sich sehr effektiv als schnelles, internes Polarimeter an COSY verwenden. Dazu wird der Trigger des EDDA-Detektors leicht modifiziert und, unter Verzicht auf vollständige Rekonstruktion der Ereignisse, aus sogenannten *Zähler-Raten*, das sind Raten kinematisch korrelierter 2-Teilchen-Ereignisse, direkt die Polarisation des Strahls bestimmt. Man zählt dazu in speziellen Zählern koinzidente Treffer in linken und rechten Halbringen im Detektor[2], bei jeweils entgegengesetzten Polarisationsrichtungen, und erhält daraus die Asymmetrie ϵ_{sc}. Die effektive Analysierstärke wird in einer speziellen Kalibrationsmessung bestimmt. Effektiv bedeutet dabei, daß bei der Bestimmung der Analysierstärke außer elastischen Streuereignissen auch andere 2-Teilchen-Koinzidenzen aus Untergrundreaktionen akzeptiert werden. In der Kalibrationsmessung wird die Strahlpolarisation in einer

[1] Die Dipol-Magnete zwingen die beschleunigten Teilchen auf ihre ringförmige Bahn.

[2] Die Polarisation der Protonen in COSY ist durch die Richtung des Magnetfeldes der Ablenkmagnete festgelegt (y-Richtung im EDDA-Koordinatensystem).

Langzeit-Messung[3] anhand der Analysierstärke[4] der elastischen Proton-Proton-Streuung bestimmt und simultan die mit den Zählern bestimmte Links-Rechts-Asymmetrie ϵ_{sc} registriert.

Die große Akzeptanz für elastische Streuereignisse und die Messung während der Beschleunigung ermöglichen eine vollständige Bestimmung der Polarisation als Funktion des Strahlimpulses in ca. 15 bis 20 Minuten. Dies erlaubt den COSY-Operateuren, die Methoden zur Überwindung der depolarisierenden Resonanzen zu optimieren und die Strahlpolarisation bis hin zum Maximalimpuls von 3300 MeV/c (2.5 GeV kinetische Energie) zu erhalten.

Eine ähnliche Kalibration[5] des Detektors als Polarimeter wurde von V. Schwarz [Sch99] zuvor schon einmal durchgeführt. Der Gültigkeitsbereich dieser ersten Kalibration endete jedoch bei 2700 MeV/c Strahlimpuls. Die neue Kalibration, das Prinzip und die Ergebnisse dieser *Zähler-Methode* werden im folgenden beschrieben.

6.1.1 Beschreibung der verwendeten Daten

Die zur Kalibrierung verwendeten Daten wurden in 48 Stunden Meßzeit am Ende der Strahlzeit November 1999 aufgenommen. Aus diesen Daten konnten ca. 6 Millionen elastische Proton-Proton-Streuereignisse rekonstruiert und mehr als das Zehnfache an kinematisch korrelierten 2-Teilchen-Ereignissen akkumuliert werden. Das Target war ein Polypropylen(CH_2)-Fädchen mit einem Querschnitt von 4×5 μm. Weiterhin wurde mit einem Kohlenstoff(C)-Fädchentarget (5 μm Durchmesser) gemessen, um einen statistischen Abzug des Untergrundes durch Streuung am Kohlenstoff [Die98, Wel98] durchführen zu können.

6.2 Methode der Kalibration

Die Kalibration der Zähler-Methode erfolgt über die Vermessung von elastischen Proton-Proton-Streuereignissen, deren Analysierstärke A_{000n} von EDDA zuvor gemessen wurde (Kapitel 5). Der in y-Richtung polarisierte COSY-Strahl bewirkt eine Modulation des differentiellen Wirkungsquerschnittes, welche sich in der von der Messung der Analysierstärke bekannten Links-Rechts Asymmetrie äussert (vergleiche Gleichungen (4.31)).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 [1 + A_{00n0}\ P_{\mathrm{beam},y}\ \cos\phi] \tag{6.1}$$

[3] Die Dauer der Kalibrationsmessung war ca. 48 Stunden.

[4] Hierbei werden die von EDDA gemessenen Anregungsfunktionen der Analysierstärke (siehe Kapitel 5 verwendet.

[5] Bei der ersten Kalibration waren nicht die effektiven Analysierstärken die Grundlage der Kalibration, sondern es wurde das Verhältnis der durch die elastischen Proton-Proton-Streuereignisse verursachten Asymmetrie zu der durch die kinematisch korrelierten 2-Teilchen-Ereignisse bestimmt.

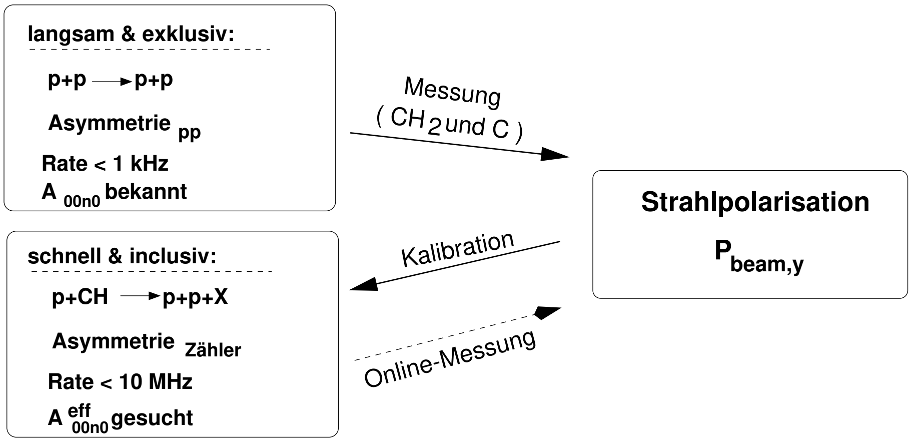

Abbildung 6.1: *Schematischer Ablauf der Kalibration (Erläuterung siehe Text.)*

Diese Modulation ist völlig äquivalent der von einem in y-Richtung polarisierten Target verursachten, da für die elastische Proton-Proton-Streuung gilt $A_{00n0} = A_{000n}$. Das Prinzip der Messung der Asymmetrie kann daher unverändert aus Kapitel 5 übernommen werden. Aus den gemessenen Links-Rechts Asymmetrien ϵ_{LR} (vergleiche Kapitel 5.1.2, Gleichung (5.2)) kann dann aber die Polarisation des COSY-Strahls bestimmt werden, da die Analysierstärke bekannt ist.

EDDA hat prinzipiell zwei Möglichkeiten, die Asymmetrien zu messen:

I. **langsam & exklusiv**
Die vollständige Analyse jedes einzelnen Streuereignisses unter Berücksichtigung der Koplanarität (Gleichung (2.1)) und der kinematischen Korrelation (Gleichung (2.2), d.h. Auslese aller Detektorsignale und Rekonstruktion der Streuwinkel der Protonen anhand der Energieverluste der Szintillatoren (siehe Kapitel 3.1), liefert zwar saubere, d.h. praktisch untergrundfreie Ergebnisse, kann aber nur Offline durchgeführt werden. Diese Art der Messung der Asymmetrie wird im folgenden durch den Index *pp* gekennzeichnet.

Hierzu werden Streudaten mit einem CH_2- und einem C-Target[6] und der durch quasielastische Streuung, bzw. inelastische Reaktionen am Kohlenstoff verursachte Untergrund statistisch von den CH_2-Streudaten abgezogen [Die98]. Der verbleibende Untergrundanteil ist danach kleiner als 1% [Bus00a, Bus00b] ($\rightarrow$ *exklusiv*). Weiterhin ist die Rate der Ereignisse aufgrund der zur Auslese der für die Rekonstruktion benötigten Datenmenge (Energieverluste der Szintillatoren, Zeiten, etc.) benötigten Zeit, technisch begrenzt: ≤ 1 kHz ($\rightarrow$ *langsam*).

[6] Das Verhältnis der Dauer der Messungen mit CH_2- und C-Target ist ungefähr 2 zu 1

II. **schnell & inklusiv**
Die zweite Möglichkeit ist die Zähler-Methode. Zur schnellen Messung der Asymmetrie ϵ_{sc} (und damit Online der Polarisation) wird die Rate von koinzidenten 2-Teilchen-Ereignissen durch Zähler speziell für diesen Zweck mit in der Datenaufnahme erfaßt. (Ausführliche Beschreibung siehe Kapitel 6.4.)

Dieses Verfahren ist praktisch totzeitfrei und erlaubt damit um Größenordnungen höhere Raten: ≤ 10 MHz ($\rightarrow$ *schnell*), allerdings erfolgt nur eine sehr grobe Unterdrückung des Untergrundes ($\rightarrow$ *inklusiv*).

Der Verlauf der Kalibration ist in Abbildung 6.1) schematisch dargestellt: Aus den untergrundbereinigten pp-Asymmetrien (Abbildung 6.2) wird der Verlauf der Strahlpolarisation als Funktion des Strahlimpulses bestimmt. Hieraus ergibt sich dann über ϵ_{sc} die effektive Analysierstärke der schnellen Zähler-Methode. Als Nebenprodukt, wenn man mit C-Targets gemessene ϵ_{sc} betrachtet, liefert dieses Verfahren die effektiven Analysierstärken der Kohlenstoff-Fädchentargets, die damit in Zukunft ebenfalls zur schnellen Polarisationsmessung verwendet werden können.

6.3 Bestimmung der Strahlpolarisation

6.3.1 Identifikation elastischer Streuereignisse

Zur Rekonstruktion der pp-Streuereignisse wurde allein die Aussenschale verwendet, da die Reaktions-Vertizes der Ereignisse durch Verwendung der Fädchentargets hinreichend genau bekannt sind. Analog Kapitel 5.1.4 werden die Daten einer Reihe von Schnitten unterworfen, um die Akzeptanz sauber einzugrenzen und den Untergrund zu reduzieren. Der Untergrund bei Messungen mit dem Fädchentarget wird dominiert von Reaktionen am Kohlenstoff. Obwohl der statistische Abzug des Kohlenstoffuntergrundes eine effektive Methode der Untergrundreduktion darstellt, wird dieser vor dem Abzug soweit wie möglich reduziert. Denn je effektiver diese Reduktion ist, desto kleiner wird der statistische Fehler der Resultate.

Ein Ereignis wird als elastisches pp-Streuereignis akzeptiert, wenn es die folgenden Kriterien erfüllt: θ-Schnitt, ϕ-Schnitt, α-Schnitt (siehe Kapitel 5.1.3 und 5.1.4) und zusätzlich ein Fuzzy-Schnitt. Dieser Fuzzy-Schnitt [Bus00a] verwendet zusätzlich zu den rekonstruierten Winkeln die Energieverluste der Teilchen in den Stäben, sowie die Flugzeit-Differenz der Teilchen, um elastische Ereignisse zu identifizieren. Die Observablen werden nach den Regeln der Fuzzy-Logik verknüpft, und die Ausgangsgröße, auf die geschnitten wird, gibt näherungsweise die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Ereignis als elastisch angesehen werden kann. Durch diesen Schnitt wird der Anteil der Kohlenstoff-Streuereignisse, die die Schnitte passieren, drastisch verkleinert, und so der statistische Fehler durch den Abzug des Kohlenstoffuntergrundes reduziert.

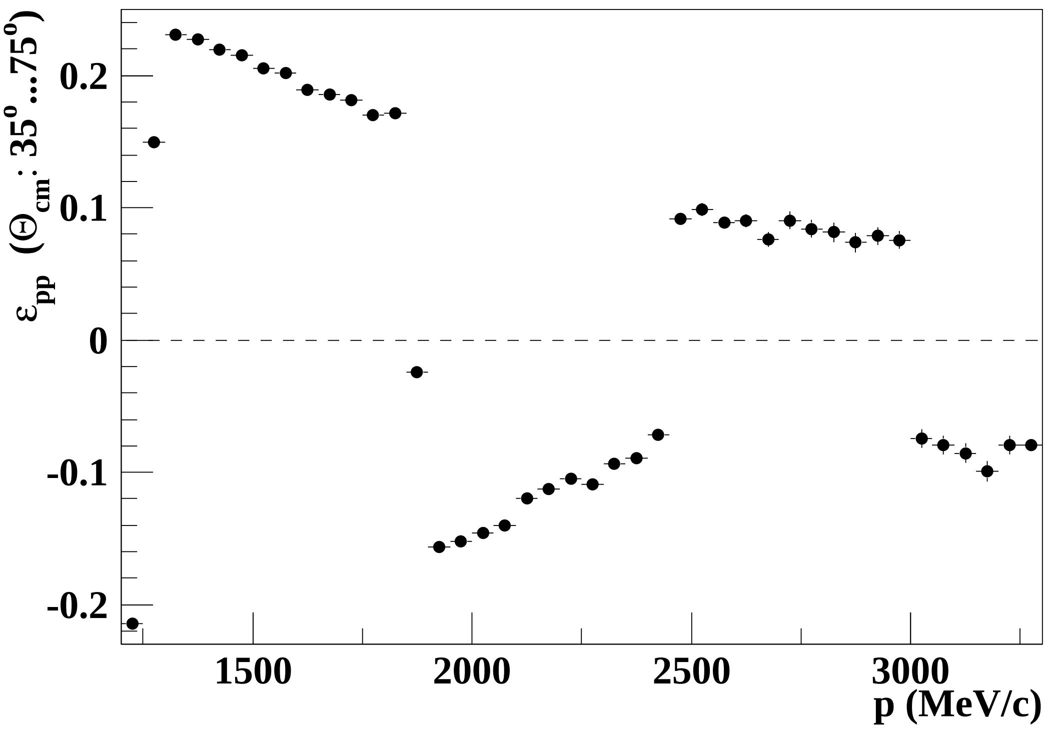

Abbildung 6.2: *Asymmetrie der elastischen Streudaten als Funktion des Strahlimpulses. Der verwendete Streuwinkelbereich im Schwerpunktsystem beträgt* 35° *bis* 75°.

Die Werte in Tabelle 6.1 zeigen die Reduktion des Anteils der Ereignisse durch die Schnitte, bezogen auf alle rekonstruierbaren Ereignisse. Zum Vergleich ist der einzige auf die Zähler-Daten angewandte Schnitt mit angegeben.

6.3.2 Berechnung der Polarisation

Die Asymmetrie ϵ_{pp} der elastischen Daten (Abbildung 6.2) wird durch die Analysierstärke (Abbildung 5.10, durchgezogene Linie) geteilt und ergibt die Polarisation (Abbildung 6.3). Die bisher verwendeten Analysierstärken (z.B. in der ersten Kalibration [Sch99]) entstammten der damals aktuellen Lösung SM97 [Arn97] der Streuphasenanalysen der VPI/GW-Gruppe [AM66] für diesen Energiebereich. Wie schon in Kapitel 4.2.2 ausgeführt, weisen diese Analysierstärken signifikante Abweichungen zu den von EDDA gemessenen auf (Abbildung 5.10). Zur Bestimmung der Polarisation in der aktuellen Kalibration wurden daher die von EDDA gemessene Analysierstärken (Kapitel 5) verwendet[7].

[7]Technisch entstammt die verwendete Analysierstärke einer Streuphasen-Analyse unter Verwendung der EDDA-Daten und gleichzeitiger Unterdrückung anderer Analysierstärkemessungen (siehe Kapitel 5.2.1).

Schnitt	Ereignis-Typ	Schnitt-Typ	Anteil der Ereignisse
θ	pp	A	$\approx 91.5\%$
ϕ	pp	A	$\approx 78.5\%$
Fuzzy	pp	UG	$\approx 19.0\%$
α	pp	UG	$\approx 18.5\%$
Δt_{max} (siehe Kapitel 6.4)	-	Zähler	$> 99\%$

Tabelle 6.1: *Prozentualer Anteil der Ereignisse nach den einzelnen Schnitten bezogen auf alle rekonstruierten Ereignisse. Die Schnitte sind in der Reihenfolge aufgelistet, in der sie angewendet werden. Typ UG bedeutet, daß dieser Schnitt der Reduktion des Untergrundes dient. Typ A bedeutet Schnitt zur Eingrenzung der Akzeptanz des Detektors.*

Die Polarisation des Strahls ist damit

$$P_{\mathrm{beam},y}(p) = \frac{\epsilon_{pp}(\Delta\theta, p)}{A_{00n0}(\Delta\theta, p)\ \langle\cos\phi\rangle} \tag{6.2}$$

wobei A_{00n0} die Analysierstärke, $\Delta\theta$ der Polarwinkelbereich von 35° bis 75° im Schwerpunktsystem des vorwärtsgestreuten Teilchens, p der Strahlimpuls und $P_{\mathrm{beam},y}$ die y-Komponente der Strahl-Polarisation ist. $\langle\cos\phi\rangle$ ist der mittlere Cosinus des akzeptierten Azimutwinkelbereiches (siehe Kapitel 5.1.2, Gleichung (5.3)).

Das Endergebnis (Abbildungen 6.3 und 6.4) zeigt nun, daß immerhin eine Polarisation von ca. 55 % bis zum Maximal-Impuls von 3300 MeV/c erhalten werden konnte. Die teilweise recht starke Streuung der einzelnen Meßpunkte, vor allem bei größeren Impulsen, wird durch ein Zusammenspiel mehrerer Faktoren verursacht: Erstens, obwohl die Anzahl der Streuereignisse relativ groß erscheint ($\approx$ 6 Millionen), sind diese doch durch den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen pp-Streuung auf den Bereich niedrigerer Impulse konzentriert. Zweitens ist der Untergrundanteil durch inelastische Reaktionen und Streuung am Kohlenstoff bei großen Impulsen sehr groß (bis 90%).

Um die Streuung der Datenpunkte nicht auf die effektiven Analysierstärken zu übertragen, wird der Verlauf geglättet. Dazu wird unter der Annahme, daß Polarisationsverlust nur an Resonanzen auftreten kann, jeweils der gewichtete, arithmetische Mittelwert [Leo87] der Polarisation zwischen aufeinander folgenden Resonanzen gebildet. Wenn kein Sprung im Verlauf der Polarisation auftritt, der wesentlich größer als die Streuung ist, wird auch über aufeinanderfolgende Intervalle gemittelt (siehe durchgezogene Linien in Abbildung (6.4)). Man sieht, daß nur an der intrinsischen Resonanz bei ca. 2100 MeV/c ein signifikanter Polarisationsverlust auftritt. Die Datenpunkte, die genau bei einer depolarisierenden Resonanz mit Polarisationsumkehr liegen, dürfen hierbei nicht berücksichtigt werden.

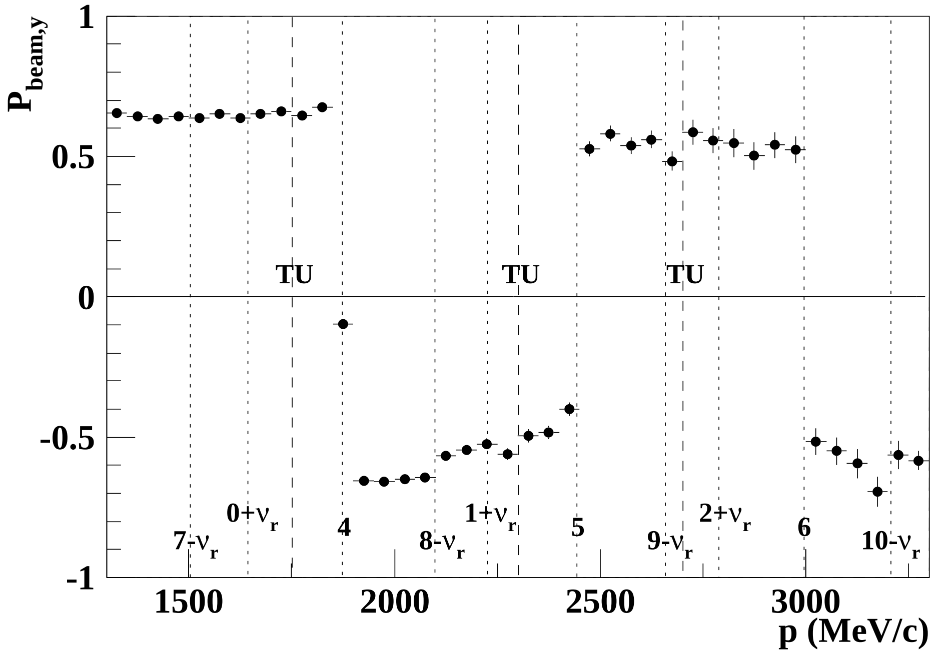

Abbildung 6.3: *Polarisation des COSY-Strahls als Funktion des Strahlimpulses; aus der Analyse der elastischen pp-Streudaten. Die gepunkteten Linien zeigen die Positionen der Resonanzen mit den jeweiligen Resonanzbedingungen (siehe auch Tabelle 6.2), die gestrichelten Linien (TU) markieren die Strahlimpulse zu den Zeitpunkten an denen der Trigger umprogrammiert wird.*

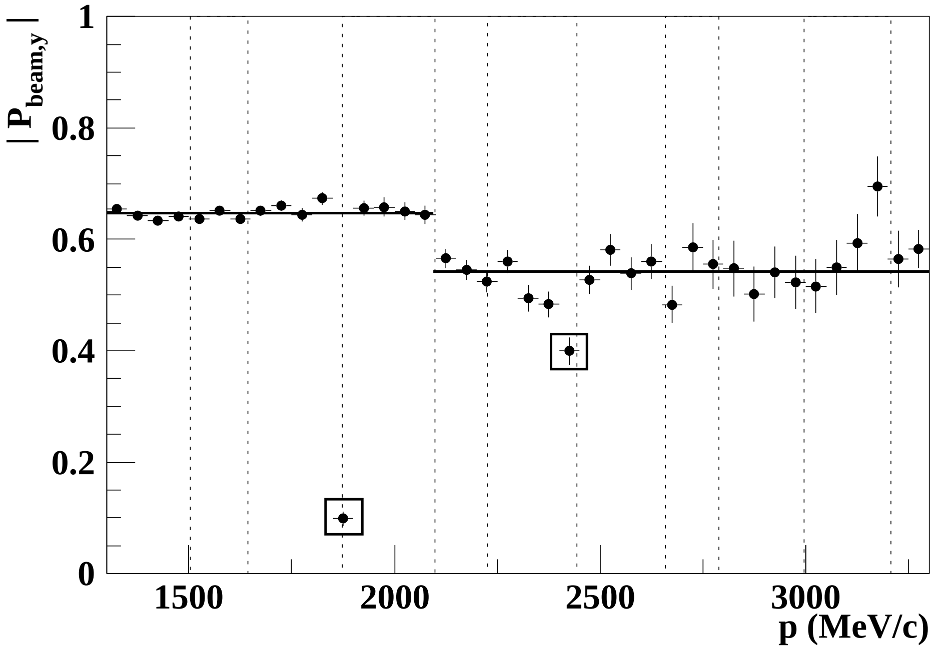

Abbildung 6.4: *Betrag der Polarisation des COSY-Strahls. Die durchgezogene Linie stellt die geglättete Polarisation dar, die gepunkteten Linien die Positionen der Resonanzen. Die beiden eingerahmten Punkte liegen bei Nulldurchgängen der Polarisation an den Stellen der Imperfection-Resonanzen und werden bei der Glättung nicht berücksichtigt.*

$\nu_r = \gamma G$		Impuls
Imperfection-resonanz	intrinsische Resonanz	p (MeV/c)
3		1259
	$7 - \nu_y$	1502
	$0 + \nu_y$	1642
4		1871
	$8 - \nu_y$	2097
	$1 + \nu_y$	2225
5		2443
	$9 - \nu_y$	2657
	$2 + \nu_y$	2787
6		2996
	$10 - \nu_y$	3206

Tabelle 6.2: *Depolarisierende Resonanzen niedrigster Ordnung, im Strahlimpulsbereich der Kalibration bei einem vertikalen Arbeitspunkt von* $\nu_y = 3.61$ *[Leh97].*

6.4 Effektive Analysierstärken

Die (halb-)ringförmigen Szintillatoren der Aussenschale des Detektors decken jeweils einen festen Polarwinkelbereich im Laborsystem ab (Tabelle 6.3). Welche Halbringe nun im Sinne elastischer Streuung (siehe Kapitel 2.3) in Koinzidenz stehen, hängt vom Strahlimpuls ab, und es wird eine flexible, da umprogrammierbare Koinzidenz verwendet. Für ein rückwärtsgestreutes Proton kann man mit Hilfe der Kinematik vorhersagen, welche Halbringe das nach Gleichung (2.2) korrelierte vorwärtsgestreute Proton treffen müsste, wenn die Streuung elastisch erfolgt. Vergleicht man die Vorhersagen mit den tatsächlichen Treffern, und tritt für mindestens einen Halbring eine Übereinstimmung auf, so wird ein Trigger generiert. Die Vorhersage findet immer von den größeren auf die kleineren Polarwinkel statt. Sie wird durch Tabellen (sogenannte *Lookup-Table*) realisiert, in denen für jeden Ring die vorhergesagten Ringnummern abgelegt werden, und welche jeweils einen frei wählbaren Strahlimpulsbereich abdecken. Die Vorhersage basiert auf den ersten 16 Halbringen und gilt für die letzten 16 Ringe der gegenüberliegenden Halbschale. Es werden vier dieser Vorhersage-Tabellen verwaltet [Die98].

Die generierten Trigger werden für jeden massiven Halbring (Ringnummern 14 bis 29; jeweils rechts und links bzgl. Strahlrichtung) in den Zählern gezählt und in regelmäßigen Abständen ausgelesen. Bei Fädchentarget-Messungen beträgt die Auslese-Frequenz i.d.R. 400 Hz, und damit das Zählintervall 2.5 ms. Die Zähler werden bei jeder Auslese auf Null zurückgesetzt. Zählereinträge, die während der Zeitpunkte der Triggerumprogrammierungen (Dauer jeweils ca. 5 ms) akkumuliert wurden, müssen verworfen werden, da in diesen

Ring-nummer	Polarwinkelbereich $\Delta\theta_{\text{lab}}$	Ring-nummer	Polarwinkelbereich $\Delta\theta_{\text{lab}}$
14	$42.7^\circ \cdots 36.9^\circ$	22	$22.1^\circ \cdots 18.3^\circ$
15	$39.8^\circ \cdots 34.1^\circ$	23	$20.1^\circ \cdots 16.6^\circ$
16	$36.9^\circ \cdots 31.5^\circ$	24	$18.3^\circ \cdots 15.0^\circ$
17	$34.1^\circ \cdots 28.9^\circ$	25	$16.6^\circ \cdots 13.6^\circ$
18	$31.5^\circ \cdots 26.5^\circ$	26	$15.0^\circ \cdots 12.3^\circ$
19	$28.9^\circ \cdots 24.2^\circ$	27	$13.6^\circ \cdots 11.1^\circ$
20	$26.5^\circ \cdots 22.1^\circ$	28	$12.3^\circ \cdots 10.1^\circ$
21	$24.2^\circ \cdots 20.1^\circ$	29	$11.1^\circ \cdots 9.9^\circ$

Tabelle 6.3: *Laborwinkelbereiche der für die Kalibration verwendeten (Halb-)Ringe der Außenschale.*

Fällen die gezählten Triggerimpulse nicht eindeutig definiert sind. Dies findet Ausdruck in dem einzigen verwendeten Schnitt auf die Zähler-Daten:

$\Delta t_{\text{max}} \leq 5$ ms
wobei Δt_{max} die Zeitspanne zwischen zwei Auslesen der Zähler ist.

Die effektiven Analysierstärken der einzelnen Ringe ergeben sich als Quotient aus der Asymmetrie ϵ_{sc} des jeweiligen Rings und der Strahlpolarisation für die beiden verwendeten Target-Typen CH_2 und C

$$A_{00n0}^{\text{eff}}(\Delta\theta_{\text{lab}}^{(i)}, p) = \frac{\epsilon_{\text{sc}}(\Delta\theta_{\text{lab}}^{(i)}, p)}{P_{\text{beam},y}(p)} \tag{6.3}$$

$\Delta\theta_{\text{lab}}^{(i)}$ ist der Laborwinkelbereich des Ringes i ($i \in \{14 \ldots 29\}$, siehe Tabelle 6.3), p der Strahlimpuls und $P_{\text{beam},y}$ die y-Komponente der Strahl-Polarisation.

Vor allem bei den CH_2-Analysierstärken zeigt sich deutlich die grobe Selektivität des Triggers: bei den Impulsen 1750, 2300 und 2700 MeV/c wird der Trigger umprogrammiert und es ergeben sich Sprünge im Verlauf der Kurve (Abbildung 6.5). Die Sprünge werden verursacht durch abrupte Änderungen der Untergrundunterdrückung durch den Triggers. Der Anteil der elastischen Streuereignisse verringert sich von 1 GeV/c nach 3.3 GeV/c um gut eine Größenordnung und gleichzeitig nimmt der Anteil der inelastischen Reaktion (sowohl am Kohlenstoff, als auch am Wasserstoff) stark zu. Wie erwartet, sind die Sprünge bei den reinen Kohlenstoff-Targets sehr viel kleiner, da hier die elastischen pp-Streuereignisse fehlen.

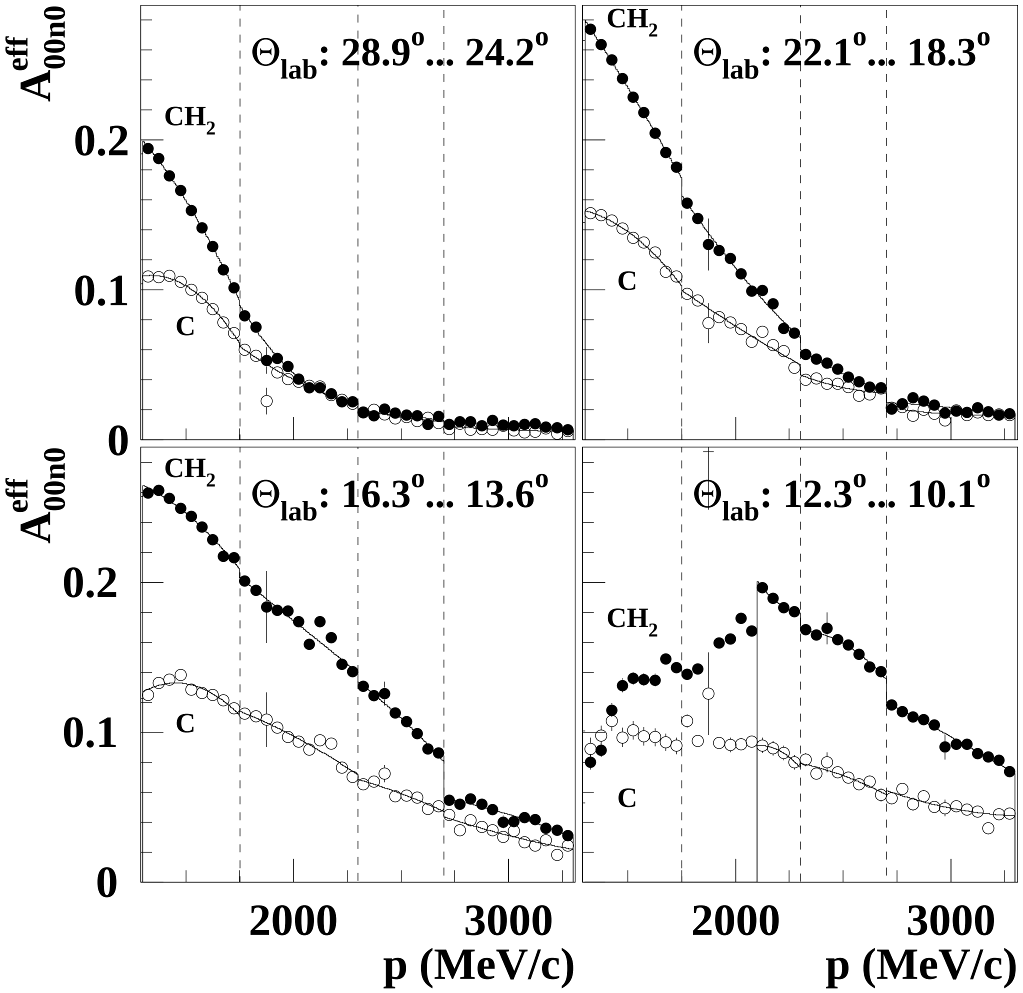

Abbildung 6.5: *Effektive Analysierstärken von* CH_2 *und C für vier ausgewählte Polarwinkelbereiche im Laborsystem. Die senkrechten gestrichelten Linien markieren die Impulse bei denen der kinematische Trigger umprogrammiert wird. Die durchgezogenen Linien zeigen die Parametrisierung der effektiven Analysierstärken.*

6.4.1 Parametrisierung der effektiven Analysierstärken

Zum praktischen Einsatz des Detektors als Polarimeter sollten die bestimmten effektiven Analysierstärken nun parametrisiert werden. Hierbei muß beachtet werden, daß die Sprünge in den Kurven durch die Triggerumprogrammierungen ebenfalls reproduziert werden. Dazu wird in den vier Strahlimpulsbereichen $1300 \cdots 1750$ MeV/c, $1750 \cdots 2300$ MeV/c, $2300 \cdots 2700$ MeV/c und $2700 \cdots 3300$ MeV/c, welche durch die Triggerumprogrammierungen (bei 1750, 2300 und 2700 MeV/c) bedingt sind, jeweils ein Polynom zweiter

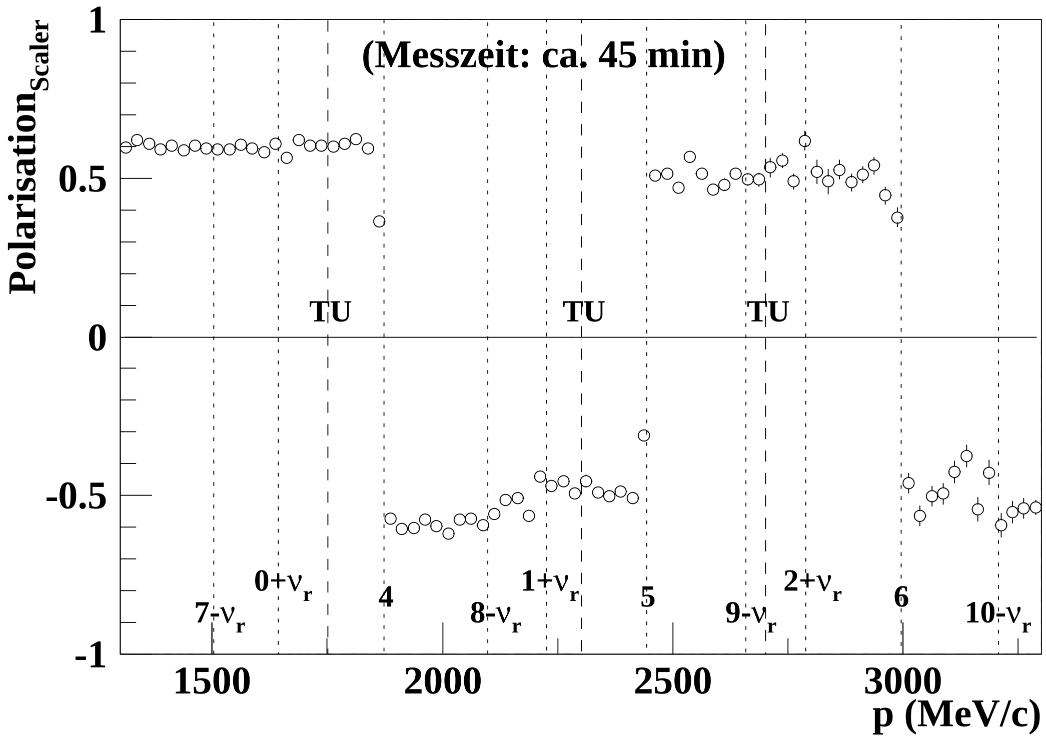

Abbildung 6.6: *Strahlpolarisation; bestimmt aus den Zähler-Asymmetrien. Die Meßzeit betrug ca. 45 Minuten. Die Fehlerbalken stellen nur die statistischen Fehler dar.*

Ordnung angepaßt. Für jeden Ring, der jeweils einem definierten Laborwinkelbereich $\Delta\theta_{lab}$ entspricht, erhalten wir so einen Satz von vier Polynomen der Form: $A^{\text{eff}}_{00n0}(p) = a_0 + a_1 p + a_2 p^2$. Dabei sind a_0, a_1 und a_2 die zu bestimmenden Koeffizienten und p ist der Strahlimpuls. Für die parametrisierte Analysierstärke kann ein Fehler angegeben werden der auf der Unsicherheit der Anpassung der Koeffizienten beruht [Leo87].

Der komplette Satz der Koeffizienten der Parametrisierung der Kalibration aus den Daten der Strahlzeit November 1999 sowie deren Varianzen und Kovarianzen sind im Internen Report [Wei00a] aufgelistet. Eine Auszug der gemessenen Daten und der Parametrisierungen ist in Abbildung 6.5 dargestellt.

6.5 Online-Messung der Polarisation

Der im folgenden erläuterte Algorithmus zur Online-Messung der Polarisation zeigt das Prinzip des Verfahrens. Die Kalibration stellt die Parametrisierung der effektiven Analysierstärken der Zähler-Methode für CH_2 und C zur Verfügung. Für eine ausführlichere Beschreibung und technische Details sei auf den Internen Report [Wei00b] verwiesen.

Messung: Die Zähler-Raten werden separat für jeden Polarwinkelbereich[8] (Ring) und die beiden Spin-Richtungen ausgelesen.

Bestimmung der Asymmetrie: Für jeden einzelnen Polarwinkelbereich (Ring) ergibt sich ein Verlauf der Links-Rechts Asymmetrie als Funktion des Strahlimpulses.

Berechnung der Polarisation der einzelnen Ringe: Die Polarisation als Funktion des Strahlimpulses ergibt sich als Quotient aus der gemessenen Asymmetrie und der effektiven Analysierstärke des jeweiligen Polarwinkelbereichs (Rings).

Ergebnis: Die Strahlpolarisation ergibt sich als arithmetisches, gewichtetes Mittel aus der für jeden Polarwinkelbereich des gewählten Bereiches bestimmten Polarisation.

Zur Kontrolle des Verfahrens wird nun das Programm zur Online-Messung der Polarisation mit den zur Kalibrierung verwendeten Daten getestet. Das Ergebnis (Abbildung 6.6) ist direkt vergleichbar mit der aus den elastischen pp-Streudaten bestimmten Polarisation (Abbildung 6.3), nur daß die Meßzeit hier um mehr als einen Faktor 50 (!) kleiner ist.

6.6 Systematische Fehler

Die mit den stückweise parametrisierten effektiven Analysierstärken und den Zähler-Raten bestimmte Strahlpolarisation, Abbildung 6.6, stimmt in ihrem relativen Verlauf sehr gut mit der aus den elastischen Streudaten bestimmten, Abbildung 6.3, überein.

Die größte Fehlerquelle[9] für die effektiven Analysierstärken, und damit auch für die Online-Messung der Polarisation, ist die Änderung des stöchiometrischen Verhältnisses im verwendeten CH_2-Fädchentarget mit der Zeit (Abbildung 6.7). Es gibt das Verhältnis von Kohlenstoff- zu Wasserstoffatomen im Targetmaterial an. Durch den ständigen Beschuß mit den Strahlprotonen wird der Anteil an Wasserstoffatomen kontinuierlich kleiner. Der dominierende Effekt wird durch Strahlenschäden verursacht, insbesondere die strahleninduzierte Abspaltung von Wasserstoff benachbarter C-Atome unter Bildung eines H_2-Moleküls und einer C-C-Bindung. Aufgrund der schnellen Diffusion der H_2-Moleküle (Diffusionskonstante $\approx 10^{-5}\mathrm{cm}^2/\mathrm{s}$) diffundiert der freigesetzte Wasserstoff mit einer Halbwertszeit von einigen Millisekunden durch die Oberfläche ins Vakuum und vermindert so kontinuierlich den Wasserstoffgehalt des Targets. Da durch den Prozess auch Verbindungen zwischen benachbarten, ursprünglich nur von Van-der-Waals-Kräften zusammengehaltenen Molekülen hergestellt werden, bezeichnet man ihn mit dem Namen „Crosslinking“[Mos94].

[8] Für die Messung sinnvoll hat sich der Polarwinkelbereich θ_{lab} : $9.9° \ldots 31.5°$ (Ringe 18 bis 29) erwiesen.

[9] Eine ausführliche Diskussion der systematischen Fehler des Verfahrens Berechnung der Asymmetrie durch geometrische Mittlung ist in Kapitel 5.1.2 zu finden.

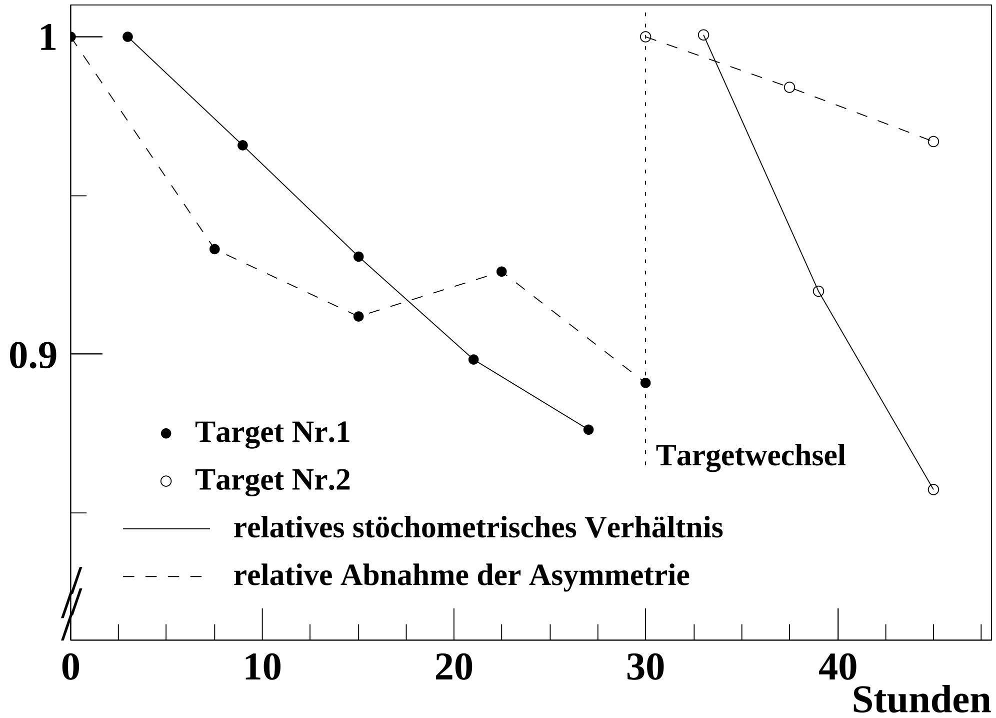

Abbildung 6.7: *Relatives stöchiometrisches Verhältnis und Asymmetrie für zwei zuvor nicht benutzte Targets als Funktion der Zeit. Die y-Achse ist normiert auf die ersten Werte von Target Nr. 1. (Der Nullpunkt der y-Achse ist unterdrückt.) Bei Wechsel auf Target Nr. 2 wurde gleichzeitig die Intensität des COSY-Strahls erhöht. Man sieht deutlich die schnellere Abnahme des stöchiometrischen Verhältnisses bei geringerer Abnahme der Asymmetrie.*

Während der Kalibrationsmessung wurden zwei CH_2-Fädchentargets verwendet. Die Strahlintensität während der Messung mit Target Nr. 2 (Abbildung 6.7) ist mit ca. $1 \ldots 2 \times 10^8$ Protonen in COSY größer gewesen als bei der Messung mit Target Nr. 1 (ca. 5×10^7 Protonen in COSY). Man sieht deutlich in Abbildung 6.7, daß das relative stöchiometrische Verhältnis bei Target Nr. 2 stärker abfällt. Weiterhin ist mit einem in der Strahlführung vor der Injektion in COSY installierten Polarimeter, die Polarisation gemessen worden. Diese Messungen erfolgten vor Beginn der Messung mit Target Nr .1 sowie vor Beginn der Messung mit Target Nr .2, und zeigen, daß die injizierte Polarisation während der Messung mit Target Nr. 1 (und der direkt darauf erfolgten Messung mit einem C-Target) um ca 10 % abgenommen hat.

Zur Untersuchung des Effektes bildet man Stichproben für Zeitauschnitte des gesamten zur Kalibration verwendeten Datensatzes und berechnet für diese jeweils die

Zähler-Asymmetrie. Es zeigt sich eine Skalierung der Asymmetrie[10], wenn man einzelne Stichproben vergleicht. Da die Meßgröße die Asymmetrie $\epsilon_{\rm sc}$ ist, aus der mit den über den ganzen Datensatz gemittelten effektiven Analysierstärken die Polarisation bestimmt wird, läßt sich wegen $\epsilon_{\rm sc} = P_{{\rm beam},y} \cdot A^{\rm eff}_{00n0}({\rm CH}_2)$ nicht genau feststellen, ob sich $P_{{\rm beam},y}$ oder $A^{\rm eff}_{00n0}({\rm CH}_2)$ zum Zeitpunkt der Messung geändert hat. Dieser Effekt könnte daher verursacht werden durch eine Abnahme der in COSY injizierten Polarisation während der Messung oder durch eine Änderung des stöchiometrischen Verhältnisses im CH_2-Fädchentarget im Verlauf der Messung.

Da zur Bestimmung der Polarisation aus den elastischen Streudaten über den gesamten Zeitraum von 48 Stunden gemittelt wurde, ist die zur Kalibration verwendete Polarisation die mittlere Polarisation des gesamten Datensatzes. Demgegenüber können natürlich die „Momentaufnahmen“ der Polarisation mit den Trigger-Zählraten einen anderen Wert liefern. Da aber zur Bestimmung der effektiven CH_2-Analysierstärken der Ringe ebenfalls über den gesamten Datensatz gemittelt wurde, fällt dieser Effekt heraus.

Der systematische Fehler für die $A^{\rm eff}_{00n0}({\rm CH}_2)$ kann nur sehr grob abgeschätzt werden, aus der Änderung der mit der kalibrierten Zähler-Methode ermittelten Polarisationswerte für einzelne Stichproben von Messungen mit dem CH_2-Fädchentarget aus dem Kalibrationsdatensatz. Die Schwankung dieser Polarisationswerte können mit einem systematischen Fehler von ca. 5 % für die effektiven Analysierstärken von CH_2 erfaßt werden. Dabei ist zu beachten, daß sich der Fehler bei Targets mit sehr hoher akkumulierter Strahlendosis entsprechend erhöht. D.h. lange Meßzeiten bei hohen Strahlströmen sind zu vermeiden.

Unsicherheiten aufgrund der Änderung des stöchiometrischen Verhältnisses werden durch die Verwendung von reinen Kohlenstofftargets vermieden. Da im Rahmen dieser Kalibration auch die effektiven Analysierstärken für Kohlenstoff $A^{\rm eff}_{00n0}(C)$ bestimmt worden sind, kann auch die Polarisation Online mit Kohlenstoff-Targets bestimmt werden. Das Problem der Targetalterung[11] würde so vollständig umgangen, unter Verwendung der quasi-elastischen Streuung der Strahlprotonen an den im Kohlenstoff-Kern gebundenen Protonen. Die Auswirkung auf die Meßzeit läßt sich in etwa abschätzen [Wei00b, Roh00b]: für Ergebnisse mit vergleichbarem statistischen Fehler wird die vierfache Meßzeit benötigt. Die Verlängerung der Meßzeit kann aber kompensiert werden durch eine Erhöhung[12] des COSY-Strahlstroms.

Der systematische Fehler der $A^{\rm eff}_{00n0}({\rm C})$ liegt in der Verwendung der aus den elastischen Streuereignissen bestimmten Strahlpolarisation zur Bestimmung der effektiven C-Analysierstärken. Dabei geht die Annahme ein, daß sich die Polarisation des COSY-

[10] Der Verlauf mit dem Impuls ändert sich nicht.

[11] D.h. der Änderung des stöchiometrischen Verhältnisses.

[12] Bei Messungen mit den CH_2-Fädchentargets muß der Strahlstrom in COSY begrenzt werden, i.d.R auf ca. 30 μA, was ca. 1×10^8 Protonen in COSY entspricht. Bei zu großen Strahlströmen werden die CH_2-Targets zerstört, wohingegen die C-Targets auch größere Ströme verkraften können.

Strahls nicht ändert während der Messung mit dem C-Target. Diese Annahme ist aber verletzt (s.o.). Die Messung mit dem C-Fädchentarget erfolgte direkt im Anschluß an die Messung mit Target Nr. 1 (bevor auf Target Nr. 2 gewechselt wurde). Die Polarisation des COSY-Strahls hat während der Messung wahrscheinlich um ca. 3 % abgenommen[13]. Als grobe Abschätzung des systematischen Fehlers der $A^{\mathrm{eff}}_{00n0}(\mathrm{C})$ kann daher ein Wert von 3 % verwendet werden.

Ein weiterer systematischer Fehler liegt in der Unsicherheit der Parametrisierung der A^{eff}_{00n0} (siehe Abbildung 6.5). Dieser Unsicherheit läßt sich aber im Rahmen der bei der Kalibrationsmessung akkumulierten Statistik berechnen aus den Fehlern und Korrelationen der Koeffizienten der Polynome die an die effektiven Analysierstärken angepaßt werden (Kapitel 6.4.1). Dieser Fehler der Unsicherheit der Parametrisierung wird bei der Online-Bestimmung der Polarisation berücksichtigt.

[13]Unter der Annahme daß die Abnahme der Polarisation in COSY ungefähr proportional der Meßzeit gewesen ist.

7 Messung der Spinkorrelationsparameter

In der letzten Strahlzeit (Mai/Juni 2000) hat das EDDA-Experiment mit der Bestimmung der Spinkorrelationsparameter A_{00nn}, A_{00ss} und A_{00sk} (siehe Kapitel 4.2.3) begonnen. Die Methode der schnellen Messung der Strahlpolarisation während der Hochbeschleunigung (Kapitel 6) ermöglichte es dem COSY-Team, in relativ kurzer Zeit eine optimale Maschineneinstellung im Hinblick auf die depolarisierenden Resonanzen zu finden. Dabei konnte ein bis zu 80 % in y-Richtung polarisierter COSY-Strahl (Abbildung 7.1) verwendet werden.

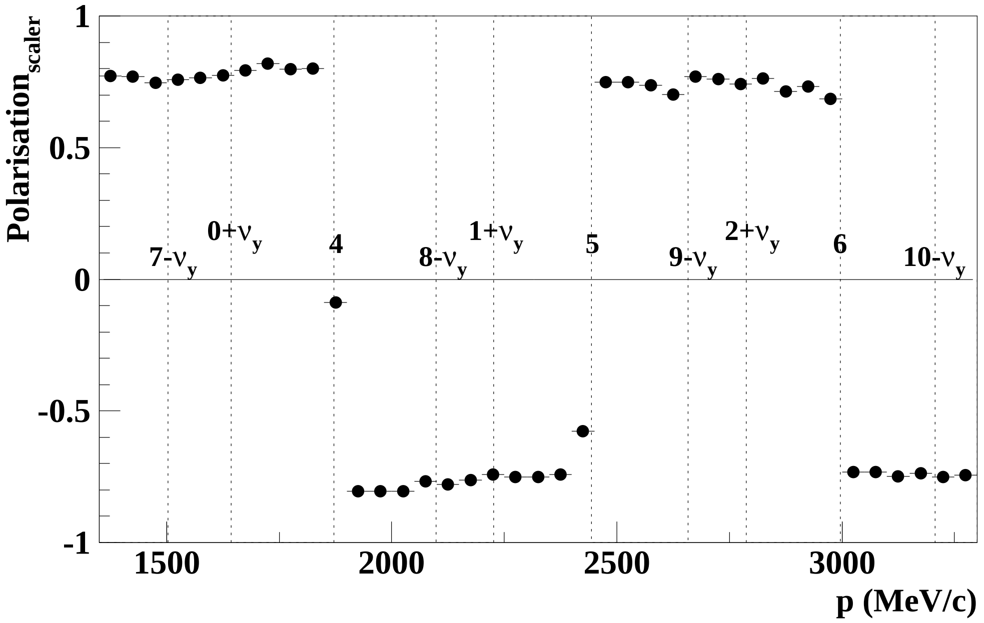

Abbildung 7.1: *Polarisation des COSY-Strahls in der Strahlzeit Mai/Juni 2000 als Funktion des Strahlimpulses, bestimmt mit Hilfe der Zähler-Methode (siehe Kapitel 6). Die gepunkteten Linien geben die Positionen der Resonanzen mit den jeweiligen Resonanzbedingungen (Tabelle 6.2) an.*

Im Unterschied zur Messung der Analysierstärke, wo nur die Polarisation des Targets überwacht werden mußte, muß auch während der Messung zusätzlich noch die Polarisation des Strahls überwacht werden. Dazu wurde in Meßpausen, die durch Wartungsarbeiten am Atomstrahltarget entstanden, die Polarisation des COSY-Strahls mit der Zähler-Methode (Kapitel 6) gemessen. Abbildung 7.1 zeigt eine dieser Kontrollmessungen. Man sieht, daß die Polarisation des COSY-Strahls im Vergleich zu der zur Kalibration des Detektors als Polarimeter gemachten Messung im November 1999 (Abbildungen 6.3 und 6.6) deutlich höher ist. Zudem tritt an der intrinsischen $(8 - \nu_y)$-Resonanz kein nennenswerter Polarisationsverlust mehr auf.

Die Bestimmung der Spinkorrelationsparameter wird wieder mit Hilfe von Asymmetrien durchgeführt. Ein von F. Bauer [Bau99, Bau00] entwickeltes Verfahren[1] erlaubt dabei wieder die Bildung geometrischer Mittel, die den Einfluß von Detektoreffizienzen, Strahlverkippungen und Vertexverschiebungen unterdrücken.

Abbildung 7.2 Winkelverteilungen der Spinkorrelationsparameter A_{00nn}, A_{00ss} und A_{00sk} bei einem Strahlimpuls von 3100 MeV/c (2.3 GeV kinetische Energie) nach einer vorläufigen Auswertung von [Bau00]. Sie basiert auf einer von bisher drei Messungen[2] der Spinkorrelationsparameter bei festen Strahlimpulsen (Energien). Die während der Beschleunigung des Strahls bisher gemessenen Daten haben noch keine ausreichende statistische Genauigkeit. Die Datennahme mit polarisiertem Strahl und polarisiertem Target wird fortgesetzt und voraussichtlich Mitte 2001 abgeschlossen.

Vergleicht man diese vorläufige Auswertung mit den Vorhersagen für die Spinkorrelationsparameter aus der multi-energy Lösung SP99 der VPI/GW-Streuphasenanalysen von R. A. Arndt et al. [Arn99] (durchgezogene Linien in Abbildung 7.2), dann zeigt sich bei A_{00ss} eine starke Abweichung. Auch die single-energy Streuphasenanalysen der Saclay-Genf-Gruppe [BLL98] machen Vorhersagen für A_{00ss} in diesem Energiebereich (z.B. bei 2.1 GeV kinetischer Energie, ca. 2900 MeV/c Strahlimpuls) die sich von denen der VPI/GW-Gruppe [Arn99, ASW00] unterscheiden. Eine direkte Rekonstruktion der Amplituden durch J. Bystricky et. al. [BLL98] zeigt eine diskrete Ambiguität. D.h. es gibt zwei gleichwertige Klassen von Lösungen, wobei eine die VPI/GW-Phasenanalysen favorisiert und die andere die Saclay-Genf-Phasenanalysen.

Bisher existierten keine Messungen von A_{00ss} in dem gesamten Energiebereich oberhalb von 1 GeV. Daher ist die EDDA-Messung von A_{00ss} bei einer höheren Energie (3100 MeV/c entspricht 2.3 GeV kinetischer Energie) liegt[3] von großer bedeutung für die weitere Entwicklung der Streuphasenanalyse bei hohen Energien.

[1] Das Verfahren basiert auf der Methode von G.Ohlsen [Ohl73], die auch bei der Bestimmung der Analysierstärke (Kapitel 5) verwendet wurde.

[2] Weiterhin wurde bisher bei den Strahlimpulsen (Energien) 1430 MeV/c (0.772 GeV) und 3300 MeV/c (2.5 GeV) gemessen.

[3] Eine EDDA-Messung bei einem Strahlimpuls von 2900 MeV/c ist geplant.

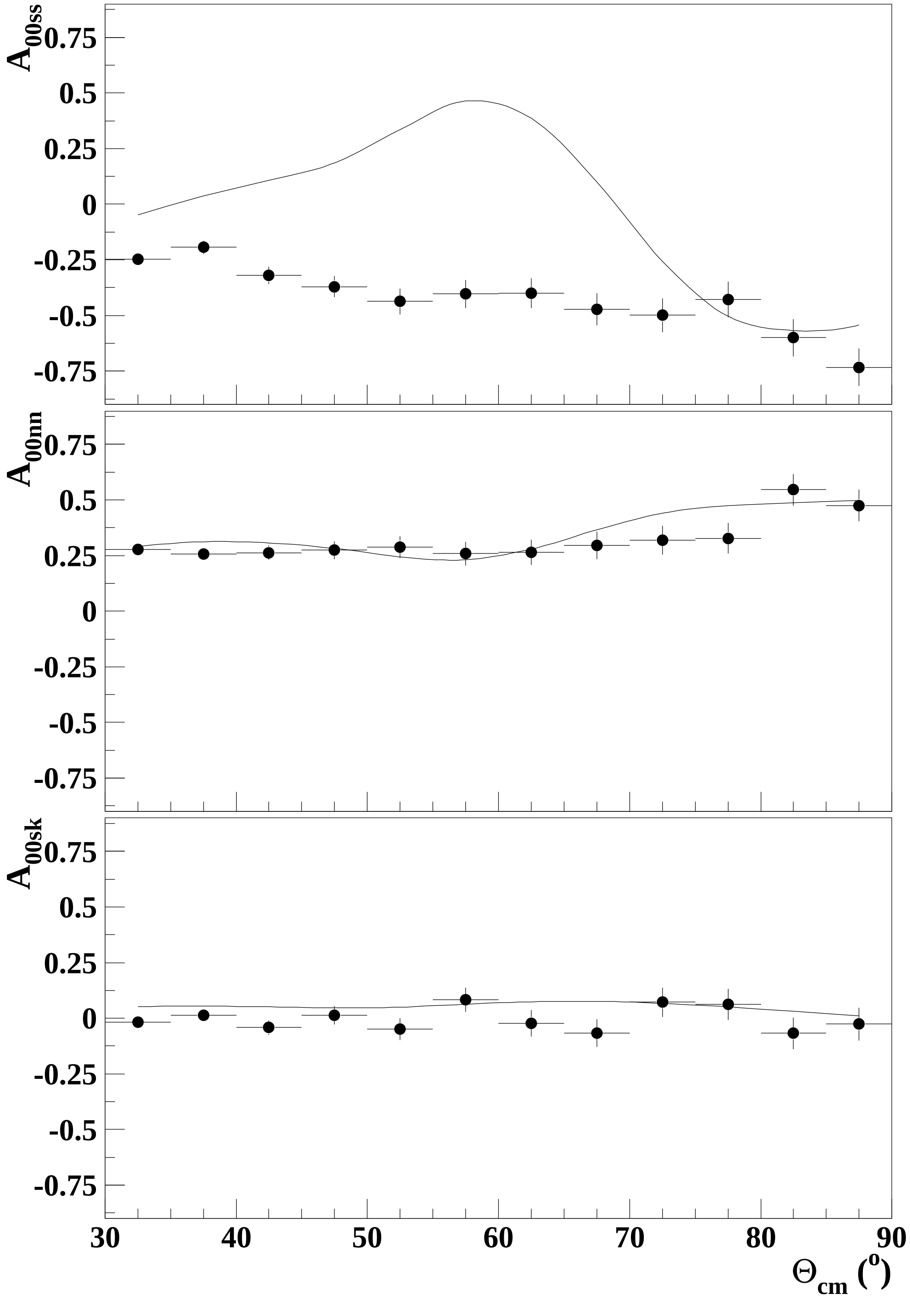

Abbildung 7.2: *Vorläufige Auswertung der Messung der Winkelverteilungen der Spinkorrelationsparameter A_{00ss}, A_{00nn} und A_{00sk} bei 3100 MeV/c. Die durchgezogenen Linien sind Vorhersagen der Streuphasenanalysen des Weltdatensatzes der elastischen Proton-Proton-Streuung von R. A. Arndt et al. von 1999 [Arn99] aus dem SAID-Programm [SAI].*

8 Zusammenfassung

EDDA ist ein Experiment mit internem Target am Beschleuniger COSY. Es mißt mehrere Observable der elastischen Proton-Proton-Streuung, den differentiellen Wirkungsquerschnitt, die Analysierstärke und drei Spinkorrelationsparameter, mit hoher relativer Genauigkeit. Der Bereich der kinetischen Energie von 0.5 bis 2.5 GeV und der Polarwinkelbereich von ca. 35° bis 90° im Schwerpunktsystem wird in kleinen Schritten abgedeckt.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Verfahren zur präzisen Rekonstruktion des Reaktionsvertex unter Berücksichtigung der Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung entwickelt. Die Daten von drei Strahlzeiten, Juni 1998, November 1998 und Mai 1999, mit unpolarisiertem COSY-Strahl und polarisiertem Atomstrahltarget werden ausgewertet und die Ergebnisse, Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton-Streuung, präsentiert. Weiterhin wird ein Verfahren zur schnellen Bestimmung der Polarisation des COSY-Strahls mit dem EDDA-Detektor entwickelt. Dazu sind Messungen der effektiven Analysierstärken von CH_2 und C durchgeführt worden. Abschließend werden erste Ergebnisse der Strahlzeit Mai/Juni 2000 vorgestellt. Das Verfahren zur schnellen Bestimmung der Polarisation ermöglicht die optimale Einstellung des Cooler Synchrotron, bei der die Strahlpolarisation zwischen Injektion und Endenergie weitestgehend erhalten bleibt. Damit wurden erste Messungen der Spinkorrelationsparameter der elastischen Proton-Proton-Streuung durchgeführt.

Literaturverzeichnis

[Alb97] D. Albers et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1652 (1997).

[Alt98] M. Altmeier, *Die Entwicklung und der Bau des polarisierten Wasserstoff-Atomstrahlteils für das EDDA-Experiment an COSY-Jülich*, Dissertation, ISKP, Univ. Bonn, 1998.

[Alt99] M. Altmeier et al., Nucl. Instr. Meth. **A431**, 428 (1999).

[Alt00] M. Altmeier et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 1819 (2000).

[AM66] R. A. Arndt and M. H. MacGregor, *Methods of Computational Physics*, vol. 6, ch. Nucleon-Nucleon Phase Shift Analyses by Chi-Squared Minimization, pp. 253–296, Academic Press Inc, New York, 1966.

[Arn92] R. A. Arndt, L. D. Roper, R. L. Workman, and M. W. McNaughton, Phys. Rev. **D45**, 3995 (1992).

[Arn94] R. A. Arndt, *The SAID Program: A Guide for Users*, Internal Report,Dep. of Phys. Virginia Polytechnic Inst. and State Univ., 1994, Bezug: Anonymous FTP: host said.phys.vt.edu, Verzeichnis /pub/said/said-manual.

[Arn97] R. A. Arndt, Chang Heon Oh, I. I. Strakovsky, R. L. Workman, and F. Dohrmann, Phys. Rev. **C56**, 3005 (1997).

[Arn99] R. A. Arndt, W. J. Briscoe, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, pi N Newslett. **15**, 304 (1999).

[ASW00] R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, nucl-th/0004039.

[Bal84] A. P. Balachandran, A. Barducci, F. Lizzi, V. G. J. Rodgers, and A. Stern, Phys. Rev. Lett. **52**, 887 (1984).

[Bal99] J. Ball et al., Eur. Phys. J. **C10**, 409 (1999).

[Bau99] F. Bauer, *Bestimmung von Spinkorrelationskoeffizienten mit Hilfe von Asymmetrien und erste Anwendung auf Daten der Strahlzeit Nov. 99*, EDDA internal report, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1999.

[Bau00] F. Bauer, Dissertation in Vorbereitung, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 2000.

[Ber90] J. R. Bergervoet et al., Phys. Rev. **C41**, 1435 (1990).

[BH70] H. H. Barshall and W. Haeberli (eds.), *Proc. 3rd Int. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions*, Madison: University of Wisconsin, 1970.

[Bis93] J. Bisplinghoff et al., Nucl. Instr. and Meth. **A329**, 151 (1993).

[Bis98] T. Bissel, *Integration der Innenschale in die Analyse des EDDA Experimentes*, Diplomarbeit, ISKP, Universität Bonn, 1998.

[BJ76] G. E. Brown and A. D. Jackson, *The Nucleon-Nucleon Interaction*, North-Holland, Amsterdam, 1976.

[BKM95] V. Bernard, N. Kaiser, and U.-G. Meissner, Int. J. Mod. Phys. **E4**, 193 (1995).

[BLL87] J. Bystricky, C. Lechanoine-LeLuc, and F. Lehar, J. Phys. (Paris) **48**, 199 (1987).

[BLL90] J. Bystricky, C. Lechanoine-LeLuc, and F. Lehar, J. Phys. (Paris) **51**, 2747 (1990).

[BLL98] J. Bystricky, F. Lehar, and C. Lechanoine-LeLuc, Eur. Phys. J. **C4**, 607 (1998).

[BLW78] J. Bystricky, F. Lehar, and P. Winternitz, J. Phys. (Paris) **39**, 1 (1978).

[Bol92] R. Bollmann, *Untersuchung dreieckiger Szintillatorstäbe mit azimutaler Auflösung für den EDDA-Detektor*, Diplomarbeit, I. Exp. Phys, Universität Hamburg, 1992.

[Bow99] K. C. Bowler et al., hep-lat/9910022.

[Büs99] K. Büsser, *Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton-Streuung bei mittleren Energien*, Dissertation, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1999,
siehe: `http://kaa.desy.de/edda/papers/PhDlist.inhalt.html`.

[Bus00a] M. Busch, Dissertation in Vorbereitung, ISKP, Universität Bonn, 2000.

[Bus00b] M. Busch, *private Mitteilung*, 2000.

[Cho74] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, and V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **D9**, 3471 (1974).

[Col99] T. Colberg, *Messung von Analysierstärken der elastischen Proton-Proton-Streuung mit dem EDDA Detektor bei Be- und Entschleunigung des COSY-Protonenstrahls*, Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1999,
siehe, `http://kaa.desy.de/edda/papers/Diplomalist.inhalt.html`.

[Con93] H. E. Conzett, *Spin Polarization in Nuclear and Particle Physics*, Internal Report LBL-34403, Nuclear Science Division, Lawrence Berkeley Laboratory, 1993.

[Die98] O. Diehl, *Aufnahme und Auswertung elastischer Streudaten im EDDA-Experiment*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1998,
siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[Doh93] F. Dohrmann, *Zur Eignung von ortsauflösenden und von Vielkanal-Photomultipliern für die Außenschale des EDDA-Detektors bei COSY*, Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1993.

[EGM99] E. Epelbaoum, W. Glöckle, and U.-G. Meissner, nucl-th/9910064.

[Els88] C. Elster, K. Holinde, D. Schütte, and R. Machleidt, Phys. Rev. **C38**, 1828 (1988).

[Eng98] H. P. Engelhardt, *Bestimmung des COSY-Strahlimpulses während der Hochbeschleunigung sowie Einbau und Überwachung eines Vertexdetektors aus szintillierenden Fasern für das EDDA-Experiment*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1998,
siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[Eve96] D. Eversheim, *The Polarized Atomic-Beam Target for the EDDA Experiment and the Time-Reversal Invariance Test at COSY*, Proceedings of 3rd International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings (STORI96), Berkastel-Kues, Germany, September 30 - October 3 (F. Bosch and P. Egelhof, eds.), 1996, accepted for publication in Nucl. Phys. A.

[Fel98] O. Felden, *Die Inbetriebnahme des polarisierten Atomstrahltargets für das EDDA Experiment am Cooler Synchrotron COSY*, Dissertation, ISKP, Univ. Bonn, 1998.

[Fic71] D. Fick, *Einführung in die Kernphysik polarisierter Teilchen*, BI, Mannheim, 1971.

[GL82] J. Gasser and H. Leutwyler, Phys. Rept. **87**, 77 (1982).

[GLL87] P. Gonzalez, P. LaFrance, and E. L. Lomon, Phys. Rev. **D35**, 2142 (1987).

[GN64] M. Gell-Mann and Y. Ne'emann, *The Eightfold Way*, Benjamin, New York, 1964.

[Gre79] A. E. S. Green, Mesons in Nuclei (M. Rho and D. Wilkinson, eds.), North-Holland, Amsterdam, 1979, p. 227.

[Gro00] R. Groß-Hardt, Dissertation in Vorbereitung, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2000.

[Hin00] F. Hinterberger, *private Mitteilung*, 2000.

[HJ62] T. Hamada and I. D. Johnston, Nucl. Phys. **34**, 382 (1962).

[Hol90] K. Holinde, *Nuclear Forces*, Proceedings, Nuclear and particle physics, Canberra (C. J. Burden and B. A. Robson, eds.), World Scientific, Singapore, 1990, pp. 356–383.

[HY80] K. Hidaka and A. Yokosawa, Surveys High Energy Phys. **1**, 141 (1980).

[Jaf77] R. Jaffe, Phys. Rev. Lett. **38**, 195 (1977).

[Jaf78] R. L. Jaffe, Phys. Rev. **D17**, 1444 (1978).

[Koc97] V. Koch, Int. J. Mod. Phys. **E6**, 203 (1997).

[Kro85] P. Kroll, *Multi - Quark States (Baryonia, Dibaryons): Where Do We Stand?*, 1985, Invited paper given at the Topical Seminar on Few and Many Quark Systems, San Miniato, Italy, 1985.

[Lac80] M. Lacombe et al., Phys. Rev. **C21**, 861 (1980).

[Leh97] A. Lehrach, *Erarbeitung und Umsetzung eines Konzeptes zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY*, Dissertation, Universität Bonn und FZ-Jülich, 1997.

[Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1987.

[Lin98] T. Lindemann, *Einfluß der Innenschale des EDDA-Detektors auf die Winkelauflösung und Vertexrekonstruktion*, Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1998,
siehe, `http://kaa.desy.de/edda/papers/Diplomalist.inhalt.html`.

[Lin00] J. Lindlein, *Simulationsuntersuchungen und Partialwellenanalysen an den Proton-Proton Streudaten des EDDA-Experimentes*, Dissertation, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 2000,
siehe: `http://kaa.desy.de/edda/papers/PhDlist.inhalt.html`.

[LLA93] P. LaFrance, E. L. Lomon, and M. Aw, nucl-th/9306026.

[Lom82] E. L. Lomon, Phys. Rev. **D26**, 576 (1982).

[Mac89] R. Machleidt, *The Meson Theory of Nuclear Forces and Nuclear Structure*, Adv. Nucl. Phys. (J. W. Negele and E. Vogt, eds.), vol. 19, Plenum Press, New York, 1989, pp. 189–376.

[McN90] M. W. McNaughton et al., Phys. Rev. **C41**, 2809 (1990).

[MHE87] R. Machleidt, K. Holinde, and C. Elster, Phys. Rept. **149**, 1 (1987).

[MK84] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik: eine Einführung*, Teubner, Stuttgart, 4.Aufl, 1984.

[Mos94] F. Mosel, *Ein internes Wasserstofftarget für Speicherringexperimente*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn, 1994.

[Ohl73] G. G. Ohlsen, Nucl. Instr. and Meth. **109**, 41 (1973).

[PDG98] Particle-Data-Group, C. Caso et al., Eur. Phys. J. **C3**, 1 (1998), see also `http://pdg.lbl.gov`.

[Rei68] R. V. Reid, Ann. Phys. **50**, 411 (1968).

[Ris96] D. O. Riska, Adv. Nucl. Phys. **22**, 1 (1996).

[Roh95] H. Rohdjeß, *Determining COSY Beam Parameters from Elastic Proton-Proton Scattering*, EDDA internal report 95-04, ISKP Universität Bonn, 1995.

[Roh97] H. Rohdjeß, *A Kinematic Fit for the EDDA Experiment*, EDDA internal report 97-02, ISKP, Universität Bonn, 1997.

[Roh98] H. Rohdjeß, *private Mitteilung*, 1998.

[Roh00a] H. Rohdjeß, *Anregungsfunktion der elastischen Proton-Proton-Streuung im Energiebereich 0.5 - 2.5 GeV*, Habilitationsschrift, Universität Bonn, 2000.

[Roh00b] H. Rohdjeß, *private Mitteilung*, 2000.

[Ros94] U. Ross, *Simulationen zum EDDA-Experiment mit GISMO und MICRES*, Diplomarbeit, ISKP, Universität Bonn, 1994.

[SAI] SAID, R. A. Arndt et al. , **S***cattering* **A***nalysis* **I***nteractive* **D***ialin*,
telnet/ssh: `said.phys.vt.edu` oder `said-hh.desy.de`, Username "said"
WWW: `http://said.phys.vt.edu` oder `http://said-hh.desy.de`.

[Sch95] F. Schwandt, *Datenaufnahme und Datenanalyse im EDDA-Experiment*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1995,
siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[Sch99] V. Schwarz, *Kontinuierliche Messung der Polarisation eines Synchrotronstrahls während der Hochbeschleunigung*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1999,
siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[Set84] K. K. Seth, *The Current Status of Dibaryon Searches*, Proceedings, Electron and Photon Interactions At Intermediate Energies (W. Pfeil D. Menze and W. J. Schwille, eds.), Springer, 1984, p. 150.

[Set88] K. K. Seth, *Dibaryons in Theory and Practice*, Proc. "Baryon-Baryon Interaction and Dibaryonic Systems", Bad Honnef, 1988, p. 41.

[Sto93] V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, M. C. M. Rentmeester, and J. J. de Swart, Phys. Rev. **C48**, 792 (1993).

[Sto94] V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, and J. J. de Swart, Phys. Rev. **C49**, 2950 (1994).

[Tho84] A. W. Thomas, Adv. Nucl. Phys. **13**, 1 (1984).

[Tho96] S. Thomas, *Datenauswertung mit einem zylindrischen Hodoskop aus szintillierenden Fasern*, Diplomarbeit, ISKP, Universität Bonn, 1996, siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[TNS51] M. Taketani, S. Nakamura, and M. Sasaki, Prog. Theor. Phys. **6**, 581 (1951).

[Vin80] R. Vinh Mau, Nucl. Phys. **A335**, 211 (1980).

[Wei00a] E. Weise, *Ergänzung zu Report 00-01: Tabelle der Koeffizienten der stückweisen Parametrisierung der effektiven Analysierstärke*, EDDA internal report 00-01b, ISKP Universität Bonn, 2000.

[Wei00b] E. Weise, *Kalibration des EDDA-Detektors als Polarimeter – Messung der effektiven Analysierstärke*, EDDA internal report 00-01, ISKP Universität Bonn, 2000.

[Wel95] A. Wellinghausen, *Der Nachweis energiereicher Protonen mit Halbringen aus szintillierenden Fasern im EDDA-Experiment bei COSY*, Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1995, siehe, `http://kaa.desy.de/edda/papers/Diplomalist.inhalt.html`.

[Wel98] A. Wellinghausen, *Das EDDA-Experiment bei COSY: Elastische Proton-Proton Streuung und die Frage nach dibaryonischen Resonanzen*, Dissertation, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1998.

[Wol92] K. Woller, *Untersuchung halbringförmiger Plastikszintillatoren für das EDDA–Experiment am COSY Jülich*, Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1992.

[Wol96] K. Woller, *Die Außenschale des EDDA-Detektors an COSY und erste Ergebnisse zur elastischen Proton-Proton-Streuung bei* $T = 1505\,\mathrm{MeV}$ *und* $T = 2201\,\mathrm{MeV}$, Dissertation, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1996, siehe: `http://kaa.desy.de/edda/papers/PhDlist.inhalt.html`.

[Yok85] A. Yokosawa, *Summary of* $S = 0$ *Dibaryon Resonances and Candidates*, Presented at San Miniato Topical Seminar, San Miniato, Italy, Mar 1985, 1985.

[Yok90] A. Yokosawa, *Structures in the Nucleon-Nucleon System*, Proc. 25th Int. Conf. on High Energy Physics, Singapore, Aug 2-8, 1990.

[Zie98] R. Ziegler, *Die Innenschale des EDDA-Detektors und Messungen zur elastischen Proton-Proton-Streuung*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1998,
siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei der Entstehung dieser Arbeit geholfen haben. Mein ausdrücklicher Dank gilt

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

Herrn Prof. Dr. F. Hinterberger, unter dessen Anleitung diese Arbeit entstand, für seine ständige Diskussionsbereitschaft und vielfältige Unterstützung,

Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff für seine ständige Unterstützung und sein großes Engagement für die EDDA-Kollaboration,

Herrn Dr. H. Rohdjess für zahllose hilfreiche Tips und Lösungsvorschläge sowie die ständige Bereitschaft Fragen zu beantworten,

Dipl. Phys. M. Busch, Dipl. Phys. F. Bauer, Dipl. Phys. R. Groß-Hardt, Dipl. Phys. A. Meinerzhagen, Dr. V. Schwarz und Dr. R. Ziegler für konstruktive Kommentare und Anregungen,

PD Dr. P.D. Eversheim, Dr. O. Felden, Dr. R. Gebel, Prof. Dr. R. Maier, Dr. D. Prasuhn, Prof. Dr. W. Scobel und allen anderen Mitgliedern der EDDA-Kollaboration in Bonn, Hamburg und Jülich, für gute Zusammenarbeit und erfolgreiche Strahlzeiten,

der Betriebsmannschaft des Protonenbeschleunigers COSY,

sowie den Mitgliedern der „benachbarten“ Arbeitsgruppe von PD Dr. R. Jahn für ihr kollegiales, freundliches Verhalten und mancherlei kleine Hilfen.

Zu guter letzt danke ich meiner Frau Christiane für ihre Geduld und Unterstützung,

und meinen Eltern, insbesondere meinem Vater für seine hilfreichen Anregungen und Diskussionen, sowie meinen Geschwistern und Freunden herzlich für ihre Unterstützung.

Lebenslauf

Name:	Eric Sebastian Weise
Geburtsdatum:	23. Juli 1969
Geburtsort:	Kiel
Familienstand:	verheiratet, seit dem 17. Dezember 1999
Ehefrau:	Christiane, geborene Belusa, Beamtin
Vater:	Dr. Hans Heinrich Weise, Physiker
Mutter:	Erika Weise, geborene Bagge, Lehrerin
Geschwister:	Julia, geboren 3. März 1971 Florian, geboren 8. Mai 1975
Schulbildung:	1975 – 1979 Finkenhofschule in Bonn 1979 – 1988 Hardtberg-Gymnasium in Bonn 1988 Abschluß: Abitur
Wehrdienst:	1988 – 1990 Marine, Schiffstechnischer Dienst 1991 Beförderung zum Leutnant 1999 Beförderung zum Oberleutnant
Berufsausbildung:	1990 – 1997 Studium der Physik an der Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn 1996 – 1997 Diplomarbeit am Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn mit dem Thema: „Simulationsrechnung zur elastischen Streuung polarisierter Protonen“ seit 1997 Promotion am Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn bei Prof. Dr. F. Hinterberger mit dem Thema: „Anregungsfunktionen der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton-Streuung“