Datenauswertung mit einem zylindrischen Hodoskop aus szintillierenden Fasern

Diplomarbeit

im Fach Physik

von

Stefan Thomas

angefertigt am
Institut für Strahlen- und Kernphysik
der Universität Bonn

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

Bonn
im Dezember 1996

Referent:	Prof. Dr. F. Hinterberger
Koreferent:	Prof. Dr. J. Bisplinghoff

Zusammenfassung

Das EDDA-Experiment befaßt sich mit der systematischen Untersuchung der elastischen Proton-Proton-Streuung im Energiebereich von 0.5 GeV bis 2.5 GeV. Es ist an einem internen Targetplatz am Teilchenbeschleuniger COSY aufgebaut und zeichnet sich durch eine hohe Energie- und Winkelauflösung aus. Durch den Einbau einer neuen Detektorkomponente, der Innenschale, wird eine Vertexrekonstruktion ermöglicht. Die Innenschale besteht aus 640 szintillierenden Fasern, die in vier Lagen helixförmig um das Strahlrohr angeordnet sind. In dieser Arbeit werden die Veränderungen der Winkelauflösung und Nachweiseffizienz durch den Einbau der Innenschale untersucht. Desweiteren wird ein Auswertungsalgorithmus entwickelt, der aus den Signalen der Innenschale die Durchstoßungspunkte der Protonen rekonstruiert. Aufbauend auf diesem Algorithmus wird eine einfache Form der Vertexrekonstruktion realisiert. Die Auswertungsroutinen werden mit Simulationsdaten und Meßdaten getestet.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

In diesem Abschnitt werden die physikalischen Beweggründe für das EDDA-Experiment erläutert und der prinzipielle Aufbau sowie die Funktionsweise des Detektors und seiner Komponenten beschrieben. Im Anschluß daran werden Aufgabenstellung und Thematik der vorliegenden Arbeit vorgestellt.

1.1 Motivation

Ziel des EDDA[1]-Experimentes ist die präzise Messung der Anregungsfunktionen und Spinkorrelationsparameter der elastischen Proton-Proton-Streuung im Energiebereich von 0.5 bis 2.5 GeV.

Hiermit soll eine wesentliche Verbesserung des Weltdatensatzes insbesondere für Energien über 1 GeV erreicht werden. Dies ermöglicht die Durchführung genauerer Streuphasenanalysen, die eine wichtige Schnittstelle zwischen Experiment und Theorie darstellen. So können Modelle der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung überprüft werden.

Eine weitere starke Motivation ist die Frage, ob dibaryonische Resonanzen, welche von einigen theoretischen Modellen in diesem Energiebereich vermutet werden, beobachtet werden können.[2]

1.2 Konzeption des EDDA-Experimentes

Das EDDA-Experiment ist am Teilchenbeschleuniger COSY[3] in Jülich an einem internen Targetplatz aufgebaut. Hier kann während der Hochbeschleunigung der Strahlprotonen in kleinen Energieschritten und über einen großen Winkelbereich gemessen werden. Bei der Auswertung der Daten wird dann über viele Beschleunigungszyklen gemittelt (Multipass-Technik). Dies verbessert die Statistik, erfordert jedoch ein stabiles, reproduzierbares Strahlverhalten.

Der EDDA-Detektor (Abb.1.1) ist in seiner Konzeption ganz auf die Messung mit einem internen Target und die Kinematik des Proton-Proton-Stoßes zugeschnitten. Außerdem spiegelt sein im groben zweiteiliger Aufbau auch den geplanten zeitlichen Ablauf des Projektes wieder. In der ersten Phase wird mit einem dünnen Fädchentarget die Anregungsfunktion, d.h. die Energieabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}(T_p)$, der elastischen Proton-Proton-Streuung gemessen. Hierzu bedarf es im Prinzip nur der äußeren Detektorkomponente, der sogenannten Außenschale. Man verwendet Targets aus Polypropylen ($(CH_2)_n$) und reinem Kohlenstoff zur Korrektur des C-Untergrundes, die mittels einer beweglichen Gabelhalterung mit dem COSY-Zyklus synchronisiert in den Strahl gefahren werden. Nach der Entwicklung eines polarisierten Strahles bei COSY soll in der zweiten Phase mit einem ebenfalls polarisierten Atomstrahltarget die Messung auf Spinobservable erweitert werden. Zur Vertexrekonstruktion wird dann der Einbau einer weiteren Komponente, der Innenschale, nötig. Der Aufbau und die Funktionsweise dieser beiden Hauptbestandteile des EDDA-Detektors werden im folgenden kurz erläutert.

---

[1] **E**xcitation Function **D**ata Acquisition **D**esigned for **A**nalysis of Phase Shifts

[2] Dies führte zu einer etwas pointierteren Interpretation des EDDA-Kürzels: **E**lastic **D**ibaryons **D**ead or **A**live?

[3] **CO**oler **SY**nchrotron (Strahlkühlung mit stochastischer und Elektronenkühlung) Im Rahmen des EDDA-Experimentes wird der Strahl nicht gekühlt.

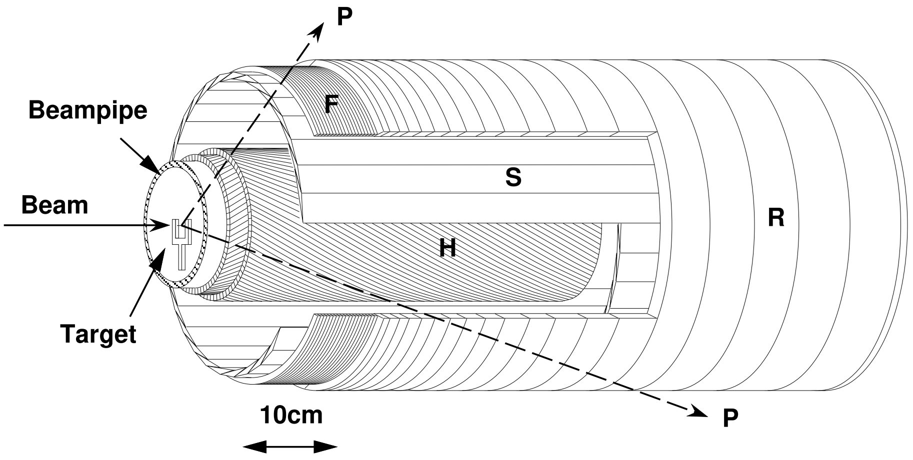

Abbildung 1.1: Skizze des EDDA-Detektors: **S** Stablage, **R** Halbringe der Ringlage, **F** Faserhalbringe der Ringlage, **H** Innenschale, **P** exemplarische Teilchenbahnen eines elastischen pp-Streuereignisses

1.2.1 Die Außenschale des EDDA-Detektors

Die Außenschale besteht aus 2 Lagen von unterschiedlich geformten Plastikszintillator-Elementen und den zur Datenauslese nötigen Lichtleitern und Photomultipliern:

- Parallel zum Strahl sind rund um das Strahlrohr 32 Szintillator-Stäbe positioniert. Sie bilden die sogenannte Stablage und dienen der Bestimmung des Azimutwinkels ϕ eines Teilchens.
- Darüber befindet sich die sogenannte Ringlage, mit der der Polarwinkel θ bestimmt werden kann. Sie besteht aus 2 × 29 Szintillator-Halbringen. Zum Erreichen einer gleichmäßigen Winkelauflösung im Schwerpunktsystem nimmt deren Breite strahlaufwärts immer weiter ab. Die letzten Halbringe werden deshalb durch szintillierende Fasern realisiert.

Sämtliche Elemente in der Stab- und der Ringlage sind so konstruiert, daß vom Target wegfliegende Teilchen mindestens zwei benachbarte Elemente jeder Lage durchstoßen. Über den Quotienten der dort deponierten Energien, die proportional zur Weglänge im Szintillationsmaterial sind, kann die Teilchenbahn rekonstruiert werden. Diese Methode (Amplitudenteilung) erlaubt eine Winkelauflösung, die deutlich über die Granularität der einzelnen Detektionselemente hinausgeht. Man erreicht eine Winkelauflösung von 1.5° im Schwerpunktsystem. Der durch den Detektor abgedeckte Raumwinkelbereich beträgt für das Schwerpunktsystem der elastischen Streuung ca. 85%.

Mit den beiden Lagen der Außenschale ist eine schnelle Triggerung auf elastische Proton-Proton-Streuereignisse realisierbar, die sich die Kinematik dieser binären Reaktion zunutzen macht:

- Koplanarer Trigger: Die gestreuten Protonen liegen in einer Ebene mit dem Teilchenstrahl, d.h. die absolute Differenz der Azimutwinkel muß π betragen.

$$|\phi_1 - \phi_2| = \pi$$

- Kinematischer Trigger: Für die Polarwinkel gilt bei Ejektilen gleicher Masse und ruhendem Targetteilchen
$$\tan\theta_1 \cdot \tan\theta_2 = \frac{1}{\gamma_{\mathrm{cms}}^2},$$
wobei γ_{cms} der Lorentzfaktor der Schwerpunktsbewegung ist.

1.2.2 Die Innenschale des EDDA-Detektors

Die Innenschale besteht aus 640 szintillierenden Fasern, die in 4 Lagen helixförmig auf Trägerrohre aufgebracht sind, wobei sich der Drehsinn jeweils abwechselt. Die Fasern sind so positioniert, daß vom Target wegfliegende Teilchen mindestens eine Faser jeder Wicklungsrichtung treffen. Dadurch wird eine Rekonstruktion des Durchstoßungspunktes und zusammen mit den Daten der Außenschale eine Rekonstruktion des Vertex möglich. Die szintillierenden Fasern werden strahlaufwärts von 16-Kanal-Photomultipliern ausgelesen. Die Signale werden von der PCOS[4]-Elektronik weiterverarbeitet. Auf die exakte Geometrie der Innenschale, die Rekonstruktion der Durchstoßungspunkte sowie die grundsätzliche Funktionsweise der PCOS-Elektronik wird in den nächsten Kapiteln ausführlicher eingegangen.

1.3 Thema

Die vorliegende Arbeit entstand in der Übergangszeit zwischen der ersten und zweiten Phase des EDDA-Experiments. In dieser Zeit wurde die Konstruktion der Innenschale vollendet und mit ihrem Einbau in Jülich der Detektor vervollständigt. Außerdem begann man am COSY mit der Entwicklung des polarisierten Strahles, wobei der EDDA-Aufbau als Polarimeter verwendet wurde.

Diese Arbeit befaßt sich mit den Auswirkungen der Inbetriebnahme der Innenschale. Sie hat insbesondere die folgenden Ziele:

- eine Abschätzung der Veränderung von Winkelauflösung und Nachweiseffizienz der Außenschale durch den Einbau der Innenschale
- die Entwicklung und der Test eines Algorithmus zur Winkelrekonstruktion aus den Daten der Innenschale
- eine erste Realisierung der Vertexrekonstruktion

---

[4] **P**roportional **C**hamber **O**perating **S**ystem

2 Grundlagen

Entwicklung, Aufbau, Funktionsweise und Test der Innenschale sind in mehreren Arbeiten innerhalb der EDDA-Kollaboration ausführlich beschrieben worden. In diesem Kapitel werden einige grundlegende Informationen zusammengestellt. Es erfolgt eine kurze Beschreibung der optimierten Helixgeometrie sowie des Aufbaus der Innenschale, ihrer Komponenten und der Ausleseelektronik.

2.1 Die optimierte Helixgeometrie

Die Hauptaufgabe der Innenschale besteht in einer möglichst genauen Rekonstruktion des Durchstoßungspunktes eines hindurchfliegenden Teilchens. Damit wird in Kombination mit Informationen aus der Außenschale eine Vertexrekonstruktion möglich, wie sie in der zweiten Phase des EDDA-Experiments notwendig ist. Außerdem erlauben die Daten aus der Innenschale eine Kontrolle der Außenschalenergebnisse sowie eine eventuelle Verfeinerung der Triggerbedingungen. Das Einbringen einer weiteren Detektorkomponente zwischen Strahlrohr und Außenschale erhöht jedoch die Kleinwinkelstreuung der Teilchen auf dem Weg zur Außenschale. Daher wurde die Innenschale mit dem Ziel gebaut, bei möglichst geringer Dicke und wenig Material eine möglichst gute Ortsauflösung und Nachweiseffizienz zu erreichen.

Die Innenschale mit ihrer optimierten Helixgeometrie erfüllt diese Anforderungen. Sie besteht aus 4 Lagen von jeweils 160 szintillierenden Fasern mit rundem Durchmesser. Die Fasern sind helixförmig mit für jede Lage abwechselnder Wicklungsrichtung auf dünne Trägerrohre aufgebracht. Die 1. und 3. Lage sind rechtsherum, die 2. und 4. Lage linksherum gewickelt. Durch den unterschiedlichen Drehsinn entstehen Kreuzungsbereiche von rechts- und linksgewickelten Fasern, so daß aus der Kenntnis der von einem Teilchen durchflogenen Fasern eine Rekonstruktion des Durchstoßungspunkts möglich wird. Die äußeren beiden Lagen der Innenschale dienen hierbei der Verbesserung der Nachweiseffizienz. Sie sind derart angeordnet, daß ihre Faserseelen vom Nullpunkt aus gesehen genau an den Stellen der minimalen Nachweiseffizienz der inneren Lagen liegen. Das Prinzip dieser sogenannten optimierten Helixgeometrie ist in Abb.2.1 dargestellt.

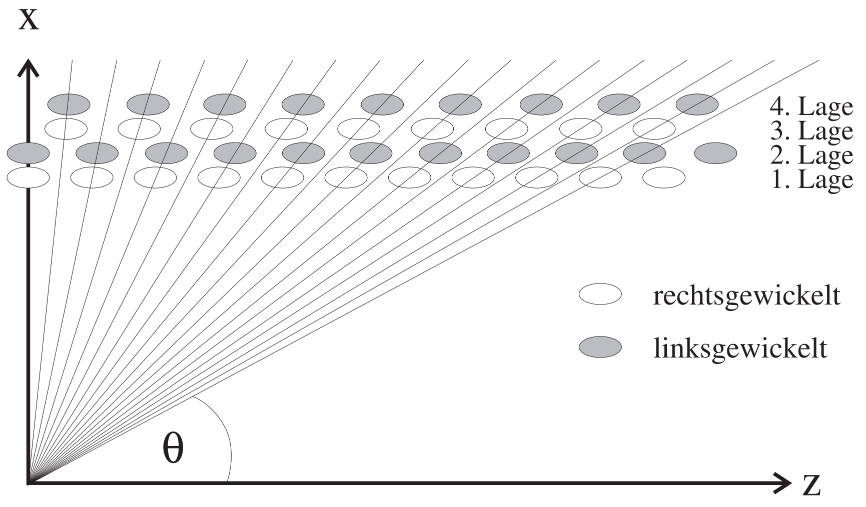

Abbildung 2.1: Skizze der optimierten Helixgeometrie. Die Fasern der 3. und 4. Lage liegen vom Target aus gesehen in den Nachweislücken der 1. und 2. Lage.

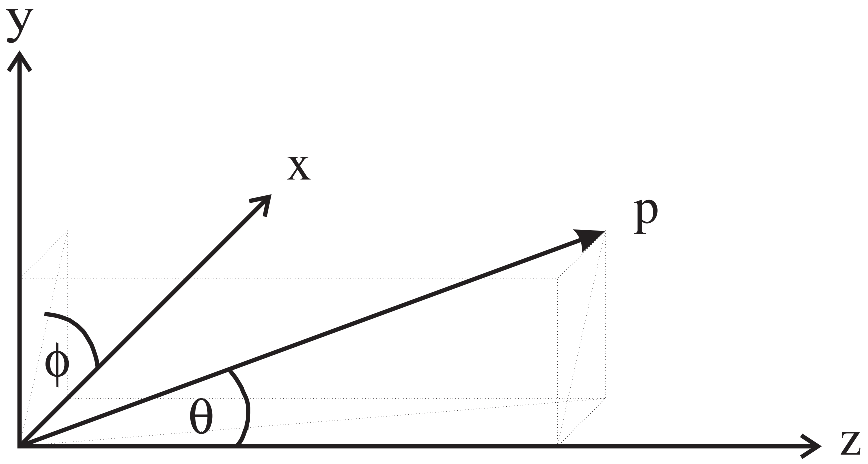

Abbildung 2.2: Koordinatensystem

Die optimierte Helixgeometrie läßt sich als Bedingung an die Wicklungsparameter der Fasern formulieren. Eine Definition dieser Parameter sowie die mathematische Formulierung der optimierten Geometrie erfolgt im Anhang. Das verwendete Koordinatensystem ist in Abb. 2.2 skizziert. Die z-Achse des Koordinatensystems zeigt in Strahlrichtung. Der Ursprung liegt im Targetmittelpunkt.

2.2 Die Komponenten der Innenschale

2.2.1 Szintillierende Fasern

Bei den zum Bau der Innenschale verwendeten szintillierenden Fasern handelt es sich um Fasern mit einem runden Querschnitt und einem Durchmesser von 2.5 mm. Sie werden von der Firma Kuraray bezogen (Fasertyp: SCSF - 81 New Clad) und bestehen aus einem Plastikszintillatorkern („Core“) aus Polystyrol, welcher von einer dünnen Acrylschutzschicht („Cladding“) umgeben ist. Um ein Übersprechen des Lichts zwischen zwei Fasern zu verhindern und das Cladding zu schützen, wird zusätzlich noch eine EMA-Schutzschicht (extra mural absorber) aufgetragen. Dadurch vergrößert sich der Faserdurchmesser auf ca. 2.6 mm. Ein Problem beim Verlegen der Fasern stellen die vier Targetstutzen bei $z = 0$ mm dar. Um diese Hindernisse mit möglichst wenig Lichtverlusten zu umgehen, wurde ein thermoplastisches Biegeverfahren entwickelt [ENG93] und die entsprechenden Fasern stromlinienförmig um die Stutzen herumgeführt. Die prinzipielle Eignung von szintillierenden Fasern für den Bau der Innenschale sowie die Auswirkungen von äußeren Einflüssen, Alterungsprozessen und des Biegeverfahrens auf die Lichtausbeute wurde in mehreren Arbeiten untersucht ([WIE91], [DOR93], [ENG93], [ZIE93]).

Zur Überprüfung der Funktionstüchtigkeit einzelner Fasern, der Signalauslese und Weiterverarbeitung ist ein LED-Monitor konzipiert worden [ZIE93]. Über dünne Lichtleiter an den Faserenden können Lichtpulse in das Detektorsystem eingekoppelt und die Reaktion der Ausleseelektronik untersucht werden.

2.2.2 Trägerrohre

Um die optimierte Helixgeometrie möglichst exakt zu realisieren, werden zur Positionierung der Fasern vier Trägerrohre aus kohlefaserverstärktem Kunststoff (CFK) benutzt. In diese von der Firma STESALIT hergestellten Rohre sind bei einer Wandstärke von 1 mm Nuten mit einer Tiefe von 0.5 mm eingefräst. Die Nuten folgen der optimierten Geometrie und fixieren die Fasern mit hoher Genauigkeit. Die Rohre ihrerseits werden durch vier Paßstifte an der richtigen Position festgehalten. An den Stellen der vier Targetstutzen befinden sich jeweils halbrunde Aussparungen. Die Innenradien der Rohre sind

$$r_{i,1} = 80.2 \text{ mm}, \quad r_{i,2} = 83.8 \text{ mm}, \quad r_{i,3} = 87.4 \text{ mm}, \quad r_{i,4} = 91.0 \text{ mm}.$$

Aus der Kenntnis der Nuttiefe (0.5 mm) und des Faserradius (1.3 mm) ergeben sich daraus die Radien der vier Lagen:

$$R_1 = 82.0 \text{ mm}, \quad R_2 = 85.6 \text{ mm}, \quad R_3 = 89.2 \text{ mm}, \quad R_4 = 92.8 \text{ mm}$$

Der Zwischenraum von 0.5 mm zwischen den szintillierenden Fasern und den Innenradien der jeweils darüberliegenden Trägerrohre erlaubt das Umwickeln jeder Faserlage mit einer Schicht Kapton-Folie zum Schutz der Fasern.

2.2.3 Photomultiplier

Zur Auslese der Signale der 640 szintillierenden Fasern werden 16-kanälige Multianoden-Photomultiplier der Firma Hamamatsu (Typ R4760) verwendet. Aufgrund der hohen Faseranzahl verbieten Kosten- sowie Platzgründe die Benutzung von Einkanalphotomultipliern. Die kompakte und preiswertere Alternative sind deshalb Multianoden-Photomultiplier. Diese haben mehrere Kathoden und eine entsprechende Anzahl von Kanälen zur Sekundärelektronenvervielfachung sowie von Anoden nachgeschaltet. Nach einer Untersuchung von verschiedenen Multianoden-Multipliern ([JOO92], [ZIE93]) beweist der obengenannte Photomultiplier die beste Eignung für eine Benutzung im Rahmen der Innenschale. Seine Quanteneffizienz beträgt ca. 15%, und er zeigt ein vernachlässigbar kleines Übersprechverhalten zwischen den Kanälen. Desweiteren liegt die maximale spektrale Empfindlichkeit der Bialkali-Kathode bei 420 nm und weist damit eine gute Anpassung an das Emissionsspektrum der verwendeten Fasern auf, dessen Maximum bei 437 nm liegt. Die Ankopplung der Fasern an die Multiplier erfolgt über Silikon-Koppelkissen.

2.3 Die Signalverarbeitung mit PCOS

Die Aufgabe der Ausleseelektronik ist eine schnelle Umwandlung der analogen Photomultipliersignale in logische Signale und eine Weitergabe der Nummern der getroffenen Fasern. Zu diesem Zweck wird das System PCOS III[5] der Firma LeCroy benutzt. Es ist ursprünglich zur Aufnahme von Drahtkammerstromsignalen ausgelegt, kann aber im Rahmen des EDDA-Experiments zur Auslese von Spannungssignalen umgerüstet werden [LAH92]. Es besteht aus folgenden Komponenten:

- 16-Channel Chamber Card (2735 PC)
- 32-Channel PCOS-Delay and Latch Modul (2731 A)
- PCOS-Crate Readout Controller (2738)
- Data Buffer and CAMAC-Interface Controller (4299)

Eine schematische Übersicht der Signalverarbeitung gibt Abbildung 2.3. Genauere Informationen finden sich in [SCH96].

---

[5] **P**roportional **C**hamber **O**perating **S**ystem der 3. Generation

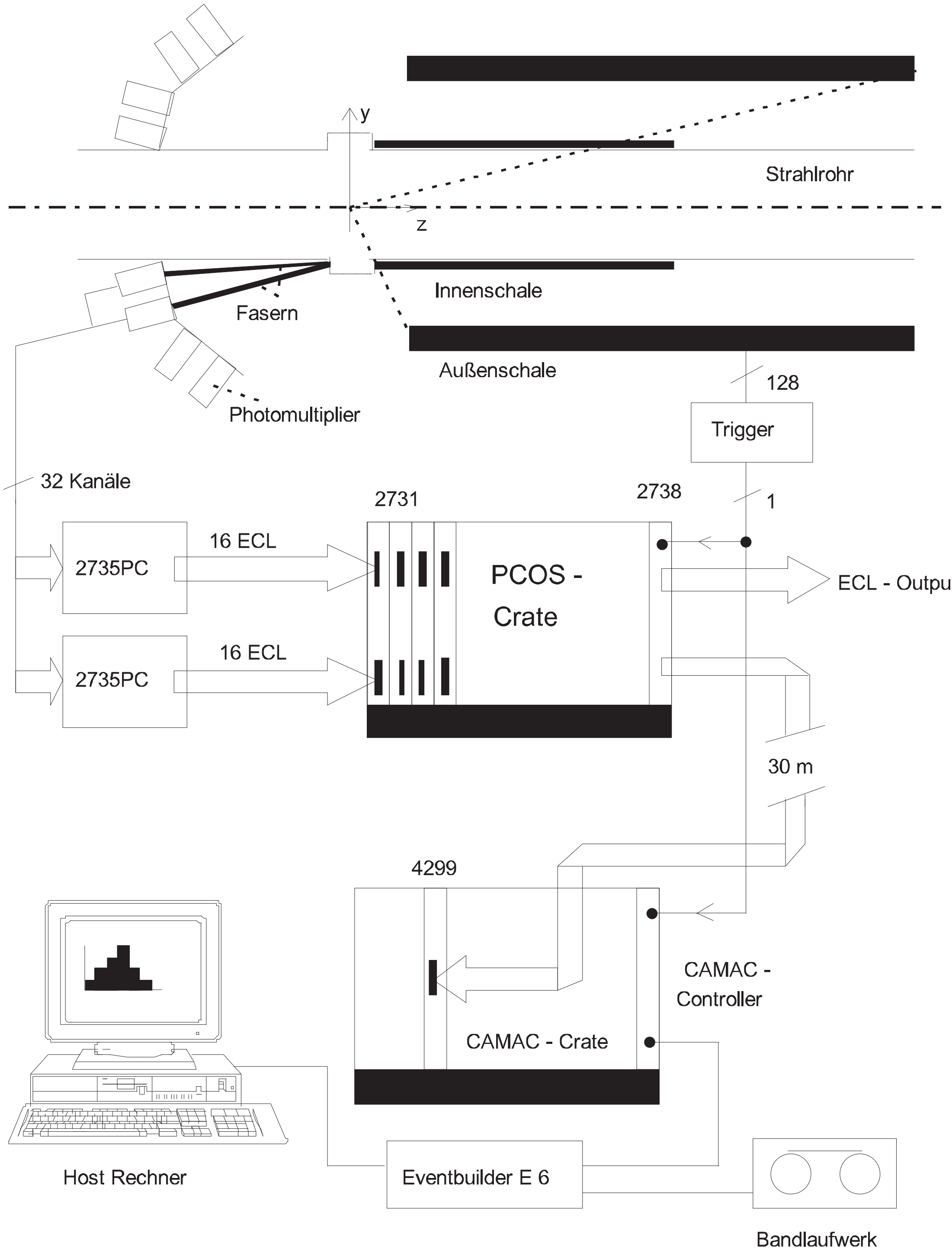

Abbildung 2.3: Skizze der PCOS-Ausleseelektronik

Die analogen Signale der Photomultiplier werden in den Chamber Cards vorverstärkt und mittels eines Diskriminators in logische ECL-Signale umgewandelt. Für jeden Kanal ist zusätzlich ein Spannungsteiler vorgeschaltet, der die Eingangssignale an das PCOS anpaßt und außerdem einen individuellen Abgleich der einzelnen Kanäle erlaubt. Die Signale von jeweils zwei 2735 PC-Karten werden dann auf ein Delay-and-Latch-Modul gegeben. Hier werden sie als 32 Bit-Wort zwischengespeichert und können vom Readout Controller ausgelesen werden. Dazu setzen die Latch-Module ein sogenanntes LAM-Signal[6], sobald bei ihnen ein Signal ankommt. Im Readout Controller werden den gesetzten Kanälen dann frei konfigurierbare Nummern zugeordnet, eine Informationsweitergabe erfolgt über zwei Ausgänge. Der ECL-Ausgang bietet die Möglichkeit einer Online-Analyse, während der Databus-Ausgang zum CAMAC-Interface Controller führt. Dieser stellt die Verbindung zur übrigen EDDA-Datenaufnahme inklusive Speicherung der Daten auf Bänder her. Insbesondere sind über dieses Interface Einstellungen von Triggerschwellen oder Verzögerungszeiten durch CAMAC-Befehle möglich. Die Triggerung der gesamten PCOS-Datenaufnahme geschieht über die Außenschale.

---

[6] **L**ook **A**t **M**e

3 Kleinwinkelstreuung durch die Innenschale

Mit dem Einbau der Innenschale in den EDDA-Detektor wird nicht nur die Vertexrekonstruktion sondern auch die Überprüfung der Nachweiseffizienz der Außenschale möglich. Das Einbringen von weiterem Material zwischen Target und Außenschale verursacht jedoch auch größere Kleinwinkelstreuungen und Energieverluste der Ejektile. In diesem Kapitel erfolgt deshalb eine Untersuchung der Veränderung von Winkelauflösung und Nachweiseffizienz der Außenschale nach der Integration der Innenschale in das Detektorsystem. Als Basis für diese Untersuchung dienen Simulationsrechnungen.

3.1 Erzeugung der Daten

Zur Bereitstellung von Daten für eine Untersuchung der Negativ-Effekte des Innenschalen-Einbaus wird die Simulation SIGI verwendet. Sie entstand im Rahmen mehrerer hausinterner Arbeiten ([GRO97], [ROS94]) aus dem Simulationspaket GISMO und erlaubt eine Simulation der physikalischen Prozesse im EDDA-Detektor sowie der resultierenden Detektorsignale.

Mit SIGI werden für die drei Strahlenergien 0.5 GeV, 1.5 GeV und 2.5 GeV jeweils 200 000 elastische Proton-Proton-Streuprozesse im EDDA-Detektor erzeugt. Hierbei wird ein punktförmiger Vertex im Ursprung sowie eine Gleichverteilung der Ereignisse im Phasenraum gewählt. Zum Vergleich geschieht dies jeweils ohne Innenschale, mit Innenschale und zusätzlich einmal unter Abstellung sämtlicher Kleinwinkelstreuungen (Straggling). Letzteres soll die prinzipiellen Grenzen der Winkelauflösung veranschaulichen, ohne Streueffekten in Strahlrohr, Innen- und Außenschale zu betrachten.

Die Innenschale wird bei der Simulation realisiert durch vier CFK-Trägerrohre[7] und darin eingelassen vier Lagen von jeweils 160 Fasern aus Polystyrol ($[CH(C_6H_5)\text{-}CH_2]_n$) mit einem Durchmesser von 2.6 mm. Die Nuten schmiegen sich hierbei an die Fasern an. Auf die Nachbildung des Claddings, der EMA-Schutzfarbe sowie des Klebstoffes zur Fixierung der Fasern wird verzichtet. Die verwendeten, geometrischen Kenngrößen der Helixlage werden den Konstruktionszeichnungen für die Trägerrohre entnommen und sind in der folgenden Tabelle unter Beibehaltung der im Anhang eingeführten Nomenklatur zusammengestellt.

Tabelle 3.1: Die geometrischen Kenngrößen der 4 Lagen der Innenschale

Lage	r_i [mm]	R_i [mm]	L_i [mm]	b_i $[\frac{\text{mm}}{\text{deg}}]$
1	80.2	82.0	517.7	3.0453
2	83.8	85.6	540.5	-3.1794
3	87.4	89.2	563.2	3.3130
4	91.0	92.8	585.9	-3.4464

Der Wicklungswinkel δ beträgt 170° bezogen auf L_i.

Entgegen der realen Konstruktion der Innenschale fangen die Fasern und Nuten schon bei $z = 0$ mm an, die Trägerrohre enden bei $z = L_i$. (Außerdem wurden die Aussparungen für die Targetstutzen und die Abnahme der Rohrwandstärke auf 0.5 mm im z-Bereich von 0 mm bis 20 mm nicht berücksichtigt.)

---

[7] Aus den Angaben des Herstellers errechnen sich die Massenanteile der vier Komponenten des kohlefaserverstärkten Kunststoffes als: C: 88.32%, O: 6.84%, H: 2.42%, N: 2.42%.

3.2 Auswertung der Daten

Zur Datenanalyse des EDDA-Experiments wird das Programm YODA[8] verwendet. Es entstand im Rahmen einer Dissertation innerhalb der Arbeitsgruppe [SCH95] und wurde seitdem kontinuierlich weiterentwickelt. Es erlaubt den Zugriff auf die Daten von Messungen bzw. Simulationen mittels sogenannter hoc-files[9]. In diesen an die Programmiersprache C angelehnten Analyseroutinen können für jedes Ereignis eine Vielzahl von Detektorinformationen abgerufen und ausgewertet werden. Insbesondere unterstützt YODA das Erstellen von Histogrammen, die ihrerseits mit YODA selbst oder zum Beispiel mit dem Programm PAW++ angezeigt und bearbeitet werden können.

3.2.1 Winkelauflösung

Um die Winkelauflösung des EDDA-Detektors vor und nach dem Einbau der Innenschale zu untersuchen, werden für jedes detektierte Proton die Differenzen der aus den Detektorsignalen rekonstruierten Winkel (θ_{rek}, ϕ_{rek}) und der simulierten Streuwinkel (θ_{sim}, ϕ_{sim}) berechnet. Das heißt:

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= \theta_{\mathrm{rek}} - \theta_{\mathrm{sim}} \\ \Delta\phi &= \phi_{\mathrm{rek}} - \phi_{\mathrm{sim}} \end{aligned}$$

Diese Winkeldifferenzen resultieren aus Kleinwinkelstreuprozessen innerhalb des EDDA-Detektors (z.B. im Strahlrohr oder Detektormaterial) sowie aus prinzipiellen Ungenauigkeiten der Rekonstruktion. Letztere hängen mit der Statistik der Energiedeposition der Teilchen in den Szintillatorelementen und deren Energieabhängigkeit zusammen; hierbei führen beide Effekte zu Fehlern in der Amplitudenteilung.

Bei einem idealen Detektor wären die Winkeldifferenzen gleich Null, während bei einem realen Detektor jeweils eine Verteilung um Null zu erwarten ist. Die Breiten dieser Verteilungen bzw. ihre Streuungen um den Mittelwert geben ein Maß für die Winkelauflösung des Detektors. Zur eingehenderen Untersuchung dieser Winkelauflösung insbesondere auch ihrer Abhängigkeit vom Polarwinkel θ_{sim}, unter dem ein Teilchen vom Target wegfliegt, werden innerhalb von YODA zweidimensionale Histogramme angelegt: es werden - jeweils für ϕ und θ getrennt - die Winkeldifferenzen gegen die zugehörigen Polarwinkel θ_{sim} eingetragen. Abbildung 3.1 zeigt beispielhaft die so resultierenden Histogramme bei einer Strahlenergie von 1.5 GeV und ohne Einbau der Innenschale. Neben der erwarteten Symmetrie um die Winkelabweichung Null erkennt man sofort die Begrenztheit des Detektors im θ-Winkelbereich. Desweiteren fallen im linken Histogramm Rekonstruktionsprobleme für den Polarwinkel beim Übergang von den Fasern zu den Halbringelementen der Ringlage (bei ungefähr 52°) auf. Sie rühren daher, daß im Bereich dieses Übergangs gleichzeitig Fasern und Halbringe getroffen, zur Rekonstruktion hier jedoch nur die Fasersignale benutzt werden. Dadurch wird der rekonstruierte Polarwinkel systematisch zu groß bzw. $\Delta\theta$ deutlich größer als Null. An der Korrektur dieses Effektes wird gearbeitet [DIE96]. Außerdem läßt sich im linken Histogramm die Körnigkeit der Außenschale insbesondere der Fasern beobachten. Dadurch daß die rekonstruierten Winkel hier quasi diskret sind bzw. Sprünge zeigen, die simulierten Polarwinkel den Winkelbereich jedoch kontinuierlich durchlaufen, entsteht die Streifen-Struktur in der $\Delta\theta$-Auftragung.

Um die erzeugten Histogramme quantitativ auszuwerten, werden sie in jeweils 18 horizontale Scheiben mit einer Dicke von 4° zerlegt (d.h. $\theta_{\mathrm{sim}} \in [8^o, 12^o[$, $[12^o, 14^o[$ usw.)

---

[8] **Y**et another **O**nline **D**ata **A**nalyzer

[9] **h**igh **o**rder **c**alculator

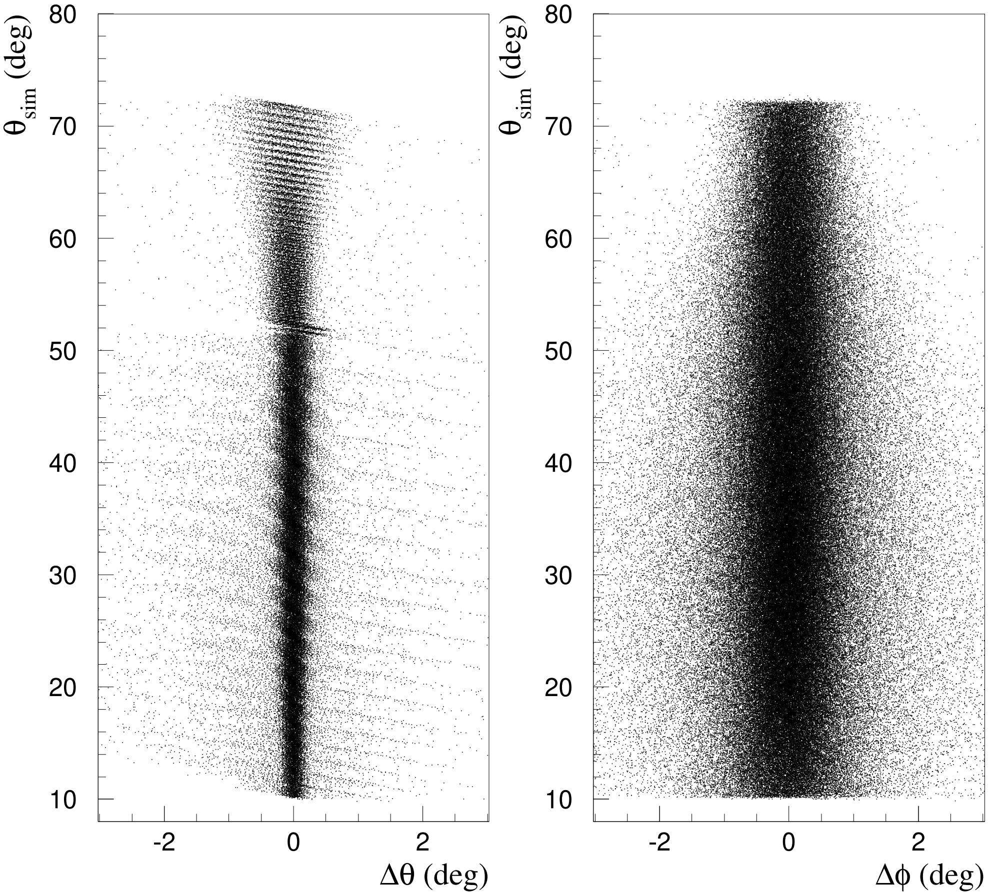

Abbildung 3.1: Beispielhistogramme für 1.5 GeV (ohne Innenschale). In die Histogramme sind die Winkelabweichungen $\Delta\theta$ bzw. $\Delta\phi$ in Abhängigkeit vom simulierten Polarwinkel θ_{sim} eingetragen.

und deren Inhalte dann in eine Ebene projiziert. So resultieren für $\Delta\theta$ sowie $\Delta\phi$ jeweils 18 eindimensionale Histogramme, in denen die Winkelabweichungen für einen bestimmten Polarwinkelbereich eingetragen sind. Eine Betrachtung dieser Histogramme zeigt, daß die Abweichungen der Winkel je nach Energie und simulierter Konstellation einer geringfügig anderen Verteilung unterliegen. Dies liegt daran, daß die Statistik der Kleinwinkelstreuungen in Strahlrohr und Detektormaterial ungefähr einer Gaußverteilung folgt, während die statistischen Prozesse der Winkelrekonstruktion eher landau-verteilt sind. Beide Phänome vermischen sich abhängig von der betrachteten Strahlenergie und der Menge des streuenden Materials im Detektor mehr oder weniger und führen so zu den unterschiedlichen Verläufen der Winkelabweichungen.

Zum Vergleich der Histogramme wird deshalb jeweils die Standardabweichung σ berechnet. Diese wohldefinierte Größe, die ein Maß für die Streuung der einzelnen Werte um den Mittelwert darstellt, ist unabhängig von der Form der Verteilungen und somit eine gute Kenngröße für die Winkelauflösung. Die zur Berechnung der Standardabweichung verwendeten Gleichungen [LEO87] seien im folgenden kurz angegeben und erläutert. Jeder einzelne Eintrag x_j in ein Histogramm mit n Bins wird hierbei als eine von insgesamt N Messungen interpretiert. Nach Befüllen des Histogramms enthält dann jedes Bin an der Stelle x_i $h(x_i)$ Einträge, aus denen der Mittelwert $\bar{x}$ berechnet wird:

$$\begin{aligned} N &= \sum_{i=1}^{n} h(x_i) \\ \bar{x} &= \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{n} h(x_i)x_i \end{aligned}$$

Die Standardabweichung σ sowie ihre Ungenauigkeit erhält man mit

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{1}{\sqrt{N-1}}\sqrt{\sum_{i=1}^{n} h(x_i)(x_i-\bar{x})^2} \\ \Delta\sigma &= \frac{\sigma}{\sqrt{2(N-1)}} \end{aligned}$$

$\Delta\sigma$ ist praktisch die Standardabweichung der Standardabweichung. Für ihre Berechnung wird die Annahme einer Gaußverteilung gemacht. Wie oben angedeutet, entspricht dies nicht genau der Realität, ist jedoch im Rahmen einer Abschätzung der Ungenauigkeit von σ vertretbar. In die Berechnung von σ geht diese Annahme nicht ein.

Nach Auftragen der σ-Werte für die verschiedenen Detektorkonstellationen und Strahlenergien erhält man die Abbildungen 3.2 bis 3.4 auf den nachfolgenden Seiten. Die berechneten Ungenauigkeiten $\Delta\sigma$ der Standardabweichungen sind hierbei stets kleiner als die Ausmaße der Symbole in den Grafiken. Sie beschreiben jedoch ausschließlich die statistischen Fehler der σ-Berechnung, die also vernachlässigbar klein sind. Eventuelle Fehler in den Ausgangshistogrammen (siehe Abbildung 3.1), die von lokalen Problemen und Effekten der Rekonstruktion herrühren, werden nicht berücksichtigt. Sie führen aber zum Beispiel zu den Sprüngen in der $\sigma_{\Delta\theta}$-Auftragung bei dem schon erwähnten Übergang von Fasern und Halbringen der Ringlage bei ca. 52°.

Zur Verdeutlichung der Auflösungsverschlechterung durch den Einbau der Innenschale ist jeweils noch die Differenz der σ-Werte ohne und mit Innenschale eingetragen. Man erkennt, daß diese Differenz erwartungsgemäß eine Abhängigkeit von der Strahlenergie sowie dem Polarwinkel θ zeigt. Aus den Grafiken lassen sich folgende Ergebnisse qualitativ ablesen:

- Die Winkelauflösung für den Polarwinkel θ ist generell besser als für den Azimutwinkel ϕ. Dies liegt daran, daß mit einer ungefähr gleichen Anzahl von Detektorelementen (32 Stäbe gegenüber 29 Ringen) zwei verschiedene Winkelbereiche überdeckt werden, und zwar 360° bei ϕ aber nur 62° bei θ.

- Bei der Strahlenergie von 0.5 GeV findet durch den Einbau der Innenschale eine Einschränkung des meßbaren Winkelbereichs statt. Die Ejektile werden bei den nicht mehr detektierten Winkeln also entweder absorbiert oder aus den Triggerbedingungen herausgestreut. Diese Beobachtung führt zu einer genaueren Untersuchung der Nachweiseffizienz im nächsten Abschnitt.

- Mit steigender Strahlenergie nimmt der Einfluß von Kleinwinkelstreuungen ab und damit auch der Negativeffekt durch den Einbau der Innenschale. Die Winkelauflösung wird immer mehr von der Statistik der Energiedepostition in den Szintillatoren dominiert.

- Die Streueffekte spielen insbesondere bei den kleinen und den großen Streuwinkeln eine Rolle, während bei mittleren Winkeln der Einfluß der Kleinwinkelstreuung minimal wird.

Die Erklärung für die letzten beiden Beobachtungen findet man in der Physik der Kleinwinkelstreuung. Näherungsweise läßt sich eine Gaußbreite δ der Winkelabweichung nach dem Durchflug eines Teilchens durch ein bestimmtes Material berechnen als:

$$\delta = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} Z \sqrt{\frac{x}{x_0}} [1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{x_0}\right)]$$

Hierbei beschreiben p, βc und Z den Impuls, die Geschwindigkeit und die Ordnungszahl des Teilchens. x ist der Strahlungsweg des Teilchens, x_0 die Strahlungslänge des durchflogenen Materials [RPP96]. Bei langen Strecken im Material bzw. kleinen Teilchenimpulsen erwartet man also eine verstärkte Kleinwinkelstreuung. Dies entspricht genau der Beobachtung: die unter großen Winkeln θ gestreuten Protonen haben eine niedrigere kinetische Energie T $(T = T_{\text{beam}}/(1 + \gamma_{\text{cms}}^2 \tan^2 \theta))$, während mit einer Streuung unter sehr kleinen Winkeln längere Flugstrecken l durch die Detektorelemente und das Strahlrohr verbunden sind $(l \propto 1/\sin \theta)$.

Eine gemeinsame, quantitative Zusammenfassung und Bewertung der Ergebnisse erfolgt nach dem Vergleich der Nachweiseffizienzen vor und nach Einbau der Innenschale.

3.2.2 Nachweiseffizienz

Zur Untersuchung der Nachweiseffizienz des EDDA-Detektors vor und nach Einbau der Innenschale werden dieselben simulierten Daten wie schon im vorigen Abschnitt verwendet. Es wird ausgewertet, wieviele der insgesamt von der Simulation erzeugten elastischen Proton-Proton-Streuereignisse detektiert und von der Datenanalyse als solche identifiziert werden. Die Nachweiseffizienz η wird folgendermaßen definiert:

$$\eta = \frac{\text{Anzahl der identifizierten elastischen pp-Stöße } n}{\text{Anzahl der simulierten elastischen pp-Stöße } N}$$

Um zusätzlich noch Informationen über eine Abhängigkeit der Nachweiseffizienz vom Streuwinkel θ zu erhalten, erfolgt die Quotientenbildung jeweils für bestimmte Winkelbereiche getrennt. Jedes Ereignis wird hierbei über den aus der Simulation bekannten Polarwinkel des ersten Protons charakterisiert. Da sich in der Datenanalyse die Angabe des Winkels im Schwerpunktsystem als praktischer erweist, wird auch hier eine Umrechnung in das Schwerpunktsystem vorgenommen. Man nimmt also die θ_{cms}-Spektren der insgesamt erzeugten und detektierten Ereignisse auf und bildet den Quotienten. Die so resultierenden Verläufe der Nachweiseffizienzen $\eta(\theta_{\text{cms}})$ sind für die drei untersuchten Strahlenergien in Abbildung 3.5 dargestellt. Auf ein Einzeichnen der Fehlerbalken wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet. Die relativen Fehler liegen zwischen 1-2%. (Eine detaillierte Erläuterung der verwendeten Fehlerbehandlung erfolgt im Anhang dieser Arbeit.) Man erkennt das Abnehmen der Nachweiseffizienz nach dem Einbau der Innenschale sowie die deutliche Verkleinerung des Winkelbereichs bei der niedrigen Energie von 0.5 GeV. Beide Effekte sind durch zusätzliche Absorptionen bzw. Sekundärreaktionen oder stärkere Streuungen in der Innenschale zu erklären. Sobald bei einem der beiden Protonen eines elastischen Stoßereignisses eine der genannten Reaktionen auftritt, wird das Ereignis nicht als elastische pp-Streuung identifiziert.

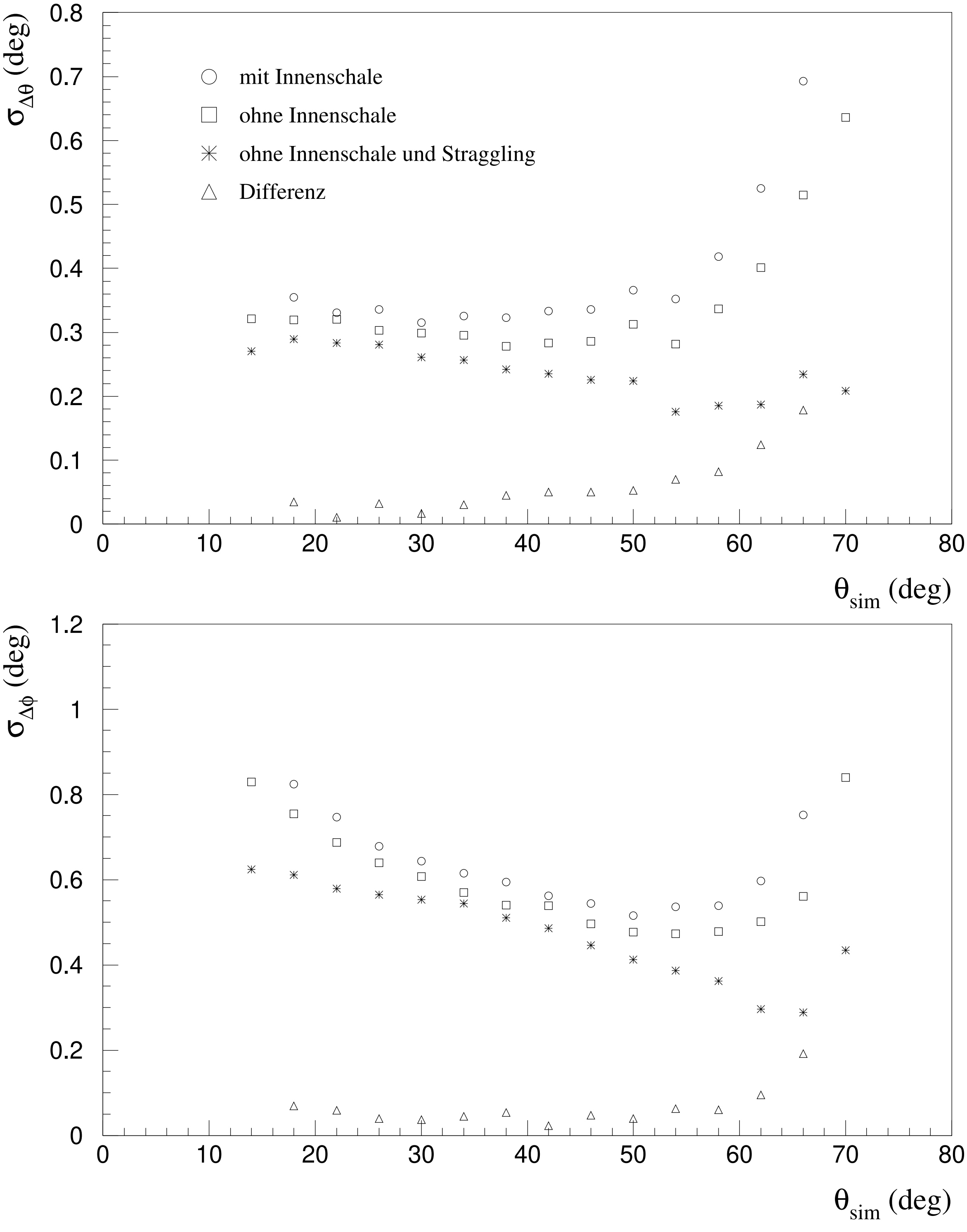

Abbildung 3.2: Winkelauflösungen bei 0.5 GeV. Aufgetragen sind die berechneten σ-Breiten der Winkelabweichungen $\Delta\theta$ und $\Delta\phi$.

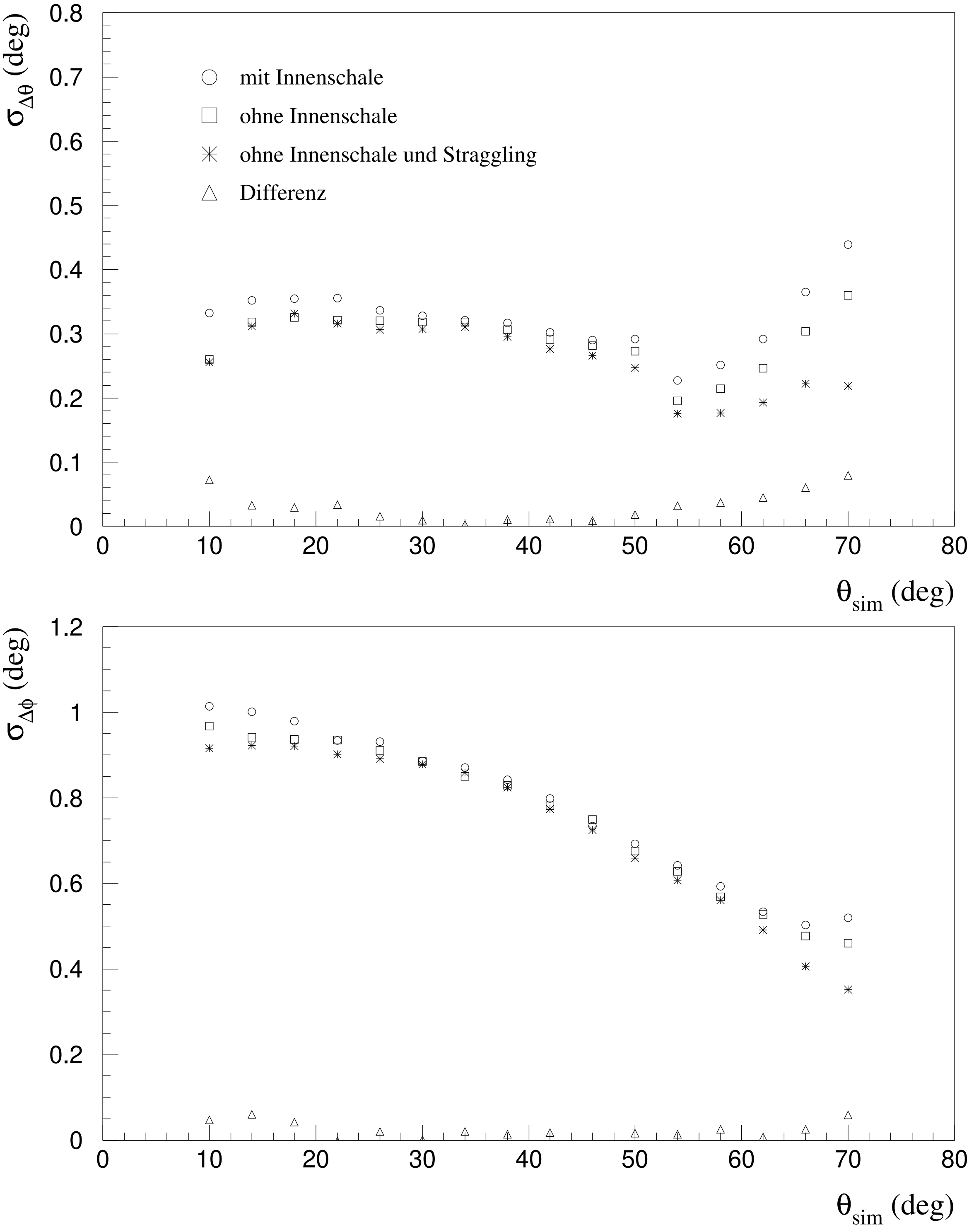

Abbildung 3.3: Winkelauflösungen bei 1.5 GeV

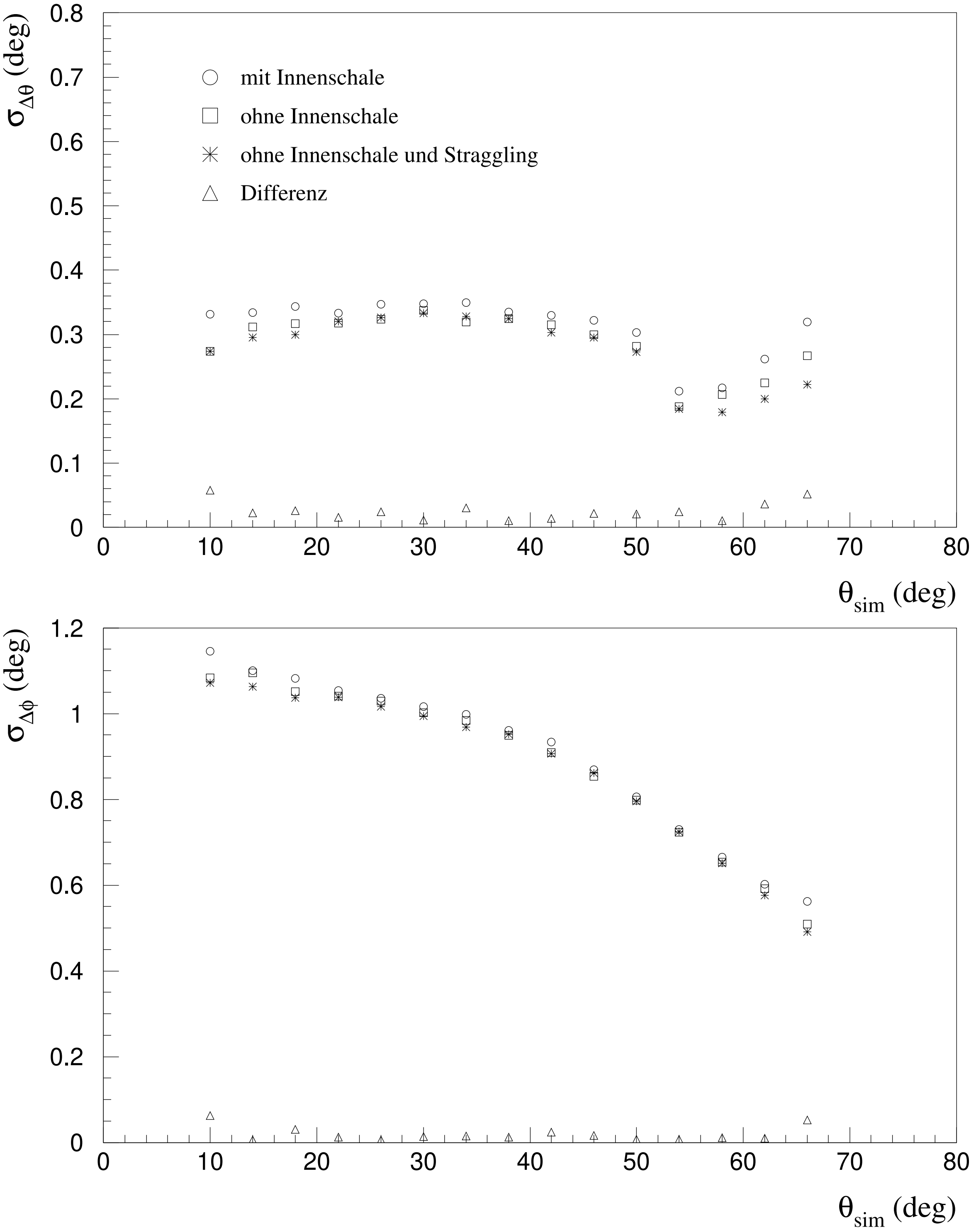

Abbildung 3.4: Winkelauflösungen bei 2.5 GeV

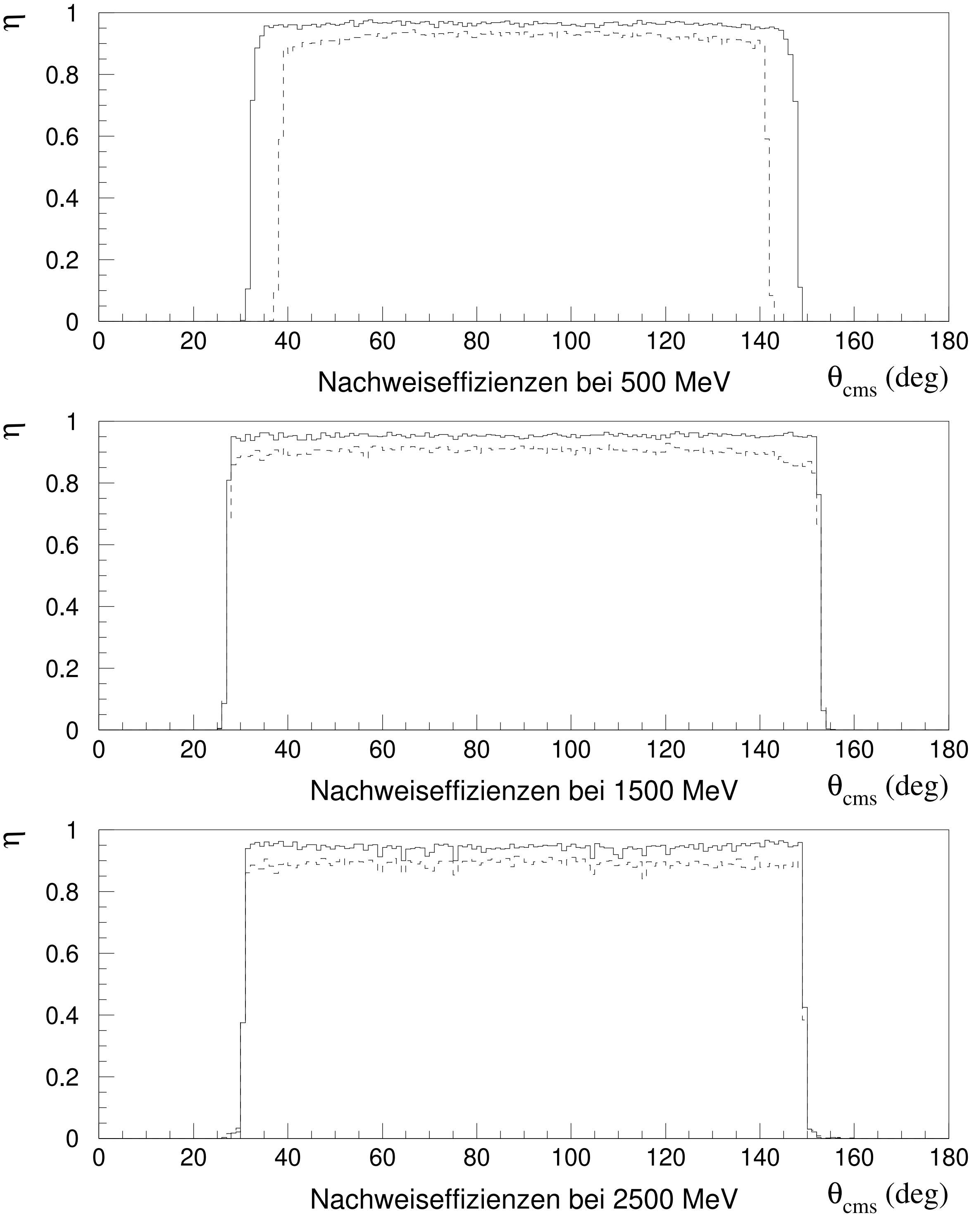

Abbildung 3.5: Nachweiseffizienzen bei den drei untersuchten Strahlenergien. Die durchgezogenen Linien beschreiben den Verlauf der Nachweiseffizienzen ohne Innenschale, die gestrichelten jeweils mit Innenschale.

3.2.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Der Einbau der Innenschale in das EDDA-Detektorsystem hat Auswirkungen auf die Winkelauflösung und die Nachweiseffizienz. Diese Auswirkungen wurden in den vorangegangenen Abschnitten untersucht und sind in den nachfolgenden Tabellen zusammengefaßt. Es sei betont, daß es sich hierbei weniger um eine exakte und systematische Bestimmung der Auflösung und der Nachweiseffizizenz handelt, sondern vielmehr um eine einheitliche Extraktion von wohldefinierten Vergleichsgrößen. Diese erlauben Aussagen über die Effekte des Innenschaleneinbaus.

Die erste Tabelle stellt die Unterschiede in der Winkelauflösung dar. Hierbei beschreibt $\overline{\Delta\sigma}$ die mittlere Zunahme und $\Delta\sigma^{\max}$ die maximale Zunahme der Winkelauflösung für jede untersuchte Strahlenergie. Neben den absoluten Werten sind in den Klammer zum besseren Vergleich zusätzlich die relativen Zunahmen vermerkt. Alle Angaben geschehen für den Polarwinkel θ und den Azimutwinkel ϕ getrennt.

Strahlenergie [GeV]	$\overline{\Delta\sigma_{\Delta\theta}}$ [deg]	$\Delta\sigma^{\max}_{\Delta\theta}$ [deg]	$\overline{\Delta\sigma_{\Delta\phi}}$ [deg]	$\Delta\sigma^{\max}_{\Delta\phi}$ [deg]
0.5	0.060 [17.2%]	0.178 [34.6%]	0.063 [11.4%]	0.191 [34.2%]
1.5	0.031 [11.1%]	0.079 [27.8%]	0.022 [3.2%]	0.059 [12.9%]
2.5	0.025 [9.2%]	0.058 [21.1%]	0.019 [2.3%]	0.062 [10.3%]

In der zweiten Tabelle sind jeweils für den EDDA-Detektor ohne und mit Innenschale die mittleren Nachweiseffizienzen $\bar{\eta}$ sowie die Winkelintervalle im Schwerpunktsystem mit einer Nachweiseffizienz größer als 1% angegeben. Bei letzteren wird aufgrund der verwendeten Binbreite von 1° in den Winkelspektren ein Fehler von 0.5° ($= \frac{1}{2}$ Binbreite) bei der Angabe der Grenzen angenommen. Daraus resultiert nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung eine Ungenauigkeit von 0.7° für den aus den Grenzen berechneten Winkelbereich, in dem gemessen werden kann. Bezüglich der Fehlerbehandlung bei den Nachweiseffizienzen wird wiederum auf den Anhang verwiesen.

Strahlenergie [GeV]	Konstellation	$\bar{\eta}$ [%]	Intervall [deg]	Winkelbereich [deg]
0.5	ohne Innenschale	96.2	[31.5, 148.5]	117
	mit Innenschale	92.4	[37.5, 142.5]	105
1.5	ohne Innenschale	95.4	[26.5, 153.5]	127
	mit Innenschale	90.4	[26.5, 153.5]	127
2.5	ohne Innenschale	94.3	[28.5, 151.5]	123
	mit Innenschale	89.0	[27.5, 151.5]	124

Mit dem Einbau der Innenschale muß man also Einbußen in der Auflösung und der Nachweiseffizienz in Kauf nehmen. Die Winkelauflösung verschlechtert sich durchschnittlich um 12.5% für θ bzw. 5.6% für ϕ. Der maximale Negativ-Effekt tritt bei der Energie von 0.5 GeV und großen Streuwinkeln ein und bewirkt eine Zunahme der ermittelten σ-Breiten von ungefähr 35% für beide Winkel. Weiterhin verzeichnet man eine absolute Abnahme der mittleren Nachweiseffizienzen um $(3.8 \pm 0.1)\%$, $(4.9 \pm 0.1)\%$ bzw. $(5.3 \pm 0.1)\%$ für die Strahlenergien 0.5 GeV, 1.5 GeV und 2.5 GeV und eine deutliche Einschnürung des zu vermessenden Winkelbereichs bei 0.5 GeV. Diese Abnahmen liegen jeweils in der Größenordnung des unvermeidbaren Effizienzverlustes beim Betrieb des Detektors ohne Innenschale.

Die beschriebenen Effekte sind im weiteren Meßbetrieb des EDDA-Detektors zwar hinderlich, andererseits jedoch nicht so groß, daß man von einem Einbau der Innenschale und damit der Möglichkeit zur Vertexrekonstruktion bei polarisierten Messungen absehen müßte. Außerdem können auch mithilfe der Innenschale Winkelrekonstruktionen vorgenommen und damit Auflösungsverluste der Außenschale kompensiert werden. (Diese Rekonstruktion der Ejektilwinkel, die eine wichtige Vorstufe zur Vertexrekonstruktion darstellt, wird ausführlich im nächsten Kapitel behandelt.) Trotzdem wurde in der letzten Strahlzeit vor Inbetriebnahme der Innenschale verstärkt bei niedrigen Energien gemessen, um die beschriebenen Einschränkung des Winkelbereichs zu umgehen.

4 Winkelrekonstruktion mit der Innenschale

Die Hauptaufgabe der Innenschale ist die in der zweiten Phase des EDDA-Experiments notwendige Vertexrekonstruktion. Sie geschieht in Zusammenarbeit mit der Außenschale. Ein wichtiger Schritt auf die Lösung dieser Aufgabe hin ist die Rekonstruktion der Durchstoßungspunkte der beiden Protonen in der Innenschale. In diesem Kapitel werden die mathematische Formulierung der dazu nötigen Rekonstruktionsgleichungen sowie ihre Umsetzung in ein sogenanntes hoc-File zur Verwendung im Rahmen der Datenauswertung YODA erläutert. Im Anschluß daran wird der so entwickelte Rekonstruktionsalgorithmus mit Simulationsdaten untersucht.

4.1 Theorie der Winkelrekonstruktion

In Anlehnung an [LAH92] werden im folgenden Rekonstruktionsgleichungen hergeleitet. Mit ihnen kann aus den Nummern der getroffenen Fasern die hypothetischen Streuwinkel aus einem Vertex im Ursprung berechnet werden. Von diesen Winkeln, die sich bei der geometrischen Formulierung als praktischer erweisen, kann man jederzeit auf die gesuchten Durchstoßungspunkte umrechnen.

Zuerst werden die Verläufe der Faserseelen mathematisch beschrieben. Hierbei wird die im Anhang eingeführte Nomenklatur benutzt. Die Fasern erhalten je nach Wicklungssinn Nummern r bzw. l, die von 0 bis $(N-1) = 319$ laufen. Die geraden Zahlen beziehen sich jeweils auf die unteren Lagen 1 und 2, die ungeraden auf die oberen Lagen 3 und 4. Diese Numerierung ist sinnvoll, da die optimierte Helixgeometrie gerade so konstruiert ist, daß die Fasern eines Wicklungssinns vom Ursprung aus gesehen genau „auf Lücke liegen“. Für eine rechtsgewickelte Faser, die bei $z = 0$ mm und $\phi_o = 0°$ startet, gilt:

$$z = b \cdot \phi \text{ mit } b > 0$$

Analog gilt für eine linksgewickelte Faser mit dem gleichen Startpunkt:

$$z = b \cdot \phi \text{ mit } b < 0$$

b beschreibt also die Steigung der Schraubenlinie einer Faserseele. Zum Erreichen der optimierten Helixgeometrie variiert dieser Parameter für jede Lage (b_i mit $i = 1, 2, 3, 4$). Der Startwinkel ϕ_o für eine beliebige Faser kann nach folgender Gleichung errechnet werden (siehe (A.3) und (A.4)):

$$\phi_o = n_i \cdot \frac{360°}{N} = n_i \cdot \Delta\phi \quad \text{mit} \quad \Delta\phi = \frac{360°}{N} \quad \text{und} \quad n_i = \begin{cases} r & \text{für} \quad i = 1,3 \\ l & \text{für} \quad i = 2,4 \end{cases}$$

Kombiniert man diese Gleichungen, erhält man die allgemeine Beschreibung einer Faserseele:

$$z_i = b_i(\phi - n_i \Delta\phi) \quad \text{mit} \quad n_i = \begin{cases} r & \text{für} \quad i = 1,3 \\ l & \text{für} \quad i = 2,4 \end{cases}$$

Dies ist in Abbildung 4.1 illustriert. Ersetzt man nun b_i unter Beachtung der jeweiligen Vorzeichen durch q und R_i (siehe Gleichung (A.2) bei der Beschreibung der Helixgeometrie) und nutzt zusätzlich den Zusammenhang $\cot\theta = \frac{z_i}{R_i}$, lassen sich diese Gleichungen umformen zu:

$$\cot\theta = +\frac{1}{q}(\phi - r\Delta\phi) \quad \text{für die rechtgewickelten Lagen} \tag{4.1}$$

$$\cot\theta = -\frac{1}{q}(\phi - l\Delta\phi) \quad \text{für die linksgewickelten Lagen} \tag{4.2}$$

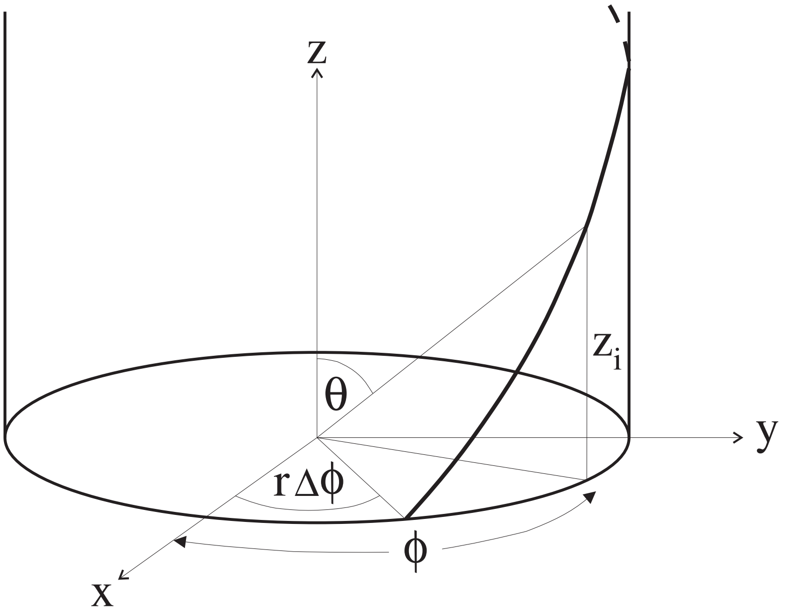

Abbildung 4.1: Verdeutlichung der mathematischen Beschreibung des Verlaufs einer rechtsgewickelten Faser mit der Nummer r

Nach Addition bzw. Subtraktion dieser beiden Gleichungen resultieren die vorläufigen Rekonstruktionsformeln:

$$\begin{aligned} \theta &= \operatorname{acot}\left(\frac{\Delta\phi}{2q}(l-r)\right) \\ \phi &= \frac{\Delta\phi}{2}(l+r) \end{aligned}$$

Es müssen nun noch die Randbedingungen der Innenschalengeometrie berücksichtigt werden. Dies führt zu einer Fallunterscheidung für die Rekonstruktionsgleichungen. In Abbildung 4.2 sind die Verläufe der Faserseelen, wie sie in (4.1) und (4.2) beschrieben werden, in einem geeigneten Koordinatensystem dargestellt. Hierbei wird ϕ auf $[0°, 360°[$ beschränkt. Die Fasern werden in dieser Projektion zu gegeneinander verschobene Geraden mit einer Steigung von $1/q$ bzw. $-1/q$. Die Faserverläufe sowie die Schnittpunkte von rechts- und linksgewickelten Fasern liegen jedoch teilweise in Bereichen, die nicht von der Innenschale überdeckt werden. Dies resultiert allein aus der mathematischen Formulierung der Faserverläufe, die keine Faseranfänge oder -enden vorsieht und keine Einschränkung auf den ϕ-Bereich macht. Mittels Fallunterscheidungen und Transformationen der obigen Rekonstruktionsgleichungen können gerade diese Bereiche in sinnvolle Regionen (d.h. $z \geq 0$) verschoben werden.

Nach genauer Betrachtung der Abbildung erkennt man folgenden Zusammenhang zwischen der Lage der Schnittpunkte und den Nummern der getroffenen Fasern:

$$\begin{aligned} l \geq r &\iff \cot\theta \geq 0 \quad (\Rightarrow z \geq 0) \\ l < r &\iff \cot\theta < 0 \quad (\Rightarrow z < 0) \end{aligned}$$

Die Schnittpunkte, die der ersten Bedingung $l \geq r$ bzw. $l - r \geq 0$ genügen, liegen schon im sinnvollen Bereich der z-Werte. Die restlichen Schnittpunkte unterhalb der Abszisse

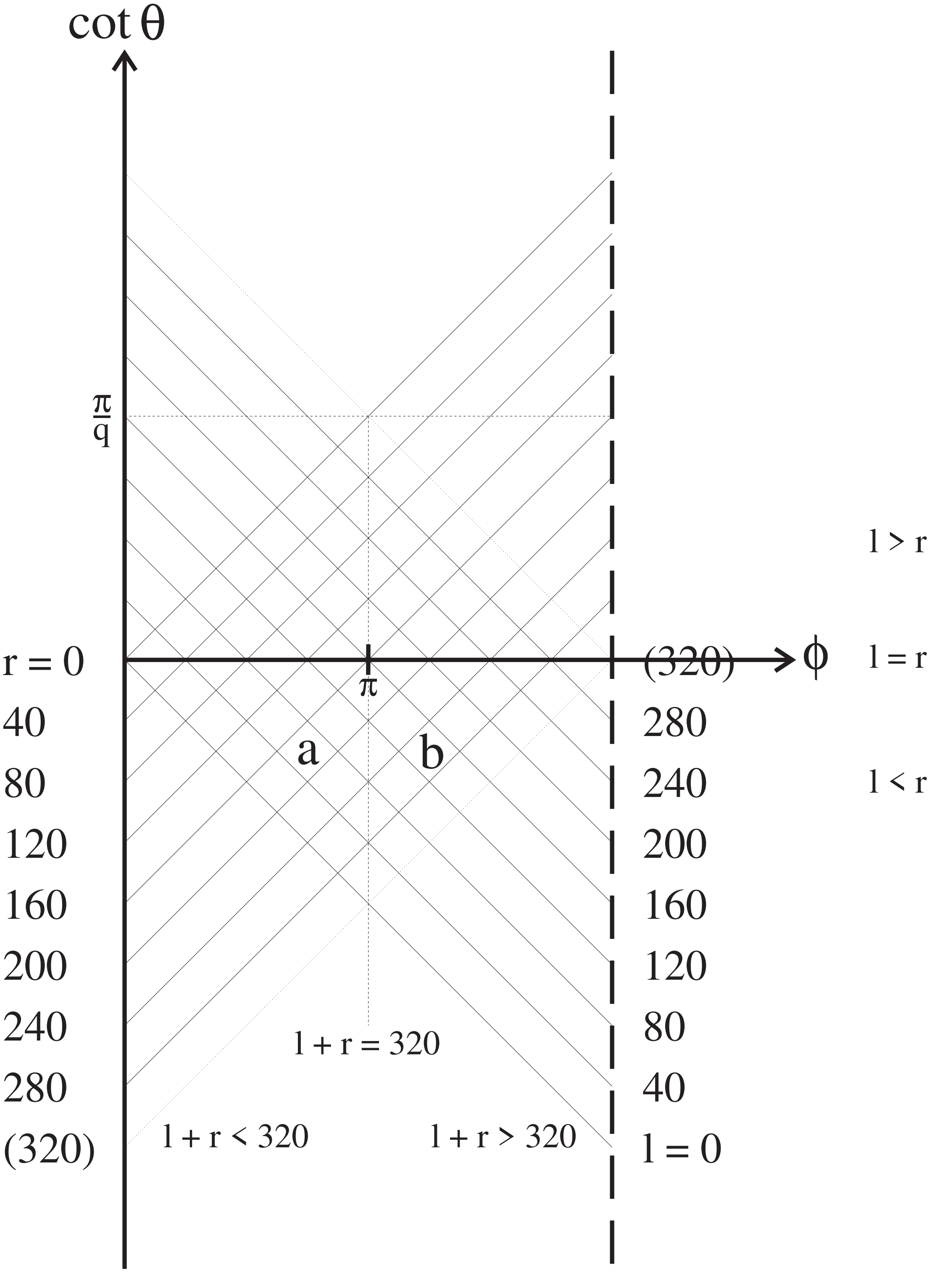

Abbildung 4.2: Projektion der Faserseelenverläufe auf die ϕ-cot θ-Ebene.

müssen jedoch entsprechend des wirklichen Faserverlaufs verschoben werden. Hierbei stellt sich heraus, daß der Bereich dieser Schnittpunkte in die zwei Dreiecke a und b (siehe Abb. 4.2) aufgeteilt werden kann. Zu jedem der Dreiecke ist eine Region oberhalb der Abszisse äquivalent. Mathematisch formuliert lautet die Aufteilung und die notwendige Verschiebung der Dreiecke:

$$\begin{aligned}
\text{Dreieck a:} \quad l + r < N \quad \Rightarrow \quad & \phi \longrightarrow \phi + \pi \\
& \cot\theta \longrightarrow \cot\theta + \frac{1}{q}\pi \\
\text{Dreieck b:} \quad l + r \geq N \quad \Rightarrow \quad & \phi \longrightarrow \phi - \pi \\
& \cot\theta \longrightarrow \cot\theta + \frac{1}{q}\pi
\end{aligned}$$

Setzt man diese Fallunterscheidungen und Transformationen in die Rekonstruktionsgleichung ein, resultiert daraus schließlich:

$$\begin{array}{lll}
l \geq r & & \theta = \operatorname{acot}\left(\frac{\triangle\phi}{2q}(l - r)\right) \\
& & \phi = \frac{\triangle\phi}{2}(l + r) \\
l < r & & \theta = \operatorname{acot}\left(\frac{\triangle\phi}{2q}(l - r + N)\right) \\
& l + r < N & \phi = \frac{\triangle\phi}{2}(l + r + N) \\
& l + r \geq N & \phi = \frac{\triangle\phi}{2}(l + r - N)
\end{array}$$

Somit erhält man aus jeder r/l-Kombination von getroffenen Fasern in eindeutiger Weise die Winkel θ und ϕ des Teilchens. Die Fallunterscheidungen lassen jedoch noch Faserkombinationen zu, die in der Realität nicht vorkommen können, da die betreffenden Fasern sich überhaupt nicht schneiden (z.B. $r = 0$ und $l = 319$). Bei diesen Kombinationen resultieren aber Polarwinkel θ, die außerhalb der Innenschale liegen. Dies ermöglicht ein leichtes Aussortieren dieser Fehlereignisse mit:

$$\theta_{\text{min}} \leq \theta \leq \theta_{\text{max}}$$

Hierbei sind θ_{min} und θ_{max}, die durch die Geometrie der Innenschale vorgegebenen Detektionsgrenzen für den Polarwinkel θ.

4.2 Realisierung der Winkelrekonstruktion

Die im vorigen Abschnitt hergeleiteten Rekonstruktionsgleichungen wurden im Rahmen dieser Arbeit in die Datenanalyse mit YODA eingebunden. Hierzu wurde ein hoc-file entwickelt, daß aus den Innenschalendaten die Streuwinkel beider Ejektile eines elastischen Stoßereignisses extrahiert. Im EDDA-Experiment wird für jedes getriggerte Ereignis vom sogenannten Eventbuilder ein Container-Event erzeugt und auf Band geschrieben. In das Container-Event werden dann sämtliche Detektorsignale als sogenannte Subevents eingefüllt. Bei der Datenanalyse (online oder offline) kann mit dem Programm YODA auf diese Subevents zugegriffen und deren Informationen weiterverarbeitet werden. Auch die

PCOS-Signale, die Aufschluß über die jeweils getroffenen Fasern geben, werden in solchen Subevents gespeichert. Sie können dann zur Rekonstruktion der Winkel benutzt werden. Das Funktionsprinzip der zu diesem Zwecke programmierten Auswerteroutine ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Es wird im folgenden schrittweise erläutert, ohne auf programmiertechnische Details einzugehen.

1. **Umwandlung der PCOS-Signale in logische Fasernummern r und l**: Das PCOS erzeugt für jede getroffene Faser ein 16 Bit-Wort. In diesem wird die Nummer und der Kanal des Latch-Moduls, an dem das Signal der getroffenen Faser anliegt, gespeichert. Da die Verteilung der 640 Fasern auf die 20 Latch-Module mit je 32 Kanälen bekannt ist (Latches 0 bis 9: rechtsgewickelte Fasern, Latches 10 - 19: linksgewickelte Fasern), ist eine Zuordnung der logischen Fasernummer leicht möglich. Man erhält dann für jedes Ereignis schließlich die Nummern r und l sämtlicher getroffener Fasern. Sie werden in den nächsten 3 Schritten für jede Wicklungsrichtung jeweils separat behandelt.

2. **Clustersuche**: Beim Durchtritt eines Protons durch die Innenschale werden häufig mehrere, benachbarte Fasern gleichen Wicklungssinns getroffen. Diese faßt man als einen sogenannten Cluster auf; die Rekonstruktion erfolgt später mittels des Clusterschwerpunkts. Um eine einheitliche Nomenklatur zu gewährleisten, werden im folgenden auch einzelne Fasertreffer ohne „Nachbarn“als Cluster bezeichnet. Sie beinhalten nur eine Fasernummer und der Clusterschwerpunkt ist gerade diese Nummer. Bei einem idealen pp-Stoßereignis im EDDA-Detektor würde man je zwei Treffer-Cluster für jede Wicklungsrichtung erhalten. Durch Sekundärprozesse innerhalb des Detektors können aber auch mehr Cluster entstehen. Sie werden völlig gleichberechtigt detektiert und müssen in späteren Programmteilen identifiziert und verworfen werden. Die Aufgabe dieses Teils des Programmes ist jedoch nur die Aufteilung der ungeordnet vorliegenden Fasernummern einer Wicklungsrichtung in solche Cluster. Dazu werden die Nummern sortiert und dann der Reihe nach durchgegangen. Solange die Differenz zweier aufeinanderfolgender Nummern hierbei einen definierten Wert nicht überschreitet, werden sie dem gleichen Cluster zugeordnet. Ansonsten wird ein neues Cluster angefangen. Die zulässige maximale Lücke innerhalb eines Clusters wird auf 1 gesetzt, kann jedoch optional noch verändert werden. Man verhindert damit, daß durch ein mögliches Nichtansprechen einer einzelnen, getroffenen Faser ein existierendes Cluster in der Auswertung auseinandergerissen wird. Andererseits wird durch die Wahl des niedrigen Wertes 1 die Wahrscheinlichkeit kleingehalten, daß eng zusammenliegende Treffer von verschiedenen Teilchen als ein Cluster aufgefaßt werden.

3. **Cluster-Umordnung bei Nulldurchgang**: Ein Cluster, das den Numerierungssprung von Faser 319 zu Faser 0 überstreicht, wird von der oben beschriebenen, einfachen Clustersuch-Routine als zwei getrennte Cluster interpretiert. Tritt ein solcher Fall ein, werden die beiden Fasercluster in diesem Programmteil wieder zusammengefügt.

4. **Schwerpunktsbildung**: Durch Mittelung über die Fasernummern eines Clusters werden die Clusterschwerpunkte bestimmt. Sie werden dann später in die Rekonstruktionsgleichungen eingesetzt. Zum Beispiel wird ein Cluster mit den getroffenen Fasern 220 und 221 im weiteren Verlauf des Programms durch die nicht wirklich existierende Faser 220.5 repräsentiert. Bei den schon erwähnten Clustern mit Nulldurchgang muß diese Mittelwertbildung korrigiert werden. Bei Ansprechen der Fasern 318,

319 und 0 soll beispielsweise 319 als Schwerpunkt resultieren und nicht etwa 212.33 ($= \frac{318+319+0}{3}$).

5. **Winkelrekonstruktion für alle Kombinationen**: Bis zu diesem Punkt innerhalb des Programms wurden die Clusterschwerpunkte für die rechts- bzw. linksgewickelten, getroffenen Fasern bestimmt. In den letzten beiden Schritten muß nun herausgefunden werden, welche dieser Clusterschwerpunkte den Protonen eines elastischen Streuereignisses im Target zuzuordnen sind. Eine Schwierigkeit besteht hierbei darin, daß man nicht weiß, welche rechten und linken Schwerpunkte jeweils zusammengehören, d.h. aus dem Durchflug eines bestimmten Teilchens resultieren. Das Programm errechnet nun für alle Kombinationen von Rechts- und Links-Clustern mit den Rekonstruktionsgleichungen inklusive Fallunterscheidungen die Winkel θ und ϕ. Die Fälle, bei denen der berechnete Durchstoßungspunkt nicht innerhalb des Detektors liegt, d.h. nicht ($\theta_{\text{min}} \leq \theta \leq \theta_{\text{max}}$) gilt, werden sofort verworfen. Bei N_r Rechts- und N_l Links-Clustern erhält man somit maximal $N_r \cdot N_l$ Winkelpaare, von denen jedoch nur zwei zum gesuchten elastischen Streuereignis gehören. Der Großteil der rekonstruierten Winkelpaare resultiert wie gesagt nicht aus realen Durchstoßungspunkten von Teilchen, sondern aus der Unkenntnis, welche Rechts-Cluster zu welchen Links-Clustern gehören.

6. **Selektion der korrekten Kombinationen**: Um die zwei korrekten Winkelpaare des elastischen Proton-Proton-Stosses auszuwählen, wird für sämtliche sinnvollen Kombinationen dieser Winkelpaare das kinematische Defizit α berechnet. Hierbei handelt es sich um eine Diagnose-Größe, die angibt, inwieweit die Impulse von zwei Ejektilen eines binären Ereignisses der Kinematik der elastischen pp-Streuung entsprechen. Sie ist folgendermaßen definiert: Bei einem idealen elastischen Proton-Proton-Stoß fliegen die beiden Ejektile im Schwerpunktsystem unter 180° auseinander. Das kinematische Defizit α ist der räumliche Winkel, mit dem ein real vorliegendes Ereignis von der idealen Kinematik abweicht. Dies ist in Abbildung 4.3 verdeutlicht. Zur Berechnung des kinematischen Defizits werden nur solche Kombinationen von Winkelpaaren benutzt, bei deren Rekonstruktion kein Clusterschwerpunkt zweimal verwendet wurde. Das Ereignis mit dem kleinsten kinematischen Defizit wird schließlich als das echte, elastische Ereignis innerhalb des Detektors angenommen. Auf die rekonstruierten Winkel (ϕ_1,θ_1) sowie (ϕ_2,θ_2) kann dann im weiteren Verlauf des hoc-files zugegriffen werden.

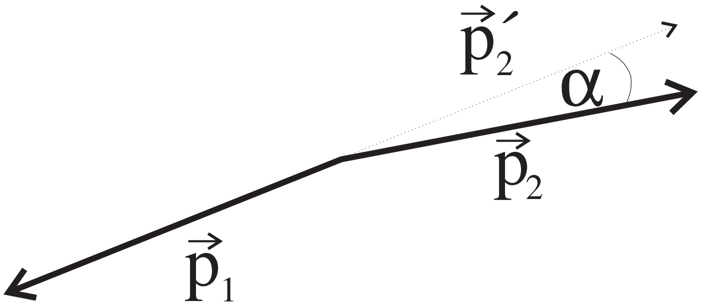

Abbildung 4.3: Definition des kinematischen Defizits α im Schwerpunktsystem

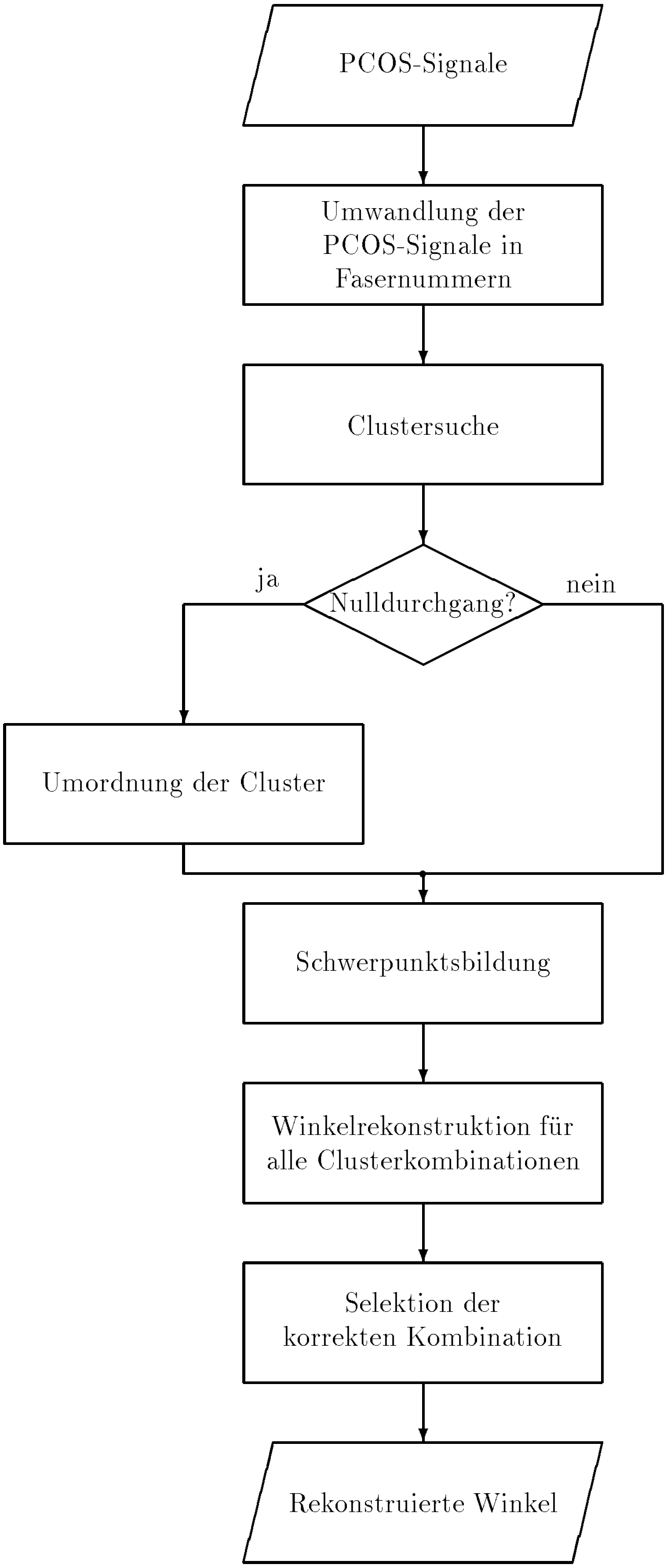

Abbildung 4.4: Schematisches Flußdiagramm der Winkelrekonstruktion

4.3 Ergebnisse

Zur Überprüfung der Funktionstüchtigkeit der entwickelten Auswertungsroutine für das Datenanalyseprogramm YODA werden vorwiegend Simulationsdaten verwendet. Die Ergebnisse der durchgeführten Analysen werden im folgenden dargestellt.

4.3.1 Untersuchung der Rekonstruktionsmechanismen

Um sich von der Funktionstüchtigkeit der Rekonstruktion zu überzeugen, wird zuerst eine sehr idealisierte Simulation benutzt. Es werden 200 000 elastische Proton-Proton-Stoßereignisse mit einem Vertex im Ursprung bei einer Strahlenergie von 1.5 GeV simuliert. Weiterhin werden Kleinwinkelstreuungen und die Erzeugung von Sekundärteilchen vernachlässigt. Diese Idealfall-Betrachtung ermöglicht ein leichteres Verstehen von eventuellen Rekonstruktionsproblemen ohne eine störende Beeinflussung durch Nebeneffekte. Zur Überprüfung der Winkelrekonstruktion wird ein zum Abschnitt 3 analoges Vorgehen gewählt: Vom Datenanalyseprogramm YODA werden zweidimensionale Histogramme angelegt; die Winkelabweichungen $\Delta\theta$ und $\Delta\phi$ von rekonstruierten und simulierten Winkeln werden gegenüber den simulierten Polarwinkeln θ_{sim} aufgetragen. Dies geschieht für jedes Proton eines elastischen Streu-Ereignisses. Man erhält die Histogramme in Abbildung 4.5.

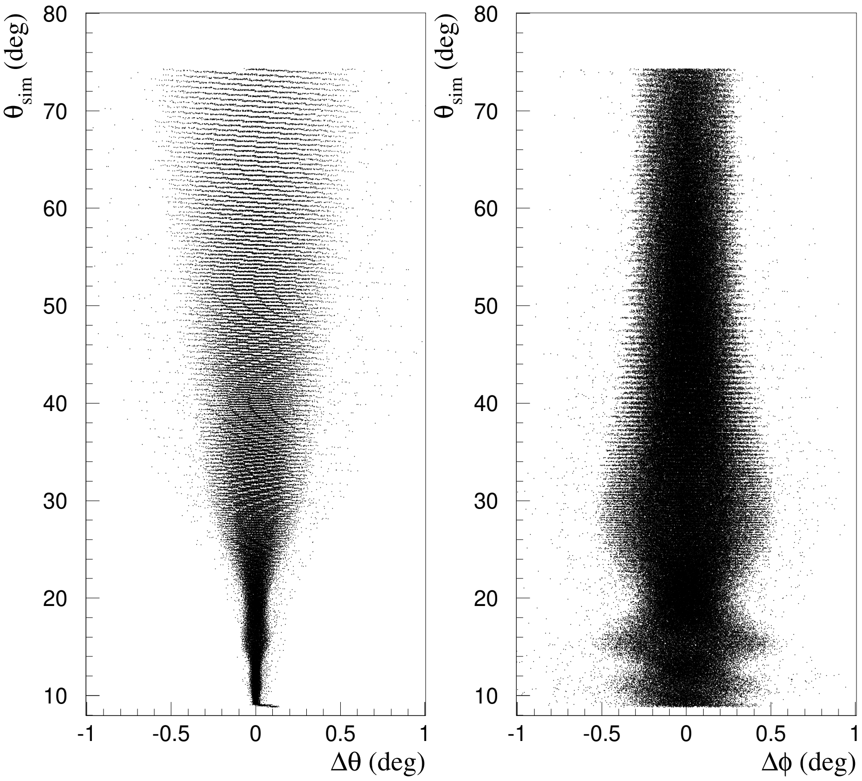

Abbildung 4.5: Histogramme der Winkelabweichungen $\Delta\theta$ und $\Delta\phi$ über θ_{sim}. Simuliert wurde bei einer Strahlenergie von 1.5 GeV und unter Vernachlässigung der Kleinwinkelstreuung und der Sekundärteilchen.

Beide Histogramme weisen interessante Merkmale auf:

- Im linken Histogramm ($\Delta\theta$ gegen θ_{sim}) zeigt sich die Körnigkeit der Rekonstruktion in der gut erkennbaren Streifenstruktur. Es können nur diskrete Polarwinkel θ_{rek} rekonstruiert werden, die simulierten Winkel θ_{sim} verteilen sich jedoch kontinuierlich. Dadurch verändern sich die Differenzen $\Delta\theta$ bei konstantem θ_{rek} ebenfalls kontinuierlich, und es entstehen die abfallenden Streifen. Bei sämtlichen θ-Rekonstruktionen ist zu beachten, daß die Granularität der Innenschale nur in z bzw. in $\cot\theta$ gleichmäßig ist. Für kleine Polarwinkel θ_{sim} wird die Streifenstruktur deshalb immer undeutlicher, da sie vom Binning des Histogramms nicht mehr aufgelöst wird. Durch das Aufeinandertreffen von äquidistantem Binning in θ_{sim} und der Regelmäßigkeit der Granularität in $\cot\theta$ entstehen auch die eigentümlichen runden Strukturen im oberen Teil des Histogramms. Sie sind nur ein Effekt der Darstellung.

- Im linken Histogramm zeigt sich bei sehr kleine Polarwinkeln θ_{sim} eine systematische Abweichung der rekonstruierten von den simulierten Winkeln. Die Innenschale ist so konstruiert, daß die Faserseelen bei einem bestimmten Polarwinkel θ_{min} enden. Dies definiert die verschiedenen Längen L_i der vier Lagen über die Gleichung:

  $$\tan\theta_{\mathrm{min}} = \frac{R_i}{L_i}$$

  In Abbildung 4.6 ist das Ende der Innenschale an der targetabgewandten Seite in einem Schnitt durch die xz-Ebene skizziert. Es wird deutlich, daß Teilchen mit einem Polarwinkel kleiner als θ_{min} aufgrund der Ausdehnung der Fasern noch Treffer in den unteren beiden Lagen erzeugen können. In diesen Fällen fehlen jedoch eigentlich erwartete Treffer in den oberen Lagen, da die Fasern dieser Lagen schon geendet haben. Dadurch werden sie bei der Rekonstruktion nicht berücksichtigt und es werden systematisch zu große Polarwinkel rekonstruiert. Es resultiert ein erkennbares Ansteigen von $\Delta\theta$ ($= \theta_{\mathrm{rek}} - \theta_{\mathrm{sim}}$). Dieser Randeffekt findet nur in einem sehr kleinen Winkelbereich ($\approx 0.4^\circ$) unterhalb des in der Konstruktion der Innenschale vorgesehenen Minimal-Polarwinkels von 9° statt.

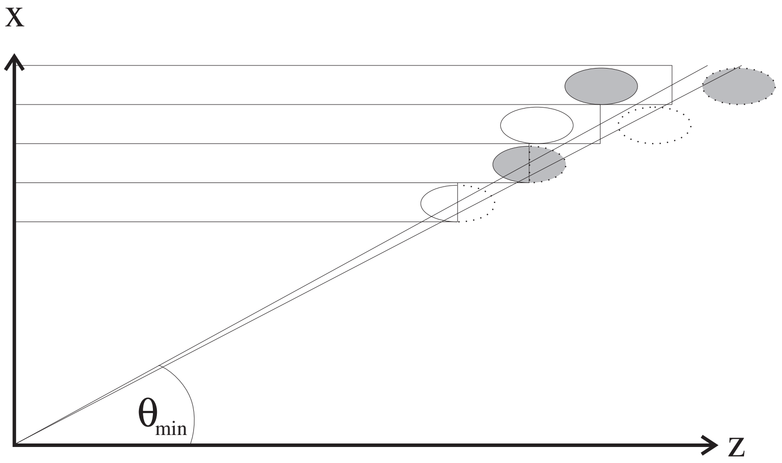

Abbildung 4.6: Skizze des Innenschalen-Endes. Die Faserquerschnitte mit der punktierten Umrandung sind in der Realität nicht vorhanden. Die Signale aus diesen Fasern fehlen zu einer korrekten Rekonstruktion.

- Insbesondere das Histogramm mit der Winkelabweichung in ϕ zeigt eine unerwartete Form. Die Breite der Winkelabweichungsverteilung variiert hier deutlich mit dem simulierten Polarwinkel, zeigt jedoch keine eindeutige Tendenz. Zur Erklärung dieser unerwarteten Strukturen in der Winkelauflösung für ϕ und auch θ werden im folgenden eingehendere Untersuchungen angestellt.

Um die Mechanismen der Rekonstruktion zu erklären, die diese Strukturen hervorrufen, wird eine neue Darstellungform für die Winkelabweichungen gewählt. Da die Detektions-Granularität der Innenschale nur in z gleichmäßig ist, führt die Auftragung der Größen $\Delta\theta$ sowie θ_{sim} zu einer ungewollten Verzerrung. Deshalb wird für die nachfolgenden Untersuchungen jeweils θ durch $\bar{z}$ ersetzt. Die Umrechnung erfolgt über den einfachen Zusammenhang:

$$\bar{z} = \bar{R} \cdot \cot\theta$$

Die Innenschale hat eine endliche Dicke. Es gibt deshalb keinen eindeutigen Durchstoßungspunkt sondern vielmehr eine Durchstoßungsstrecke. $\bar{R}$ ist der mittlere Radius der Innenschale ($\bar{R}$=87.4 mm) und $\bar{z}$ die dazugehörige z-Koordinate. Auf diese Weise wird über die Zylinderkoordinaten ϕ, $\bar{R}$ und $\bar{z}$ ein Durchstoßungspunkt definiert. Dies ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

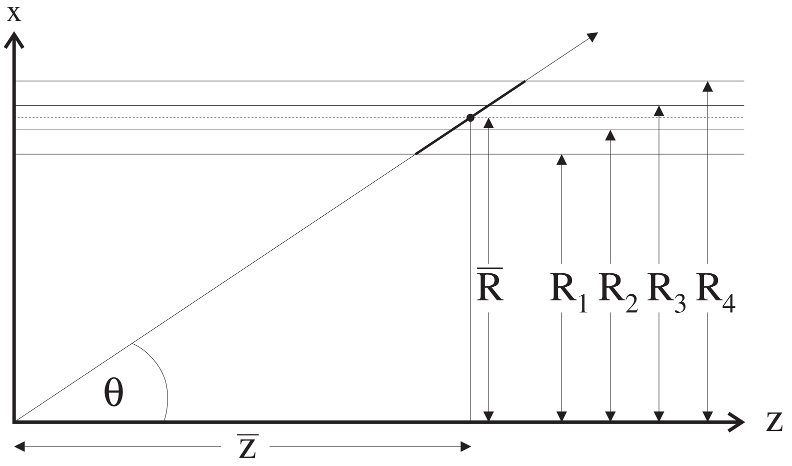

Abbildung 4.7: Definition eines mittleren Durchstoßungspunktes

In der ersten Simulation wurden die Ereignisse derart erzeugt, daß eine Gleichverteilung im Phasenraum (d.h. in $\cos\theta$) entstand. Um eine gleichmäßige Statistik der Ereignisse in der neuen Auftragung gegenüber $\bar{z}_{\text{sim}}$ zu erhalten, wird in einer zweiten Simulation eine Gleichverteilung in z gewählt. An den anderen Simulationsparametern und dem Prinzip der Auswertung wird jedoch nichts geändert. Aus dem beschriebenen Ersetzen von θ durch $\bar{z}$ resultieren die Histogramme in Abbildung 4.8. Es sei noch einmal betont, daß es sich nur um eine neue Form der Darstellung handelt.

In den Histogrammen von $\Delta\bar{z}$ und $\Delta\phi$ gegenüber $\bar{z}_{\text{sim}}$ wird deutlich, daß die Formen beider Histogramme den gleichen regelmäßigen Verlauf bezüglich $\bar{z}_{\text{sim}}$ haben. Die Abweichungen der rekonstruierten Größen von den echten Werten zeigen eine kontinuierliche Zu- bzw. Abnahme. Der Grund für diesen Verlauf wird im nächsten Abschnitt veranschaulicht. Die markante Abweichung bei großen z-Werten im linken Histogramm entspricht dem schon erläuterten Verlauf von $\Delta\theta$ bei kleinen Winkeln θ_{min}. In der z-Darstellung wird dieser Randeffekt besser erkennbar.

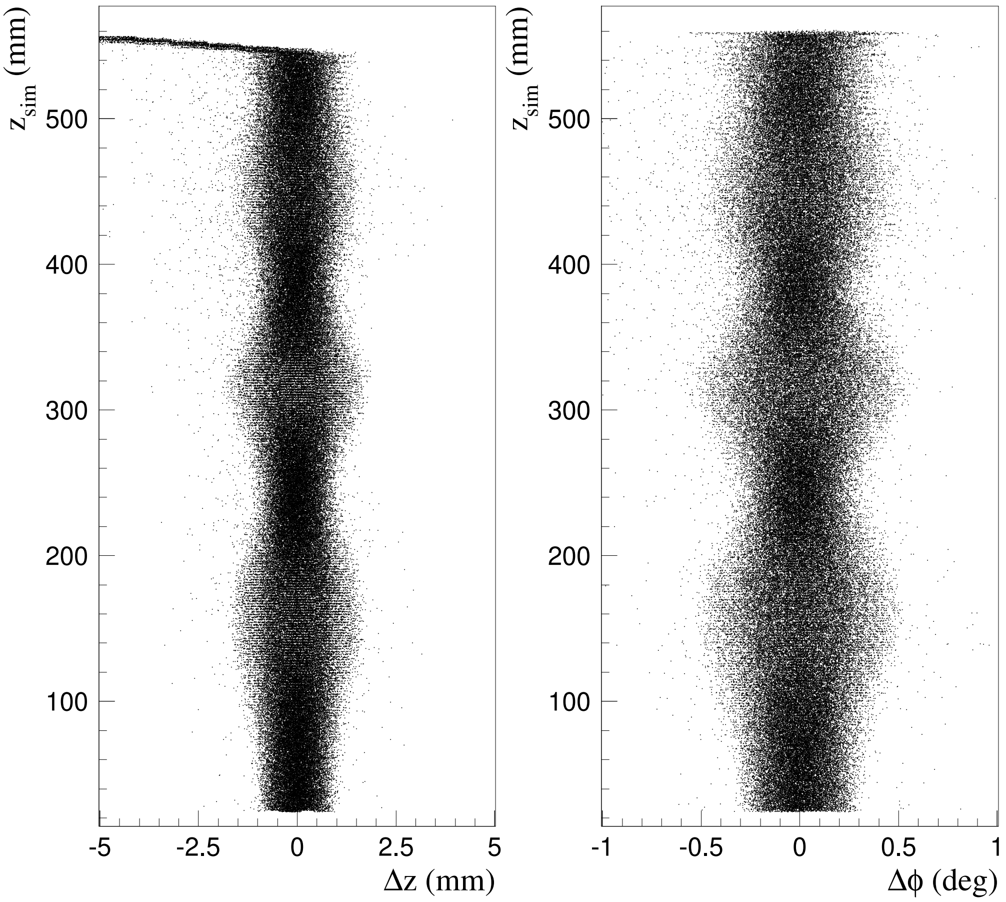

Abbildung 4.8: Histogramme der Abweichungen $\Delta\bar{z}$ und $\Delta\phi$ über $\bar{z}_{\text{sim}}$.

Der Grund für die Veränderung der Auflösung liegt darin, daß sich bei unterschiedlichen Polarwinkeln θ_{sim} die Anzahl der durchstoßenen Fasern systematisch verändert. Um dies zu illustrieren, wird mit dem Datenanalyseprogramm YODA für jedes rekonstruierte Teilchen die Zahl der getroffenen Fasern untersucht. Es seien A_r und A_l die Anzahlen der rechts- und linksgewickelten getroffenen Fasern für jedes detektierte Proton. Man erhält als ein Resultat der Analyse, daß je nach Polarwinkel zwischen 1 und 5 Fasern jeder Wicklungsrichtung getroffen werden. Je kleiner der Polarwinkel θ_{sim} bzw. je größer $\bar{z}_{\text{sim}}$ ist, desto länger ist der Weg der Teilchen durch die Innenschale und desto höher ist die Anzahl der getroffenen Fasern. Die genaue prozentuale Verteilung der rekonstruierten Teilchen auf die verschiedenen Kombinationen von A_r und A_l ist in Tabelle 4.1 auf der übernächsten Seite dargestellt. Der Großteil der rekonstruierten Teilchen (82.6%) erzeugt Signale in folgenden Anzahlskombinationen (A_r;A_l): (1;1), (1;2), (2;1), (2;2), (3;3) sowie (4;4). In Abbildung 4.9 sind exemplarisch die Abweichungen $\Delta\bar{z}$ gegenüber $\bar{z}_{\text{sim}}$ für die ebengenannten Kombinationen von Trefferanzahlen dargestellt. Die sechs Histogramme sind Bestandteile des linken Histogramms in Abbildung 4.8. Sie sollen veranschaulichen, wie sich das Gesamt-Histogramm aus den Histogrammen für die verschiedenen Kombinationen von Trefferanzahlen zusammensetzt.

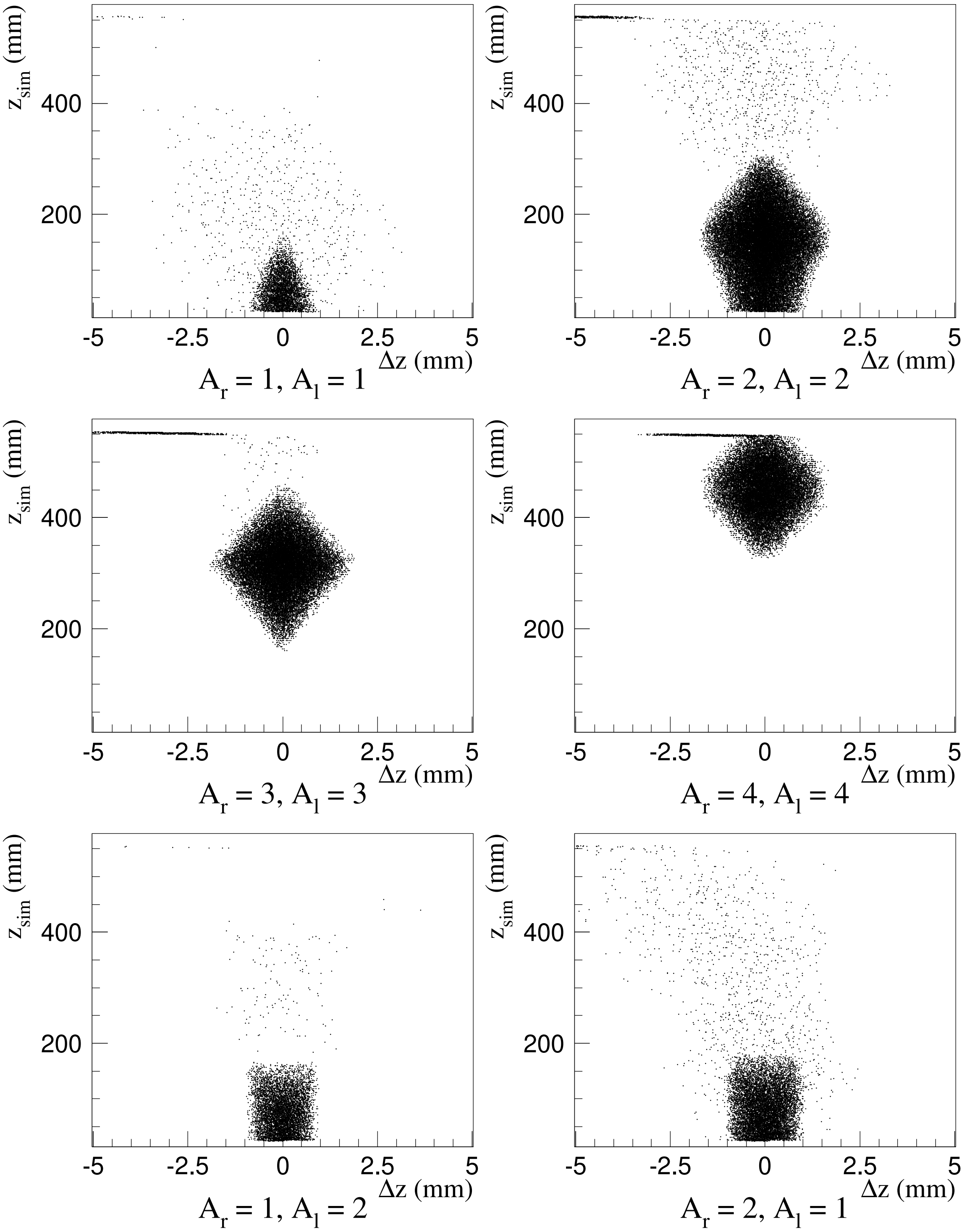

Abbildung 4.9: Histogramme der Abweichungen $\Delta\bar{z}$ über $\bar{z}_{\mathrm{sim}}$.

Tabelle 4.1: Prozentuale Verteilung der rekonstruierten Teilchen auf die verschiedenen Kombinationen von A_r und A_l

				A_l		
		1	2	3	4	5
A_r	1	9.02	10.91	0.00	0	0
	2	15.02	30.13	2.35	0	0
	3	0.14	4.41	10.02	1.56	0.00
	4	0.01	0.20	3.57	7.50	1.10
	5	0.00	0.04	0.09	2.61	1.32

Anhand des Histogramms für die Anzahlskombination (3;3) wird im folgenden die karoartige Struktur erläutert. Die Rekonstruktionen aus drei Fasertreffern in den rechtsgewickelten und drei Fasertreffern in den linksgewickelten Lagen finden offensichtlich vorwiegend in einem bestimmten $\bar{z}_{\mathrm{sim}}$-Bereich statt. An der breitesten Stelle der Abweichungsverteilung ist die Wahrscheinlichkeit für eine (3;3)-Rekonstruktion am höchsten. Sie nimmt jedoch in beide Richtungen entlang der $\bar{z}_{\mathrm{sim}}$-Achse ab. Für größere $\bar{z}_{\mathrm{sim}}$-Werte werden eher mehr Fasern getroffen, für kleinere $\bar{z}_{\mathrm{sim}}$-Werte eher weniger. Kommt es hier jedoch trotzdem zu (3;3)-Rekonstruktionen, werden die Abweichungen der rekonstruierten von den wirklichen Werten geringer. Dieser Effekt hat folgende Gründe: Damit bei größeren $\bar{z}_{\mathrm{sim}}$-Werten nur jeweils drei Fasern jeder Lage getroffen werden, müssen die Teilchen die Fasern genauer, d.h. mit kleinerem Abstand zu den Faserseelen, durchfliegen. Ansonsten würden nämlich mehr Fasern getroffen. Das notwendige, genauere Durchfliegen führt zu einer umso besseren Rekonstruktion, je weiter sich $\bar{z}_{\mathrm{sim}}$ von der Stelle der maximalen Wahrscheinlichkeit einer (3;3)-Rekonstruktion entfernt. Ähnlich verhält es sich bei kleineren $\bar{z}_{\mathrm{sim}}$-Werten. Je unwahrscheinlicher es hier wird, drei Fasern in jeder Lage zu treffen, desto näher muß der rekonstruierte Wert bei dem wirklichen Wert liegen. In Abbildung 4.10 wird dies veranschaulicht.

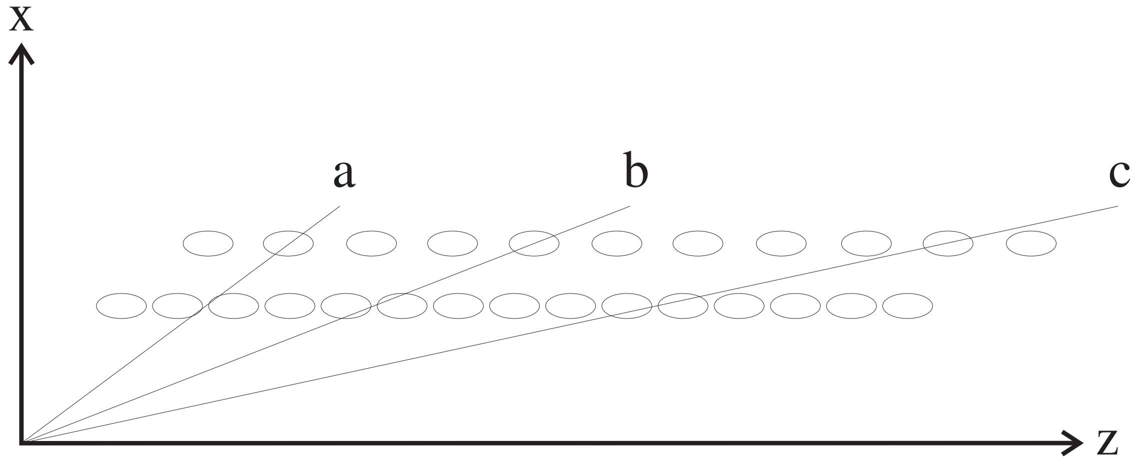

Abbildung 4.10: In der Abbildung sind beispielhaft die rechtsgewickelten Fasern in einem xz-Schnitt sowie drei Trajektorien a, b und c dargestellt. Schon bei sehr kleinen Abweichungen im Polarwinkel θ werden bei a und c weniger bzw. mehr als drei Fasern getroffen. Die Lage der Trajektorie b kann noch am stärksten variiert werden. Die Abweichung zwischen rekonstruierten und echten Winkeln ist deshalb in der Nähe von b am größten.

Auch die anderen Anzahlskombinationen von Treffern lassen sich analog zu der obigen Erläuterung erklären. Generell gilt: Je unwahrscheinlicher das Auftreten einer bestimmten Anzahlskombination in einem gewissen $\bar{z}_{\text{sim}}$-Bereich ist, desto mehr wird der Durchstoßungspunkt des Teilchens eingeschränkt und besser rekonstruiert. Gleichzeitig werden jedoch stets andere Kombinationen von Trefferanzahlen wahrscheinlicher und deren Rekonstruktionen ungenauer. Durch das Zusammenwirken der verschiedenen Anzahlskombinationen entstehen schließlich die Abweichungen, wie sie in den Histogrammen in Abbildung 4.8 dargestellt sind.

Die Betrachtung einer Simulation des Idealfalls ohne Kleinwinkelstreuung und Sekundärprozesse ermöglichte somit ein besseres Verständnis der Rekonstruktionsmechanismen. Insbesondere beeinflussen die Anzahl der getroffenen Fasern die Abweichung von rekonstruierten und simulierten Werten.

4.3.2 Die Winkelauflösung der Innenschale

Die Rekonstruktion des Durchstoßungspunkts bzw. der Winkel stellt einen Zwischenschritt zur Vertexrekonstruktion dar. Im folgenden wird die Winkelauflösung der Innenschale untersucht und mit den Werten der Außenschale verglichen. Es wird hierbei völlig analog zu der Untersuchung in Kapitel 3 vorgegangen. Für die drei Strahlenergien 0.5 GeV, 1.5 GeV und 2.5 GeV werden jeweils 200 000 elastische Proton-Proton-Stoßereignisse in einem punktförmigen Vertex im Ursprung des Koordinatensystems simuliert. Die Abweichungen der mit der Innenschale rekonstruierten von den simulierten Winkeln werden in zweidimensionale Histogramme eingefüllt. Hierbei wird als zweite Achse neben der Größe der Abweichung der jeweilige Polarwinkel θ_{sim} gewählt, um auch die Veränderung der Auflösung bei unterschiedlichen θ_{sim}-Werten analysieren zu können. Die resultierenden zweidimensionalen Histogramme werden dann, wie in Kapitel 3, in 18 horizontale Scheiben mit einer Dicke von 4° zerlegt und deren Inhalte in eine Ebene projiziert. Zur Auswertung der 18 eindimensionalen Histogramme der Winkelabweichungen $\Delta\theta$ und $\Delta\phi$ werden wiederum die Standardabweichungen $\sigma_{\Delta\theta}$ und $\sigma_{\Delta\phi}$ berechnet. Sie sind in Abbildung 4.11 für die drei untersuchten Strahlenergien dargestellt. Es zeigen sich keine signifikanten Unterschiede der Winkelauflösung für die drei betrachteten Strahlenergien. Die resultierenden Winkelauflösungen lassen sich gut mit denen der Außenschale (auf den Seiten 14-16) vergleichen, da zu ihrer Bestimmung dieselben Methoden verwendet wurden. Man erkennt, daß die Innenschale bis auf wenige Ausnahmen eine genauere Auflösung bietet. Insbesondere liefert die hohe Granularität der Innenschale eine deutlich bessere Rekonstruktion des Azimutwinkels ϕ. Eine quantitative Auswertung ergibt folgende mittlere Standardabweichungen: $\overline{\sigma_{\Delta\theta}} \approx 0.23°$ und $\overline{\sigma_{\Delta\phi}} \approx 0.35°$. Daraus errechnen sich die mittleren Halbwertsbreiten der Winkelauflösung der Innenschale: $\overline{FWHM}(\theta) \approx 0.53°$, $\overline{FWHM}(\phi) \approx 0.81°$.

Es ist somit möglich und ratsam, die Daten aus der Innenschale nicht nur zur Vertexrekonstruktion zu verwenden. Vielmehr bietet sich bei Messung mit fester Vertexposition eine gegenseitige Überprüfung der rekonstruierten Winkel aus Innen- und Außenschale an.

4.3.3 Experimenteller Test der Winkelrekonstruktion

Im Dezember 1996 hatte das EDDA-Experiment Strahlzeit. Diese Zeit wurde unter anderem zur Inbetriebnahme der Innenschale genutzt. Es wurden ca. 95 % der Detektionskanäle der Innenschale in funktionsfähigen Zustand gebracht. Es war außerdem möglich, mit der Innenschale die ersten Daten zu nehmen. Im folgenden wird einer dieser Daten-Runs zur experimentellen Untersuchung der Winkelrekonstruktion benutzt. Es handelt sich hierbei

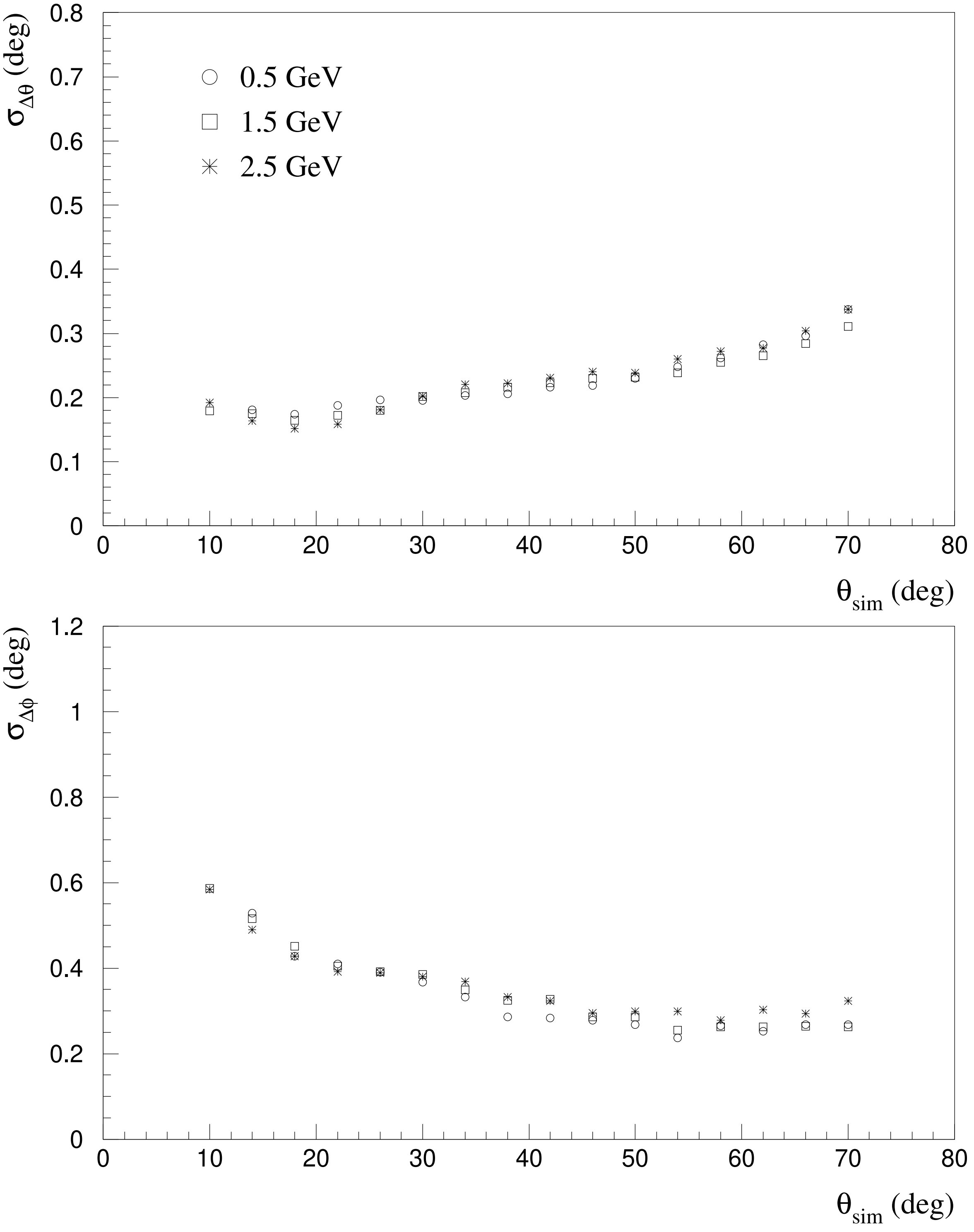

Abbildung 4.11: Winkelauflösungen der Innenschale bei 0.5 GeV, 1.5 GeV und 2.5 GeV. Aufgetragen sind die berechneten Standardabweichungen σ von $\Delta\theta$ und $\Delta\phi$.

um Run Nr. 320. Gemessen wurde mit einem CH_2-Target im Beschleunigungszyklus bei einem Maximalimpuls von 3333 MeV/c. Zur Überprüfung der Rekonstruktion mit der Innenschale werden mit dem Datenanalyseprogramm YODA die rekonstruierten Streuwinkel der Außenschale gegen die rekonstruierten Winkel der Innenschale aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.12 dargestellt.

Es zeigt sich eine deutliche Korrelation der Rekonstruktionen von Innen- und Außenschale. Somit erweist sich die Winkelrekonstruktion mit der Innenschale auch im experimentellen Test als funktionstüchtig. Eine detaillierte Untersuchung und nötigenfalls Behebung von Fehlrekonstruktionen ist erst sinnvoll, wenn alle Kanäle in ihren Endzustand gebracht worden sind.

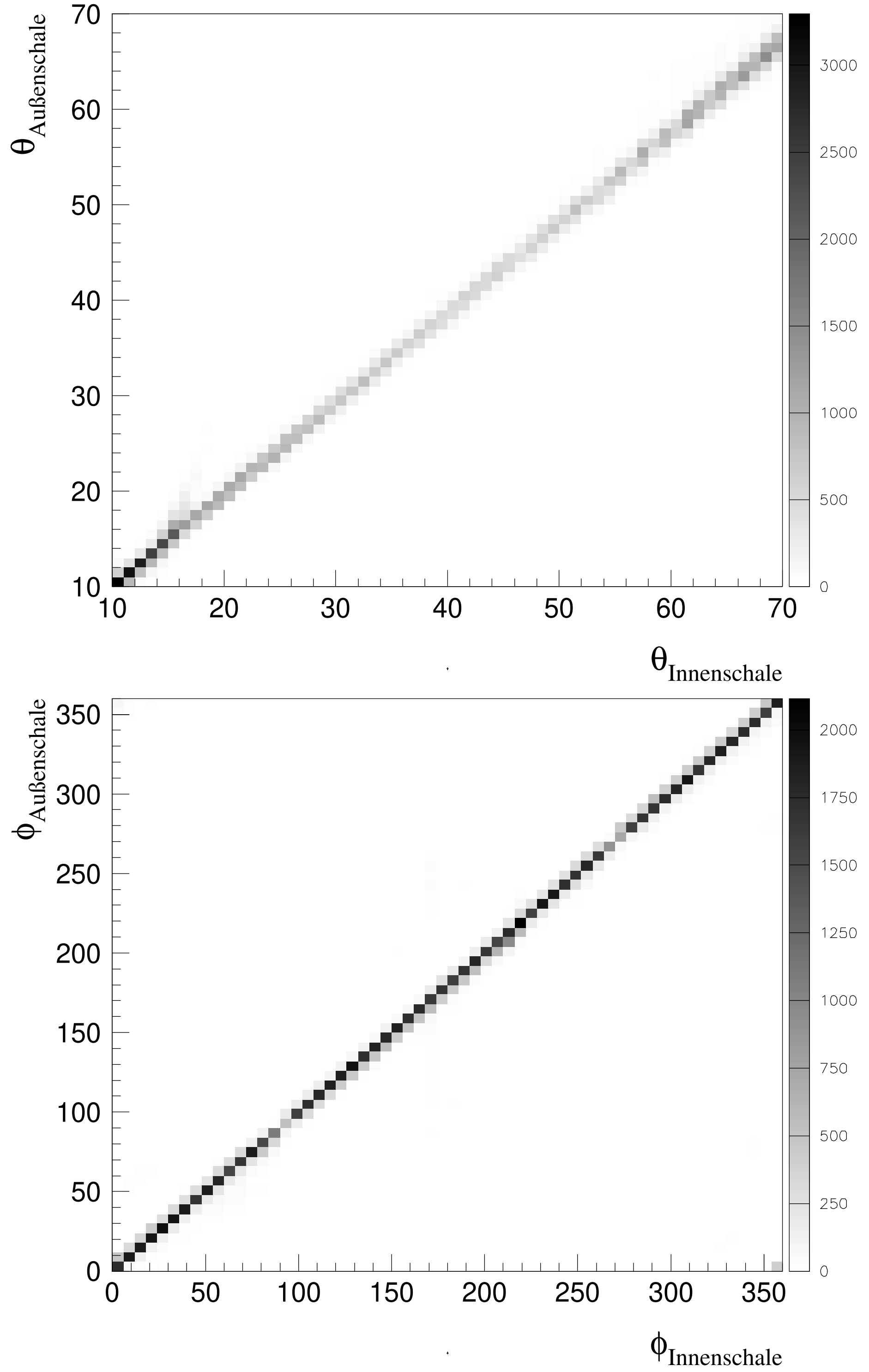

Abbildung 4.12: Korrelation der rekonstruierten Winkel von Innen- und Außenschale

5 Vertexrekonstruktion

Im vorigen Kapitel wurde die Realisierung einer Rekonstruktion der Durchstoßungspunkte bzw. der Streuwinkel mit der Innenschale beschrieben. Diese Rekonstruktion stellt einen wichtigen Zwischenschritt zur Vertexrekonstruktion dar. Im folgenden Kapitel wird eine einfache Theorie zur Vertexrekonstruktion ([LAH92]) und eine Umsetzung in die Auswertungspraxis vorgestellt. Abschließend erfolgt eine Untersuchung der entwickelten Auswertungsroutine mit Simulationsdaten.

5.1 Theorie der Vertexrekonstruktion

Die beiden Ejektile eines elastischen Proton-Proton-Streuereignisses im EDDA-Detektor durchfliegen die Innen- und Außenschale. Über die mittleren Radien der inneren und äußeren Lage lassen sich vier Durchstoßungspunkte definieren: I_1 und I_2 für die Innenschale sowie A_1 und A_2 für die Außenschale. Diesen Punkten können Vektoren zugewiesen werden: $\vec{i}_1$, $\vec{i}_2$, $\vec{a}_1$ und $\vec{a}_2$. Hierbei wird das im zweiten Kapitel eingeführte Koordinatensystem benutzt (siehe Abbildung 2.2). Die Trajektorien beider Protonen können im Idealfall als zwei Geraden g_1 und g_2 durch die jeweiligen Durchstoßungspunkte dargestellt werden. Die Geradengleichungen lauten:

$$\begin{aligned} g_1: \quad \vec{r}_1(s) &= \vec{i}_1 + s(\vec{a}_1 - \vec{i}_1) \\ g_2: \quad \vec{r}_2(t) &= \vec{i}_2 + t(\vec{a}_2 - \vec{i}_2) \end{aligned}$$

Der Vertex ist der Schnittpunkt der beiden Geraden. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 5.1 skizziert.

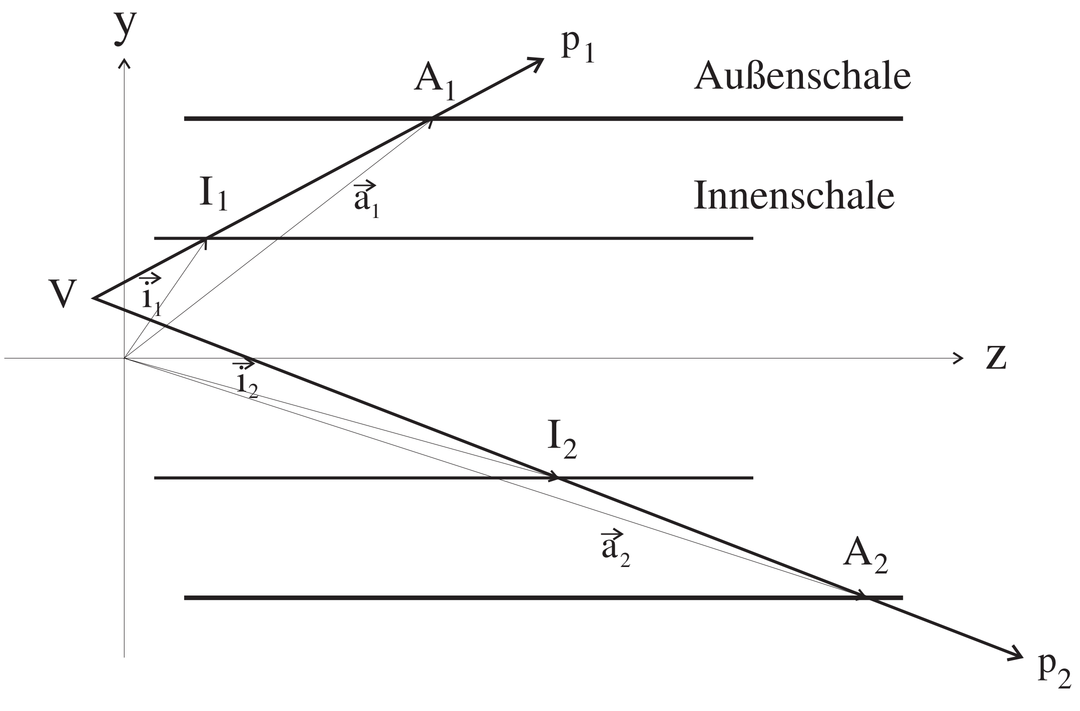

Abbildung 5.1: Vertexrekonstruktion. Für ein elastisches Streuereignis, dessen Reaktionsebene in der yz-Ebene liegt, sind die Trajektorien der Protonen p_1 und p_2 dargestellt.

Der beschriebene Sachverhalt gilt jedoch nur für den Fall, daß keine Streuprozesse innerhalb des Detektors stattfinden und die Teilchen sich daher vom Vertex aus geradlinig bewegen. Außerdem wird eine exakte Rekonstruktion der Durchstoßungspunkte in Innen- und Außenschale angenommen. Dieser Idealfall tritt in der Realität kaum ein. Deshalb wird bei der Vertexrekonstruktion folgendermaßen vereinfachend vorgegangen: Die Trajektorien werden nach wie vor durch die obigen Geraden beschrieben. Man errechnet die Punkte $\vec{r}_{1,\mathrm{m}in}$ und $\vec{r}_{2,\mathrm{m}in}$ auf den Geraden, bei denen der Abstand zwischen den Geraden minimal wird. Der Vertex wird dann genau in die Mitte zwischen diesen beiden Punkten gelegt. Die mathematische Lösung ist ein Problem der linearen Algebra. Es werden zuerst die Richtungsvektoren $\vec{d}_1$ und $\vec{d}_2$ mit

$$\begin{aligned} \vec{d}_1 &= \vec{a}_1 - \vec{i}_1 \\ \vec{d}_2 &= \vec{a}_2 - \vec{i}_2 \end{aligned}$$

definiert. Die Geradenparameter $s_{\mathrm{m}in}$ und $t_{\mathrm{m}in}$, die die Punkte mit minimaler Entfernung beschreiben, errechnen sich aus

$$\begin{aligned} s_{\mathrm{m}in} &= \frac{(\vec{d}_1 \times \vec{d}_2) \cdot ((\vec{i}_2 - \vec{i}_1) \times \vec{d}_2)}{|\vec{d}_1 \times \vec{d}_2|^2} \\ t_{\mathrm{m}in} &= \frac{(\vec{d}_1 \times \vec{d}_2) \cdot ((\vec{i}_2 - \vec{i}_1) \times \vec{d}_1)}{|\vec{d}_1 \times \vec{d}_2|^2} \end{aligned} \quad .$$

Setzt man diese Parameter in die jeweilige Geradengleichung ein, erhält man die beiden Punkte $\vec{r}_{1,\mathrm{m}in}$ und $\vec{r}_{2,\mathrm{m}in}$. Der Vertex wird bei dieser einfachen Form der Rekonstruktion in der Mitte zwischen beiden Punkten angenommen. Sein Ursprungsvektor $\vec{v}$ resultiert mit

$$\vec{v} = \frac{1}{2}(\vec{r}_{1,\mathrm{m}in} + \vec{r}_{2,\mathrm{m}in}) \quad .$$

5.2 Realisierung der Vertexrekonstruktion

Die im vorigen Abschnitt beschriebene Vertexrekonstruktion wurde in die Datenauswertung mit YODA umgesetzt. Das Prinzip der dazu entworfenen Analyseroutine ist im schematischen Diagramm 5.2 dargestellt. Es wird im folgenden kurz erklärt.

1. **Umrechnung in Durchstoßungspunkte**: Die Rekonstruktionsroutinen von Innen- und Außenschale liefern jeweils zwei Winkelpaare: (ϕ_1^i, θ_1^i) und (ϕ_2^i, θ_2^i) für die innere Lage sowie (ϕ_1^a, θ_1^a) und (ϕ_2^a, θ_2^a) für die äußere Lage. Aus diesen Winkeln werden über die mittleren Radien von Innen- und Außenschale $\bar{R}_i$ und $\bar{R}_a$ die Koordinaten der vier Durchstoßungspunkte I_1, I_2, A_1 und A_2 berechnet. Die Umrechnungsgleichungen von ϕ, θ und R auf x, y und z lauten:

$$\begin{aligned} x &= R \cdot \cos\phi \\ y &= R \cdot \sin\phi \\ z &= R \cdot \cot\theta \end{aligned}$$

2. **Zuordnung der Durchstoßungspunkte**: Von den vier berechneten Durchstoßungspunkten gehören jeweils zwei zum gleichen Teilchen. Die Zuordnung findet in der Auswertungsroutine über den Azimutwinkel ϕ der vier Punkte statt. Trotz der

Streuprozesse innerhalb des Detektors ist anzunehmen, daß bei der richtigen Zuordnung der Punkte von Innen- und Außenschale die kleinste Differenz in den Azimutwinkeln resultiert. Dies gilt aufgrund der Koplanarität der elastischen Proton-Proton-Streuung.

3. **Vertexrekonstruktion**: Nach der Berechnung und Zuordnung der vier Durchstoßungspunkte ergibt sich der Vertex durch Einsetzen in die Gleichungen des vorigen Abschnitts. Die Vertexkoordinaten v_x, v_y und v_z können dann in spätere Auswertungsprozeduren innerhalb der Datenanalyse eingehen.

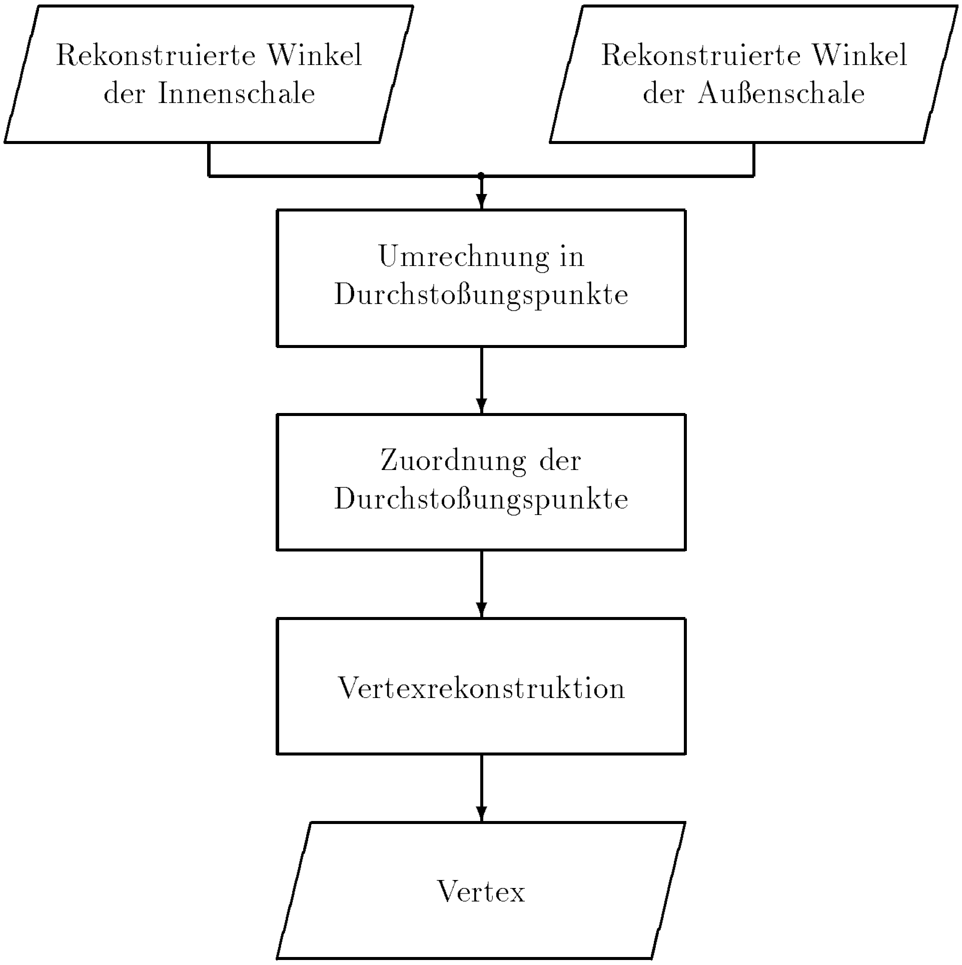

Abbildung 5.2: Schematisches Flußdiagramm der Vertexrekonstruktion

5.3 Test der Vertexrekonstruktion

Um die Analyseroutine der Vertexrekonstruktion zu testen, werden Simulationsdaten verwendet. Hierzu werden die im vorigen Kapitel beschriebenen Simulationen bei Strahlenergien von 0.5 GeV, 1.5 GeV und 2.5 GeV sowie dem Vertex V_0 im Ursprung des Koordinatensystems benutzt. Zusätzlich werden noch jeweils 100 000 elastische Proton-Proton-Streuprozesse mit den Vertices V_1(5mm, 5mm, 5mm) und V_2(-5mm, -5mm, -5mm) bei diesen Strahlenergien simuliert. Die rekonstruierten Vertexkoordinaten werden in Histogramme eingetragen. In Abbildung 5.3 sind für eine Strahlenergie von 1.5 GeV die Verteilungen der rekonstruierten x- und z-Koordinaten für die drei Vertices V_0, V_1 und V_2 dargestellt. Man erkennt, daß die Maxima der Verteilungen bei den jeweiligen wirklichen Vertexkoordinaten liegen. Aus einer genaueren Auswertung sämtlicher, erstellter Histogramme (siehe Tabelle 5.1 auf der übernächsten Seite) ergibt sich eine maximale relative Abweichung der Maxima von den echten Vertexkoordinaten von 6%. Die mittlere Halbwertsbreite der Verteilungen beträgt 3.1 mm. Die Breite der Verteilungen sowie die relativen Abweichungen resultieren aus folgenden Effekten:

- In den Detektorelementen der Innen- und Außenschale sowie im Strahlrohr finden Kleinwinkelstreuprozesse statt. Die Beschreibung der Trajektorien durch Geraden und deren Rückverfolgung zum Vertex ist nur eine Näherung.
- Abgesehen von Streuprozessen im Detektor haben Innen- und Außenschale eine intrinsische Winkelauflösung. Sie resultiert aus der Statistik der Energiedeposition der Teilchen sowie der Granularität der Detektionselemente.
- Die Innen- und Außenschale haben eine endliche Dicke. Die Berechnung von Durchstoßungspunkten über die mittleren Radien der beiden Detektorlagen ist ebenfalls eine Näherung.
- Die Winkelrekonstruktionen von Innen- und Außenschale sind konzipiert für Reaktionen im Ursprung des Koordinatensystems. Je weiter der Vertex vom Ursprung entfernt ist, desto ungenauer werden diese Rekonstruktionen. Es handelt sich hierbei um eine systematische Abweichung.

Insbesondere in den letzten beiden Punkten gibt es einen Verbesserungsbedarf bei der Vertexrekonstruktion. Denkbar wäre zum Beispiel ein iterativer Rekonstruktionsmechanismus, bei dem zuerst mit der obigen Methode der Vertex grob bestimmt würde. Im nächsten Schritt könnte dann anhand dieser Information eine korrigierte Vertexrekonstruktion vorgenommen werden. Dieser Vorgang ließe sich beliebig oft wiederholen.

Trotz der aufgezählten Effekte und der angedachten Überarbeitungsmöglichkeiten bleibt festzustellen, daß schon mit der in diesem Kapitel beschriebenen einfachen Form der Rekonstruktion die Vertexkoordinaten gut bestimmt werden können.

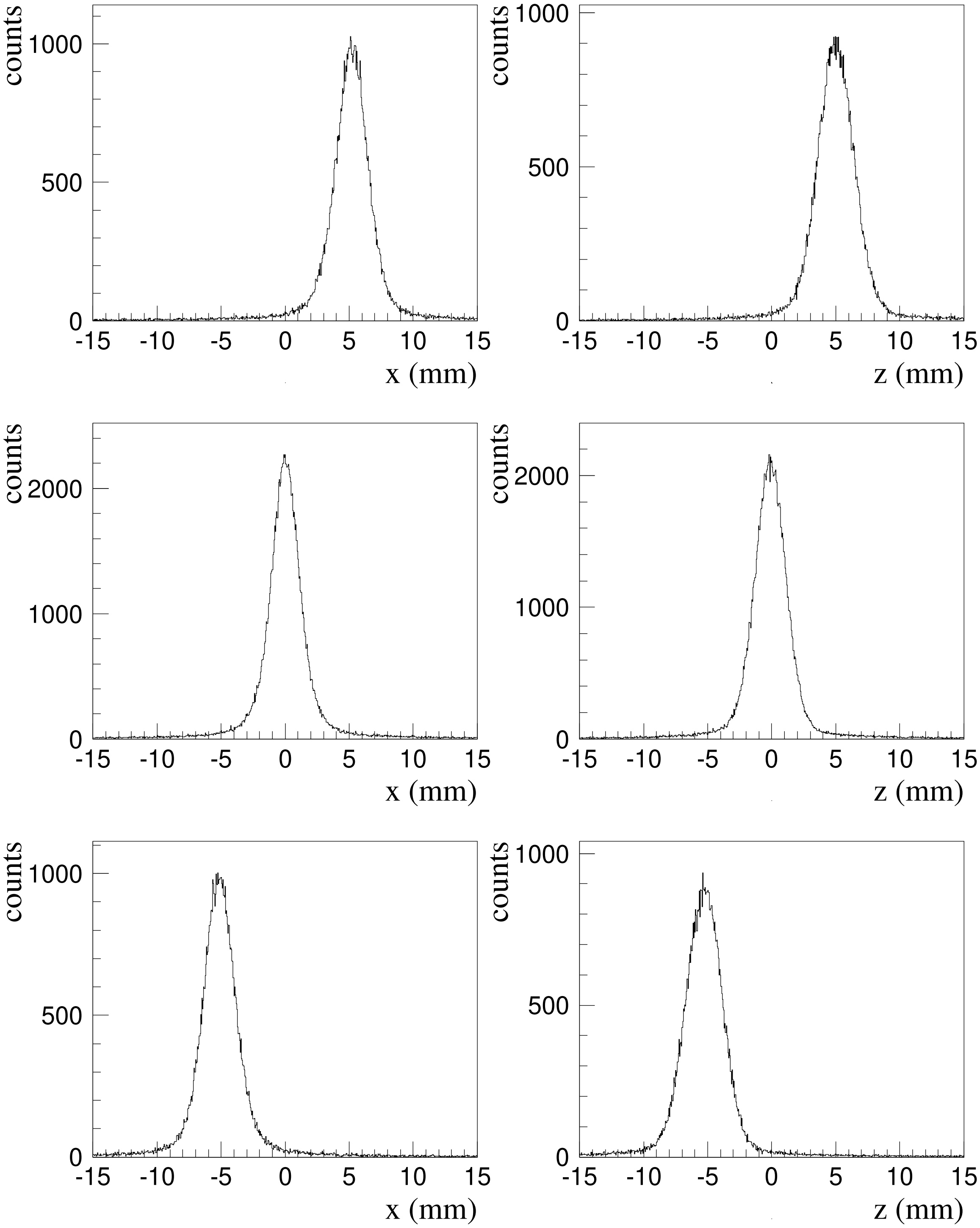

Abbildung 5.3: Rekonstruierte x- und z-Koordinaten der Vertices V_0, V_1 und V_2 bei einer Strahlenergie von 1.5 GeV.

Tabelle 5.1: Auswertung der Histogramme für die Vertices V_0, V_1 und V_2 bei den Strahlenergien 0.5 GeV, 1.5 GeV, 2.5 GeV. Es wird jeweils eine Gauß-Kurve in die Spitzen der Verteilung gelegt. Für die drei Vertexkoordinaten sind der Mittelpunkt und die Halbwertsbreite der Gauß-Kurven in mm angegeben. Die Fit-Routine MINUIT gibt für den Mittelpunkt eine Ungenauigkeit von 0.01 mm und für die Halbwertsbreite eine Ungenauigkeit von 0.03 mm an.

T_{beam}[GeV]	V_0			V_1			V_2		
0.5	x	0.03	2.87	x	5.21	3.15	x	-5.11	3.10
	y	0.03	2.82	y	4.87	3.17	y	-4.78	3.06
	z	-0.04	3.31	z	5.04	3.69	z	-5.25	3.62
1.5	x	0.02	2.63	x	5.21	2.96	x	-5.14	2.89
	y	0.01	2.75	y	4.95	3.15	y	-4.89	3.03
	z	-0.10	2.87	z	5.02	3.31	z	-5.28	3.31
2.5	x	0.02	2.73	x	5.18	3.03	x	-5.14	2.96
	y	0.01	2.87	y	5.00	3.29	y	-4.92	3.20
	z	-0.07	3.01	z	5.03	3.53	z	-5.28	3.48

A Die geometrischen Parameter der Innenschale

Mit dem Verweis auf [WIE94] werden folgende Größen zur Beschreibung der Faserwicklung und der Geometrie jeder Lage eingeführt. Dabei wird das in Abb. 2.2 skizzierte Koordinatensystem benutzt.

- R_i : Radius der i-ten Lage, d.h. der Abstand zwischen Faserseele und z-Achse
- L_i : Länge der i-ten Lage in z-Richtung
- δ_i : Wicklungswinkel der Fasern der i-ten Lage über der Länge L_i (siehe Abb. A.1a)
- $b_i = \frac{L_i}{\delta_i}$: Steigung der Schraubenlinie (siehe Abb. A.1b)
- N : Anzahl der Fasern einer Wicklungsrichtung (320)

Für die rechtsgewickelten Lagen ist der Wicklungswinkel positiv und für die linksgewickelten negativ. Gleiches gilt für das Vorzeichen von b_i. Aus Abb. A.1b kann man zusätzlich durch Anwendung eines Strahlensatzes noch folgenden Zusammenhang ablesen. Er wird bei der Herleitung der Durchstossungspunktrekonstruktion mit der Innenschale gebraucht:

$$z_i = \frac{L_i}{\delta_i}\phi = b_i\phi \tag{A.1}$$

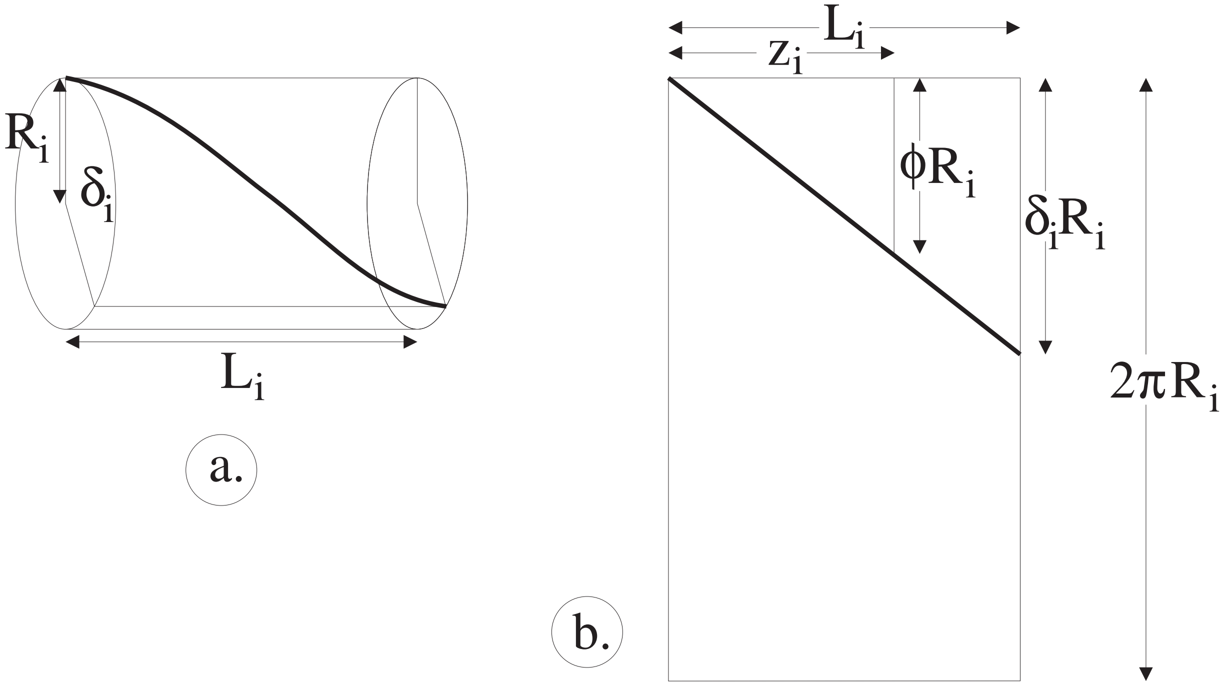

Abbildung A.1: a: Definition des Wicklungswinkels δ_i; b: Darstellung der Faser auf einer aufgerollten Zylinderoberfläche

Die optimierte Helixgeometrie ist nun gerade dann erreicht, wenn die beiden folgenden Bedingungen erfüllt sind:

$$\delta = |\delta_i| \quad \wedge \quad q \equiv \frac{\delta R_i}{L_i} = \frac{R_i}{|b_i|} = \text{const} \;\; \text{für } i = 1, 2, 3, 4 \tag{A.2}$$

Das heißt, daß der Betrag des Wicklungswinkels für jede Lage sowie die neu definierte Größe q konstant sein müssen.

Außerdem müssen die beiden äußeren Lagen noch um den Azimutwinkel $\frac{360^\circ}{N}$ gegen die jeweilige gleichgewickelte innere Lage verschoben werden. Im Hinblick auf eine einfache Formulierung der Rekonstruktionsgleichungen wird die Durchnumerierung der Fasern wie folgt vorgenommen: Die Fasern jeder Wicklungsrichtung erhalten Nummern von 0 bis 319, wobei den inneren Lagen die geraden Werte von 0 bis 318 und den äußeren Lagen die ungeraden Werte von 1 bis 319 zugewiesen werden. Die Nummer jeder Faser (je nach Drehsinn r bzw. l) ist dann mit dem Start-Azimutwinkel ϕ_o bei z = 0 mm korreliert:

$$\phi_o(r) = r \cdot \frac{360^\circ}{N} \tag{A.3}$$

$$\phi_o(l) = l \cdot \frac{360^\circ}{N} \tag{A.4}$$

B Fehlerrechnung bei der Effizienzbestimmung

Im dritten Kapitel dieser Arbeit werden die Nachweiseffizienzen des EDDA-Detektors in Abhängigkeit vom Polarwinkel im Schwerpunktsystem θ_{cms} bestimmt. Hierzu wird jedes Ereignis anhand des simulierten Polarwinkels des ersten Ejektils in ein Winkelhistogramm mit 180 Bins mit einer Breite von 1° aufgenommen. Genauso verfährt man mit den Ereignissen, die vom Detektor als elastische Stoßprozesse identifiziert werden. Für jedes Winkelbin i erhält man so die Gesamtanzahl N_i der erzeugten Ereignisse sowie die Anzahl n_i der detektierten Ereignisse, einer Teilmenge von N_i. Unter der alleinigen Annahme, daß die Nachweiseffizienz von Ereignis zu Ereignis konstant bleibt, wird dies von der Binomialstatistik beschrieben. Es ist nun die Aufgabe, aus der relativen Detektionshäufigkeit $h_i = \frac{n_i}{N_i}$ die wirkliche Detektionswahrscheinlichkeit, also die gesuchte Nachweiseffizienz η_i, zu ermitteln bzw. die Vertrauensgrenzen für die wahre Nachweiseffizienz zu bestimmen. Zu diesem Zwecke gibt [WAE71] folgende sehr gute Näherung für diese Vertrauensgrenzen η_i^{min} und η_i^{max} an:

$$\begin{aligned}\eta_i^{\mathrm{min}} &= \frac{h_iN_i + \frac{1}{2}g^2 - g\sqrt{h_i(1-h_i)N_i + \frac{1}{4}g^2}}{N_i + g^2}\\ \eta_i^{\mathrm{max}} &= \frac{h_iN_i + \frac{1}{2}g^2 + g\sqrt{h_i(1-h_i)N_i + \frac{1}{4}g^2}}{N_i + g^2}\end{aligned}$$

Hierbei ist der Faktor g abhängig von der Wahrscheinlichkeit mit der der wirkliche Wert von η innerhalb des Intervalls liegen soll. Im weiteren wird eine 68.3%-Wahrscheinlichkeit gewählt, was gerade einer 1σ-Breite entspricht, und aus einer Tabelle der Wert $g = 1$ herausgelesen. Anhand der obigen Gleichungen können so für jedes Winkelbin die Detektionshäufigkeit als Schätzwert für die Nachweiseffizienz sowie die Vertrauensintervallgrenzen η_i^{min} und η_i^{max} bestimmt werden.

Um anschließend einen schnellen und einfachen Vergleich der Nachweiseffizienzen bei verschiedenen Detektorkonstellationen vornehmen zu können, wird über das Plateau der ungefähr konstanten Effizienzen gemittelt, das heißt die Winkelabhängigkeit vernachlässigt. Dazu teilt man die Gesamtzahl der innerhalb des Plateaus erzeugten Ereignisse durch die Anzahl der detektierten Ereignisse. Man erhält so die mittlere Nachweiseffizienz $\bar{\eta}$ und mit den obigen Gleichungen deren Vertrauensgrenzen $\overline{\eta^{\mathrm{min}}}$ und $\overline{\eta^{\mathrm{max}}}$. Die Ergebnisse sind hier in tabellarischer Form dargestellt:

Strahlenergie [GeV]	Konstellation	$\bar{\eta}$ [%]	$\overline{\eta^{\mathrm{min}}}$ [%]	$\overline{\eta^{\mathrm{min}}}$ [%]	$\Delta\bar{\eta}$ [%]
0.5	ohne Innenschale	96.21	96.15	96.26	0.06
	mit Innenschale	92.40	92.32	92.47	0.08
1.5	ohne Innenschale	95.37	95.31	95.42	0.06
	mit Innenschale	90.43	90.35	90.51	0.08
2.5	ohne Innenschale	94.31	94.24	94.37	0.07
	mit Innenschale	89.04	88.96	89.12	0.08

In der Tabelle ist zusätzlich noch der Fehler $\Delta\bar{\eta}$ der berechneten mittleren Nachweiseffizienz angegeben. Da die Grenzen des Vertrauensintervalls asymmetrisch um $\bar{\eta}$ liegen, wurde hierbei vereinfachend der jeweils größere Abstand genommen.

Aus den mittleren Nachweiseffizienzen und ihren Fehlern können dann die Abnahmen D bei Einbau der Innenschale errechnet werden. Es gilt für die verschiedenen Strahlenergien:

$$\begin{aligned} D &= \bar{\eta}_{\mathrm{oI}} - \bar{\eta}_{\mathrm{mI}} \\ \triangle D &= \sqrt{(\triangle\bar{\eta}_{\mathrm{oI}})^2 + (\triangle\bar{\eta}_{\mathrm{mI}})^2} \end{aligned}$$

Hierbei meint der Index „oI “Werte ohne Innenschale und „mI “mit Innenschale. Es folgt mit den obigen Gleichungen für die drei betrachteten Strahlenergien:

$$\begin{aligned} 0.5\ \mathrm{GeV}: &\quad D = (3.8 \pm 0.1)\% \\ 1.5\ \mathrm{GeV}: &\quad D = (4.9 \pm 0.1)\% \\ 2.5\ \mathrm{GeV}: &\quad D = (5.3 \pm 0.1)\% \end{aligned}$$

Diese absoluten Abnahmen der Nachweiseffizienz wurden im dritten Kapitel angeführt.

Literatur

[DIE96] O. Diehl, persönliche Mitteilung, ISKP Bonn, 1996

[DOR93] G. Dorner, Prototypstudien zu einem ortsauflösenden, zylindrischen Detektor aus szintillierenden Fasern, Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1993

[ENG93] H.P. Engelhardt, Die Ankopplung der Doppelhelix aus szintillierenden Fasern an die Photomultiplier des EDDA-Detektors, Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1993

[GRO97] R. Groß-Hardt, Dissertation in Vorbereitung

[LEO87] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, Heidelberg, 1987

[JOO92] R. Joosten, Test von Vielkanal-Photovervielfachern zur Auslese szintillierender Fasern, Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1992

[LAH92] U. Lahr, Ein Detektor zur Messung von Anregungsfunktionen der elastischen Proton-Proton-Streuung an COSY, Dissertation, ISKP Bonn, 1992

[RPP96] R.M. Barnett et al., Review of Particle Physics, Physical Review D54, 1 (1996)

[ROS94] U. Ross, Simulationen zum EDDA-Experiment mit GISMO und MICRES, Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1994

[SCH95] F. Schwandt, Datenaufnahme und Datenanalyse im EDDA-Experiment, ISKP Bonn, 1995

[SCH96] V. Schwarz, LED-Monitorsystem für einen ortsauflösenden Detektor aus szintillierenden Fasern, Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1996

[WAE71] B.L. van der Waerden, Mathematische Statistik, Springer-Verlag, Heidelberg, 1971

[WIE91] W. Wiedmann, Der Nachweis minimalionisierender Teilchen mit szintillierenden Fasern, Diplomarbeit, Iskp Bonn, 1991

[WIE94] W. Wiedmann, Ein zylindrischer Detektor aus szintillierenden Fasern und erste Messungen zum EDDA-Experiment an COSY, Dissertation, ISKP Bonn, 1994

[ZIE93] R. Ziegler, Szintillierende Fasern und Photomultiplier für den EDDA-Detektor, Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1993

Danksagung

Ich möchte mich an an dieser Stelle bei allen bedanken, die mir bei der Entstehung meiner Diplomarbeit geholfen haben. Mein ausdrücklicher Dank gilt

den Institutsdirektoren Prof. Dr. W. von Witsch und Prof. Dr. C. Günther für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Strahlen- und Kernphysik durchführen zu können,

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

Prof. Dr. J. Bisplinghoff für sein großes Engagement für die EDDA-Kollaboration und ihre Mitglieder,

Dr. H. Rohdjess für hilfreiche Tips und Lösungsvorschläge,

R. Groß-Hardt für unentbehrliche Ratschläge bei der Benutzung der Simulation SIGI,

meinen Gruppenmitgliedern H.-P. Engelhardt, M. Jeske, U. Roß, V. Schwarz, E. Weise sowie R. Ziegler für zahlreiche Hilfen und die gute Atmosphäre innerhalb der Gruppe,

den Mitgliedern der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Bisplinghoff: M. Busch, R. Daniel, O. Diehl, T. Hüskes, M. Schulz-Rojahn und H.-J. Trelle für die freundschaftliche Zusammenarbeit,

sowie den Mitgliedern der „benachbarten“Arbeitsgruppen von Priv.-Doz. Dr. Eversheim und Prof. Dr. Jahn für ihr kollegiales, freundliches Verhalten und mancherlei kleine Hilfen.

Zu guter Letzt danke ich meiner Mutter herzlich für „Geld und gute Worte“.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbstständig verfaßt, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, den 12.12.1996

Stefan Thomas