Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Die elastische Proton-Proton-Streuung stellt eine der elementarsten Formen der Wechselwirkung zweier Nukleonen dar. Als solche ist sie grundlegend für ein tieferes Verständnis sowohl der allgemeinen Nukleon-Nukleon- als auch der Nukleon-Kern-Wechselwirkung.

Prinzipiell lassen sich Aussagen über die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung unmittelbar aus der fundamentalen Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik (QCD), ableiten. Sie ist eine in Analogie zur Quantenelektrodynamik (QED) formulierte Feldtheorie, bei der Quarks als Träger einer Farbladung durch den Austausch von Eichbosonen (Gluonen) miteinander wechselwirken. Im Gegensatz zur QED tragen in der QCD die Eichfelder selbst Farbladung. Dies führt zu den Phänomenen der "asymptotischen Freiheit" und des "Confinements": Während sich die Quarks bei sehr kurzen Distanzen praktisch frei bewegen können, wächst die Stärke der Wechselwirkung mit zunehmendem Abstand und verhindert so, daß Quarks als freie Teilchen beobachtet werden können. Ob und wie sich das Confinement in der theoretischen Beschreibung durch die QCD wiederfindet, ist eine derzeit noch nicht geklärte Frage. Quantitative Vorhersagen kann die QCD daher nur im Bereich sehr großer Impulsüberträge und damit kleiner Distanzen liefern, in dem die Quarks als quasifrei angesehen werden können. Darüber hinaus ist sie eher geeignet, qualitative Aussagen aus Symmetrieüberlegungen abzuleiten.

Theoretische Beschreibungen der hadronischen Wechselwirkung verwenden deshalb effektive Modelle, die das Confinement explizit als Annahme berücksichtigen. Gängige Modelle sind beispielsweise

1. Mesonenaustauschmodelle, welche die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung auf den Austausch von Mesonen zurückführen und daraus ein effektives Potential ableiten (z. B. Bonn-Potential, [Mac87]),

2. Bag-Modelle, welche die Quarks als quasifrei innerhalb eines gewissen Raumbereichs betrachten, den diese nicht verlassen können (z. B. MIT-Bag-Modell, [Cho74]),

3. relativistische und nichtrelativistische “Constituent Quark Modelle”.

Die Voraussagen der verschiedenen Modelle müssen letztlich an experimentellen Daten überprüft werden. Aufgrund des unterschiedlichen Zugangs von Theorie und Experiment lassen sich die Aussagen in der Regel nicht unmittelbar vergleichen, so daß eine geeignete Schnittstelle gefunden werden muß. Diese Rolle nimmt häufig eine *Streuphasenanalyse* (z. B. [Arn94]) ein. Von der Theorie ausgehend kann man aus einem angenommenen Wechselwirkungspotential über die Lösung der Lippmann-Schwinger-Gleichung die T-Matrix und aus dieser wiederum die Streuphasen ableiten. Experimentell ist es ein möglicher Weg, die Observablen (z. B. differentielle Wirkungsquerschnitte) durch Legendrepolynome zu approximieren; aus den Koeffizienten, die bei der Anpassung gefunden werden, kann man dann die Streuphasen extrahieren.

Die Qualität einer derartigen Streuphasenanalyse hängt entscheidend vom zugrundeliegenden experimentellen Datensatz ab. Dieser ist jedoch bereits für die vergleichsweise einfache Reaktion der elastischen Proton-Proton-Streuung trotz langjähriger Bemühungen nicht zufriedenstellend, wie Abb. 1.1 erkennen läßt. Dargestellt sind die weltweit vorliegenden Daten zum differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Proton-Streuung unter verschiedenen Streuwinkeln im Schwerpunktsystem der beiden Protonen. Die Datendichte oberhalb etwa 1 GeV kinetischer Energie ist gering, und die Ergebnisse aus verschiedenen Experimenten sind häufig inkonsistent. Ähnlich unbefriedigend stellt sich die experimentelle Situation für die Polarisationsobservablen dar (s. Abb. 1.2).

Sowohl im Rahmen des Constituent Quark- als auch eines modifizierten Bag-Modells wird die Existenz “exotischer” Resonanzen mit der Baryonenzahl B=2 vorausgesagt (siehe z. B. [Loc86] und die dort enthaltenen Referenzen). Die energetische Lage der Resonanzen differiert von Modell zu Modell, sie zeichnen sich aber immer durch kleine Resonanzbreiten ($\Gamma < 50$ MeV) mit Elastizitäten von $\Gamma_{\mathrm{el}}/\Gamma \approx 0.1$ aus.

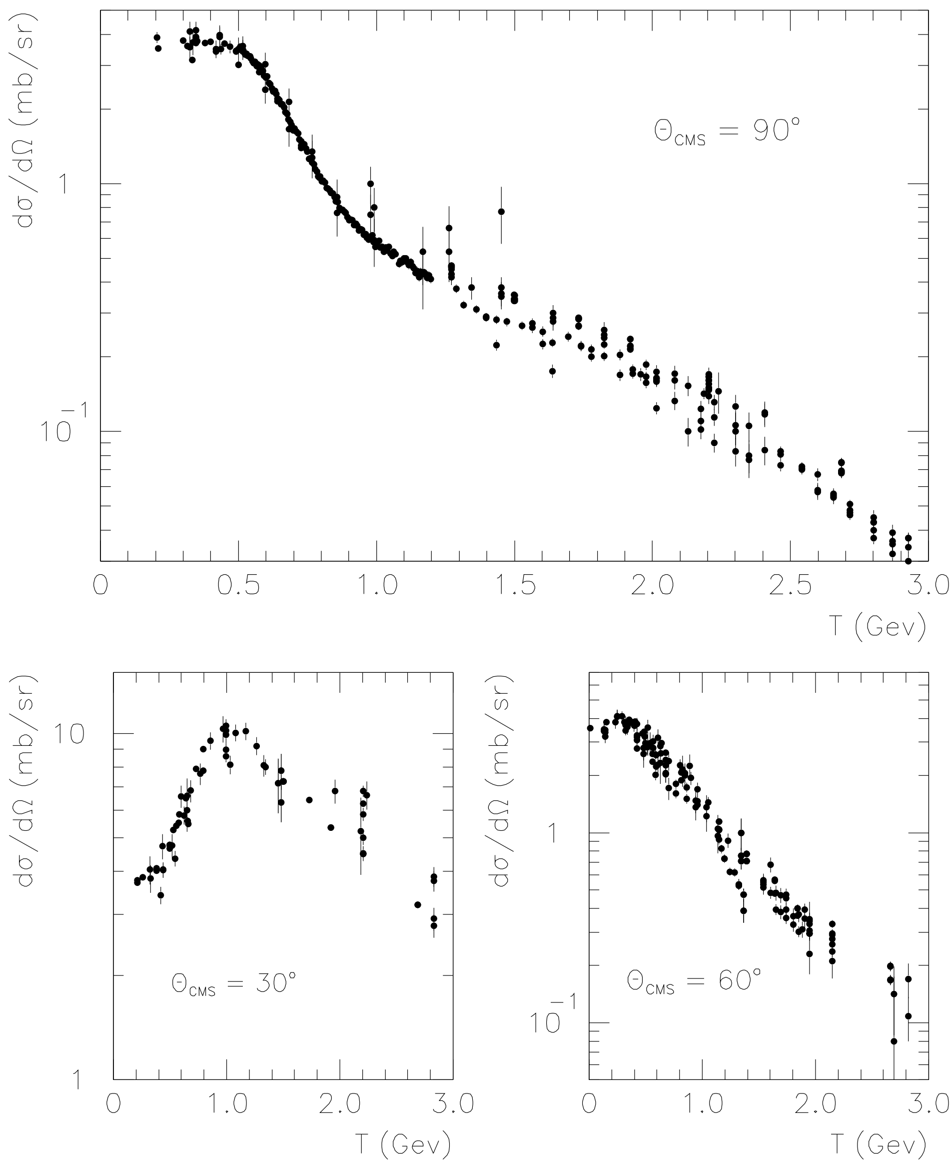

Abbildung 1.1: Weltdatensatz des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d\Omega$ im Energiebereich $T = 0.2 - 3.0$ GeV bei einem Streuwinkel $\Theta_{cms} = 90°$ (oben), $30°$ (unten links) bzw. $60°$ (unten rechts). (aus [Wie94])

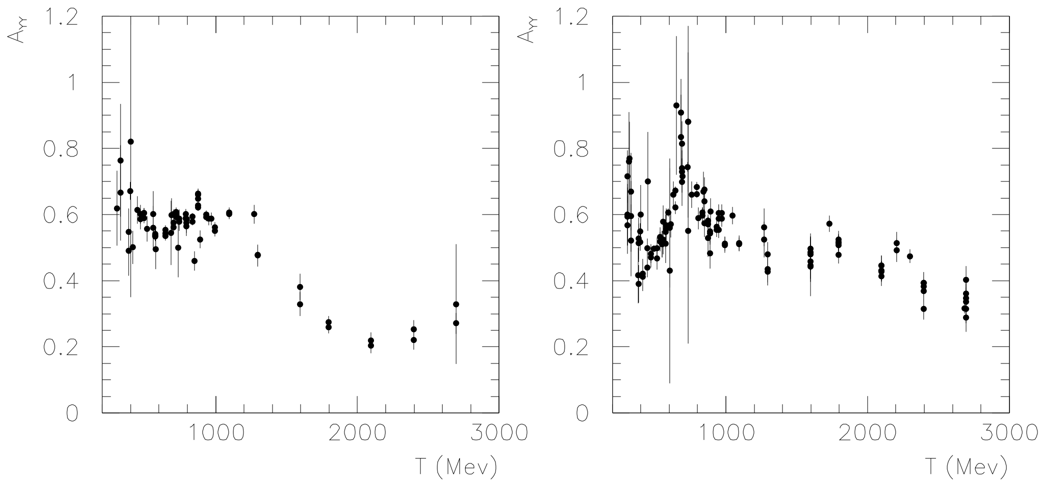

Abbildung 1.2: Weltdatensatz des Spinkorrelationsparameters A_{yy} (s. [Wie94]) im Energiebereich $T = 0.2 - 3.0$ GeV bei einem Streuwinkel $\Theta_{cms} = 90°$ (links) bzw. $60°$ (rechts). (aus [Wie94])

Zwar gibt es experimentelle Resultate [Bal94, Shi94], die eventuell als Hinweise auf die Existenz der dibaryonischen Zustände gedeutet werden können, zweifelsfrei geklärt ist dieses Problem jedoch aufgrund der unzureichenden Qualität und Dichte der experimentellen Daten derzeit nicht.

Das EDDA[1]-Experiment ist entwickelt worden, um die Datenlage der elastischen Proton-Proton-Streuung vor allem im Energiebereich über 1 GeV deutlich zu verbessern. Es kann damit eine solide Datengrundlage für Streuphasenanalysen und wichtige Beiträge zur Diskussion über die Existenz von Dibaryonen liefern. Die Observablen der elastischen Proton-Proton-Streuung (differentieller Wirkungsquerschnitt, Analysierstärke, Spinkorrelationsparameter) sollen dabei systematisch in Abhängigkeit des Streuwinkels und der kinetischen Energie der Projektile in einem Energiebereich von 0.5 – 2.5 GeV gemessen werden.

Das EDDA-Experiment ist ein internes Experiment am Beschleuniger COSY[2] des Forschungszentrums Jülich, d.h. es ist direkt in den Beschleunigerring integriert und nutzt für die Messung unmittelbar den zirkulierenden Protonenstrahl. Auf diese Weise stehen nicht gestreute Strahlteilchen nach einem Umlauf im Synchrotron erneut für eine Reaktion zur Verfügung, so daß man selbst mit extrem dünnen Targets eine hohe Luminosität erzie-

[1] **E**xcitation Function **D**ata Acquisition **D**esigned for **A**nalysis of Phase Shifts
[2] **CO**oler **SY**nchrotron

len kann. So ist beispielsweise der Einsatz eines Gastargets (realistische Meßzeiten vorausgesetzt) nur in Verbindung mit einem internen Experiment möglich. EDDA nutzt zusätzlich die automatische Energieerhöhung der Strahlprotonen während der Beschleunigungsphase von COSY. Diese Meßtechnik erlaubt es, mit jedem Zyklus eine vollständige Anregungsfunktion aufzunehmen, wenn auch mit geringer Statistik. Die statistischen Schwankungen lassen sich reduzieren, indem man die Meßdaten über viele Beschleunigungszyklen mittelt. Das Verfahren ist prinzipiell unempfindlich gegenüber Langzeitveränderungen und zufälligen Instabilitäten, etwa Schwankungen in Strahlposition oder -ausdehnung, und damit gut für Präzisionsexperimente geeignet. Die Energieauflösung ist theoretisch nur durch die Genauigkeit des Beschleunigers bestimmt. In der Realität bleibt die Statistik stets ein begrenzender Faktor; man ist daher gezwungen, die Energieintervalle größer als im Prinzip möglich zu wählen.

In der ersten Phase des EDDA-Experimentes wird die unpolarisierte Proton-Proton-Streuung untersucht. Als Target dient ein Polymerfädchen (Polypropylen, CH_2) [Mos94], dessen chemisch gebundener Wasserstoff das eigentliche Protonentarget darstellt. Um eine übermäßige Strahlaufweitung und somit den schnellen Strahlverlust zu verhindern, darf das Target nur wenige Mikrometer dick sein. Die unerwünschten Reaktionen der Strahlprotonen mit den Kohlenstoffkernen des Polypropylens können durch die Messung mit einem weiteren Fädchentarget aus reinem Kohlenstoff nachträglich korrigiert werden.

In einer zweiten Phase sollen darüber hinaus Polarisationsobservable gemessen werden. Das erfordert sowohl einen polarisierten Protonenstrahl in COSY als auch ein polarisiertes Target. Die Quelle für polarisierte Protonen ist fertiggestellt und befindet sich zur Zeit in der Testphase. Das polarisierte Atomstrahltarget ist in der Entwicklung und wird voraussichtlich Ende 1996 betriebsbereit sein.

1.2 Aufbau des EDDA-Detektors

Der EDDA-Detektor (Abb. 1.3) ist in seiner Gestalt und Funktionalität speziell für den Teilchennachweis bei elastischer Proton-Proton-Streuung ausgelegt. Dabei beschränkt er sich allein auf die Bestimmung der Streurichtungen der Ejektile; deren Impuls oder Energie wird *nicht* gemessen. Bei fester Strahlenergie ist die Reaktion vollständig durch die Richtung eines der beiden Steuteilchen bestimmt. Die Richtung des zweiten Teilchens sowie die

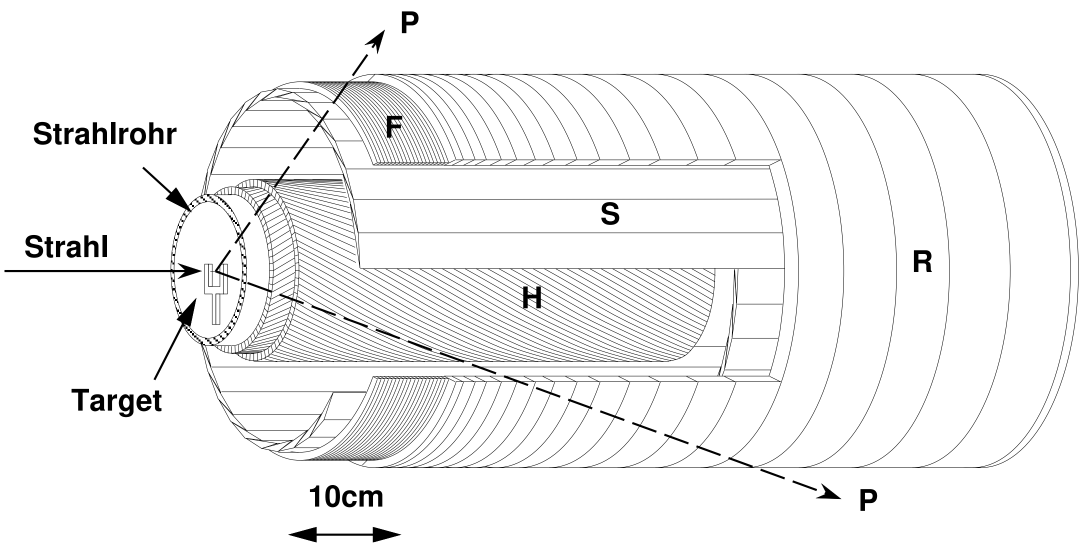

Abbildung 1.3: Schematische Darstellung des EDDA-Detektors. Man erkennt die aus Szintillatorstäben (S) und -ringen (R) bestehende äußere Detektorlage. Die Ringe zu extremen Rückwärtswinkeln im Schwerpunktsystem sind aus szintillierenden Fasern (F) gefertigt. Die innere Detektorlage (H) besteht ebenfalls aus szintillierenden Fasern, die gegensinnig helixartig gewickelt sind. (nach [Eis94])

kinetischen Energien beider Protonen können unmittelbar abgeleitet werden. Kennt man zusätzlich die Bewegungsrichtung des zweiten Streuteilchens, so ist man in der Lage zu entscheiden, ob es sich aufgrund der Kinematik bei der beobachteten Reaktion um eine elastische Proton-Proton-Streuung handeln kann.

Der maximale kinematisch mögliche Streuwinkel beträgt bei elastischer Proton-Proton-Streuung 90° im Laborsystem. Der Detektor ist daher strahlabwärts hinter dem Target angebracht. Er setzt sich in seiner endgültigen Form aus zwei zylindrischen Lagen von Plastikszintillatoren zusammen, die konzentrisch zur Strahlachse angeordnet sind. Die äußere Detektorlage besteht aus 32 stabförmigen Szintillatoren mit dreieckigem und 29 Paaren halbringförmiger Szintillatoren mit rechteckigem Querschnitt. Sie dient zur Bestimmung des Polar- und Azimutwinkels der Teilchenspuren. Die innere Lage setzt sich aus vier Lagen helixartig gewundener, 2.5 mm dicker szintillierender Fasern zusammen; der Drehsinn der Helizes alterniert dabei von Lage zu Lage. Mit ihrer Hilfe ist es möglich, den Wechselwirkungspunkt (*Vertex*) zu rekonstruieren, was in der zweiten Phase des Experimentes, der polarisierten Messung, wichtig wird.

Die Stäbe [Bol92] haben eine Länge von etwa 1 m und sind parallel zur Strahlachse in einem radialen Abstand von 16 cm angebracht. Sie werden an beiden Enden von Photomultipliern des Typs *Hamamatsu R 1355* ausgelesen. Die Stablage ermöglicht eine Rekonstruktion des Azimutwinkels der Ejektile; durch die zylindrische Gestalt des Detektors ist der volle Winkelbereich von 360° zugänglich. Die Granularität der Elemente allein liefert eine Auflösung von 11.25°.

Nach außen hin schließt sich die Ringlage des EDDA-Detektors an [Wol92]. Die einzelnen Ringsegmente sind in Form zweier Halbringe realisiert, die einseitig oben (bei Blick in Strahlrichtung linker Halbring) bzw. unten (rechter Halbring) durch Photomultiplier des Typs *Hamamatsu R 1450* ausgelesen werden. Die Ringlage erlaubt die Bestimmung des Polarwinkels der gestreuten Teilchen. Der abgedeckte Bereich von $10° - 72°$ wird zu kleinen Streuwinkeln durch die Länge des Detektors, zu großen Streuwinkeln durch die Targetvorrichtung begrenzt. Die Auflösung aufgrund der Breite der Detektorkomponenten beträgt ca. 5° im Schwerpunktsystem der beiden Protonen.

Die Geometrie des Detektors erlaubt es, die Auflösung sowohl des Polar- als auch des Azimutwinkels erheblich zu steigern. Dabei kommt das Prinzip der *Amplitudenteilung*[3] zum Tragen: Überlappende Szintillatorquerschnitte bewirken, daß das Proton beim Passieren des Detektors mehrere benachbarte Ring- bzw. Stabelemente durchquert (Abb. 1.4). Für ein hinreichend energetisches Ejektil verhalten sich die Energieverluste in den Szintillatoren wie die Längen der Wegstrecken, die das Teilchen in der jeweiligen Komponente zurücklegt. Das wiederum äußert sich in unterschiedlicher Lichtausbeute und damit unterschiedlicher Signalhöhe in den benachbarten Szintillatoren. Aus dem Verhältnis der Signale läßt sich so auf den Durchgangsort des Teilchens zurückschließen. Testmessungen mit Elektronen einer Energie von 3 GeV haben gezeigt [Bis93], daß die Winkelauflösung durch dieses Verfahren auf etwa 1.5° für Polar- und Azimutwinkel gesteigert werden kann.

Damit bei der Ringlage gewährleistet werden kann, daß jedes vom Target ausgehende Proton mindestens zwei benachbarte Ringe trifft, müssen die Segmente von kleinen zu großen Streuwinkeln hin schmaler werden. Unter extremen Rückwärtswinkeln im Schwerpunktsystem, das heißt in unmittelbarer Targetnähe, ergäben sich fertigungstechnische Schwierigkeiten, wollte man diese Ringe ebenfalls als massive Szintillatoren gestalten. Die ersten neun Ringe sind daher aus szintillierenden Fasern hergestellt, die einzeln

[3] Die Bezeichnung ist mißverständlich. Tatsächlich findet keine "Teilung der Amplitude" statt, sondern vielmehr ein Vergleich der Signale benachbarter Szintillatorkomponenten.

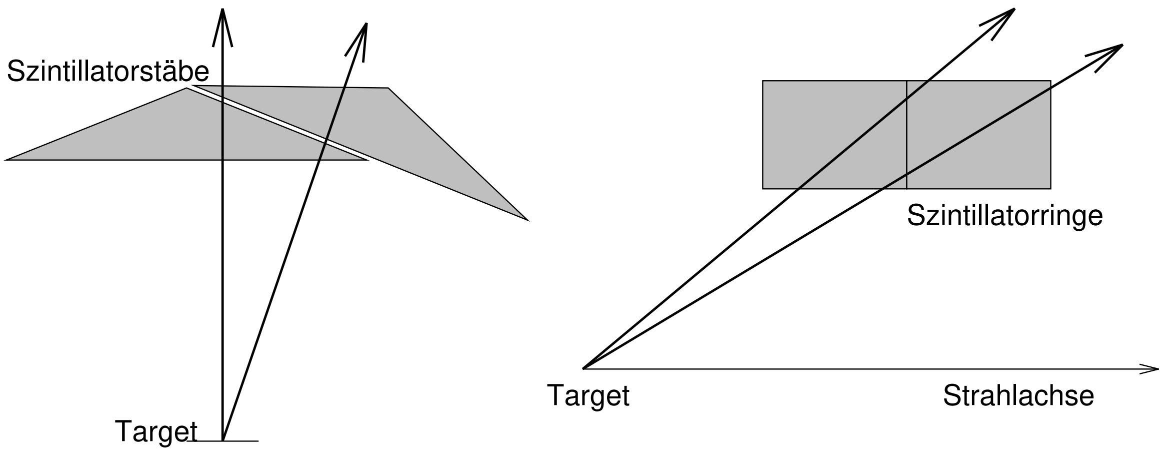

Abbildung 1.4: Prinzip der Amplitudenteilung zur Erhöhung der Winkelauflösung der Stab- bzw. Ringlage. Überlappende Szintillatorquerschnitte führen zu einem Ansprechen stets mehrerer benachbarter Detektorelemente beim Durchgang eines Teilchens. Die Signalamplitude ist der Wegstrecke in den durchquerten Szintillatoren proportional. (aus [Schwa95])

ausgelesen und in der Elektronik zu logischen Ringeinheiten zusammengefaßt werden [Wel95].

Die Identifikation elastischer Proton-Proton-Ereignisse in der großen Zahl aller möglichen Reaktionen nutzt die kinematische Signatur der Reaktion. Der Trigger [Schwa91] fordert zunächst die Koplanarität der gestreuten Teilchen mit der Strahlachse (koplanarer Trigger). Die Polarwinkel der beiden Ejektile sind darüber hinaus abhängig von der kinetischen Energie T der Strahlprotonen miteinander korreliert. Es gilt: $\tan\theta_1 \times \tan\theta_2 = \gamma^{-2}$, wobei $\gamma = \sqrt{1 + T/(2m_{Proton})}$ der relativistische Lorentzfaktor ist. Der Trigger verwendet diese Beziehung, um aus den getroffenen Ringen der vorderen Detektorhälfte unter Annahme elastischer Proton-Proton-Ereignisse eine Voraussage auf mögliche getroffene Ringsegmente der hinteren Hälfte abzuleiten. Nur wenn mindestens einer dieser Ringe tatsächlich ein Signal zeigt, gilt das Ereignis als Kandidat für eine elastische Proton-Proton-Reaktion (kinematischer Trigger).

Die Messung der relativen Luminosität erfolgt in der ersten Phase des Experimentes durch zwei unabhängige Verfahren, die beide die elastische Streuung der Protonen an den Hüllenelektronen der Targetatome nutzen. Die entstehenden hochenergetischen δ-Elektronen, die mit bekanntem Wirkungsquerschnitt erzeugt werden, können in Halbleiterzählern ("PIN-Dioden") nachgewiesen werden [Schei94, Hei95]. Diese sind direkt in das Strahlrohr des

Beschleunigers eingelassen. Das CH_2-Fädchen ist mit Aluminium bedampft und leitend mit der geerdeten Targethalterung verbunden. Der abfließende Strom aufgrund der ausgelösten Hüllenelektronen kann mittels eines schnellen, hochempfindlichen Amperemeters gemessen werden und dient ebenfalls als Grundlage zur Berechnung der Luminosität [Schei94]. Eine absolute Normierung der Daten läßt sich erzielen, indem man die gemessenen Wirkungsquerschnitte bei einer festen Energie mit existiertenden Daten in Übereinstimmung bringt. Dabei sollen die Ergebnisse von Messungen am Linearbeschleuniger LAMPF [Sim93] als Referenz dienen.

In der ersten Phase des EDDA-Experimentes ist der Wechselwirkungspunkt der Strahlprotonen mit den Targetteilchen aufgrund der geringen Abmessungen des Fädchens und der hohen Strahlqualität des Beschleunigers hinreichend gut bestimmt. In der zweiten Phase kommt ein Atomstrahltarget zum Einsatz, das eine deutlich größere Ausdehnung aufweist (einige cm). Es wird dann erforderlich, zusätzlich zum Auftreffort auf die äußere Detektorlage mit Hilfe der inneren Lage auch den Wechselwirkungspunkt selbst zu ermitteln. Die innere Lage befindet sich zur Zeit unmittelbar vor der Fertigstellung. Ihr Einbau ist für das erste Quartal 1996 geplant.

1.3 Thema

Thema dieser Arbeit ist die Rekonstruktion des Azimutwinkels und des Wechselwirkungspunktes mit Hilfe der äußeren Lage des EDDA-Detektors. Die Winkelbestimmung beruht auf dem Prinzip der Amplitudenteilung. Dabei konnte auf Verfahren, die sich in der Rekonstruktion des Polarwinkels bewährt hatten, in abgewandelter Form zurückgegriffen werden.

Kapitel 2 beschreibt die zur Winkelrekonstruktion erforderlichen physikalischen und geometrischen Grundlagen.
Kapitel 3 befaßt sich mit der Bestimmung des Energieverlustes eines Protons in der Stablage aus den gemessenen Daten.
Kapitel 4 zeigt, wie man aus den in Kapitel 3 gewonnenen Erkenntnissen auf den Azimutwinkel der Teilchen zurückrechnen kann.
Kapitel 5 erläutert zwei Methoden zur Rekonstruktion der horizontalen Vertexposition. Eine davon greift unmittelbar auf den Algorithmus zur Bestimmung des Azimutwinkels zurück.
In **Kapitel 6** wird schließlich eine kurze Zusammenfassung gegeben.

Kapitel 2

Grundlagen der Azimutwinkel-Rekonstruktion

Zur Untersuchung der elastischen Proton-Proton-Streuung ist es notwendig, diese Ereignisse im Untergrund aus inelastischen Proton-Proton- sowie Proton-Kohlenstoff-Reaktionen zu identifizieren. Der EDDA-Detektor beschränkt sich in seiner Konzeption auf den Nachweis der Richtungen aller Teilchen im Ausgangkanal. Die Rekonstruktion von Polarwinkel θ und Azimutwinkel φ aus den Signalen der Szintillatorkomponenten ist daher die zentrale Aufgabe einer Datenanalyse.

In der ersten Phase des EDDA-Experimentes wird die unpolarisierte elastische Proton-Proton-Streuung untersucht. Da die Spins der Projektile und der Targetkerne gleichmäßig verteilt sind, ist die einzige ausgezeichnete Richtung die Strahlrichtung. Das System weist daher eine Symmetrie gegenüber Drehungen um die Strahlachse auf, die sich in einer Unabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts vom Azimutwinkel φ widerspiegelt. Bei fester Projektilenergie ist der Wirkungsquerschnitt somit einzig eine Funktion des Polar- oder Streuwinkels θ, unter dem die Protonen gestreut werden. Für die Entwicklung eines Rekonstruktionsalgorithmus ist dieser Umstand von Vorteil: Durch die Unabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Winkel φ muß die Verteilung des Azimutwinkels, also die Zahl der registrierten Ereignisse in Abhängigkeit von φ, konstant sein. Die Güte der Rekonstruktion läßt sich daran leicht überprüfen.

In der zweiten Phase des Experimentes, bei der sowohl ein polarisierter Strahl als auch ein polarisiertes Target verwendet wird, erhält die Azimutwinkel-Rekonstruktion eine unmittelbare physikalische Relevanz. Die Spins von Strahl und Target sind in einer Vorzugsrichtung orientiert und zeichnen so

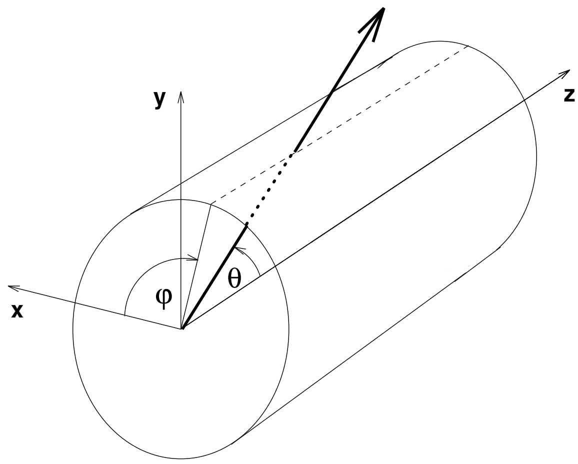

Abbildung 2.1: Lage der Achsen und Winkel im EDDA-Koordinatensystem. Ursprung des Koordinatensystems ist die Sollposition des Wechselwirkungspunktes, die z-Achse zeigt in Strahlrichtung.

eine weitere Raumrichtung (senkrecht zur Strahlachse) aus. Dadurch geht die Symmetrie der Wechselwirkung verloren, und die Observablen werden abhängig vom Azimutwinkel φ.

2.1 Das EDDA-Koordinatensystem

Um eine einheitliche Beschreibung der Geometrie zu gewährleisten, ist die Angabe eines für alle Darstellungen verbindlichen Koordinatensystems erforderlich. In der EDDA-Kollaboration hat sich folgende Konvention etabliert (s. Abb. 2.1): Der Ursprung des rechtshändigen (Orthogonal-)Systems befindet sich am Schnittpunkt der idealen Strahlachse mit dem Fädchentarget. Die z-Achse zeigt in Strahlrichtung, die y-Achse nach oben. Die Richtung der x-Achse ist damit festgelegt; sie zeigt bei Blick in Strahlrichtung (strahlabwärts oder "downstream") nach links.

Polar- und Azimutwinkel sind analog zu den in der Mathematik üblichen Kugelkoordinaten definiert. Der Polarwinkel θ beschreibt den Winkel zwischen der Teilchenspur und der z-Achse, der Azimutwinkel φ den Winkel zwischen der x-Achse und der Projektion der Teilchenspur in die x-y-Ebene. Der Winkel φ nimmt Werte zwischen $0°$ und $360°$ an; die Orientierung ist, üblicher

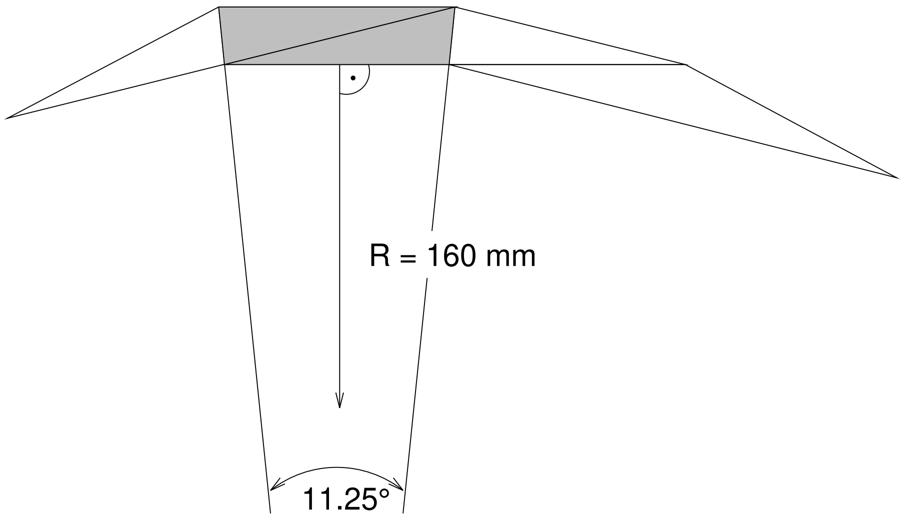

Abbildung 2.2: Prinzipielle Anordnung der Stäbe im EDDA-Detektor in Strahlrichtung gesehen. Eine Elementarzelle (s. Text) ist grau unterlegt.

Konvention folgend, derart, daß die y-Achse selbst in Richtung $\varphi = 90°$ zeigt. Bei Blick *in* Strahlrichtung wird demnach φ im Uhrzeigersinn gemessen.

Die Stäbe und Halbringe der äußeren Lage des EDDA-Detektors (Abb. 1.3) sind im Hinblick auf eine eindeutige Kennzeichnung numeriert. Der oberste Stab trägt die Nummer 1; alle weiteren Stäbe sind, blickt man vom Wechselwirkungspunkt aus auf den Detektor, im Uhrzeigersinn fortlaufend bis 32 bezeichnet. Ebenso tragen die rechten und linken Halbringe Nummern von 1 bis 29; die Halbringe mit der Nummer 1 haben die geringste Entfernung zum Wechselwirkungspunkt, während die Halbringe Nr. 29 am weitesten strahlabwärts montiert sind.

2.2 Die Geometrie der Stablage

Die Stablage besteht aus 32 ca. 95 cm langen flachen Szintillatorstäben, deren Querschnitt ein gleichschenkliges Dreieck bildet. Die Stäbe sind gemäß Abb. 2.2 angeordnet, so daß sich insgesamt eine zylinderförmige Geometrie ergibt [Bol92]. Der innere Radius der Stablage beträgt 160 mm.

Die Stablage ist so konstruiert, daß jedes vom Target ausgehende Teilchen beim Durchqueren des Detektors auf zwei Stäbe trifft. Die logischen Einheiten für die φ-Rekonstruktion bilden daher nicht die Stäbe selbst, sondern die Bereiche, die von zwei benachbarten Stäben überdeckt werden — die sogenannten Elementarzellen. Zur Illustration ist in Abb. 2.2 eine Elementarzelle grau unterlegt. Entsprechend den 32 Stäben gibt es 32 Elementarzellen[1], von denen jede im Azimutwinkel einen Bereich von $360°/32 = 11.25°$ überdeckt. Die azimutale Auflösung alleine aus der digitalen Information, welche Elementarzelle getroffen wurde, beträgt daher 11.25°.

Die realen Verhältnisse sind etwas komplizierter, als in Abb. 2.2 angedeutet. Die mechanische Bearbeitung des Szintillatormaterials läßt extreme spitze Winkel, wie sie an beiden Seiten der Stäbe vorkommen, nicht zu. Die Kanten würden vielmehr brechen oder durch die Hitzeentwicklung beim Fräsen schmelzen. Auch aus physikalischer Sicht ist die spitzwinklige Form des Stabquerschnitts nicht wünschenswert: Die Protonen sollten auch an den Rändern der Stäbe so viel Licht erzeugen, daß das Signal oberhalb der Schwelle des ADC's[2] liegt. Die Stäbe sind daher mit einem rechteckigen "Sockel" der Dicke 0.6 mm versehen.
Es ist außerdem notwendig, die Szintillatoren durch eine lichtdichte Verpackung vor von außen einfallendem Raumlicht sowie vor Übersprechen benachbarter Szintillatorstreifen zu schützen. Um nun zwischen je zwei Stäben ausreichend Platz für Sockel und Verpackung zu schaffen, wird jeder Stab leicht um einen Winkel von etwa 1.6° um seine linke Kante (Punkt P in Abb. 2.3) gedreht, so daß zwischen benachbarten Stäben ein 0.9 mm breiter Spalt entsteht. Abzüglich der 0.6 mm für den Sockel verbleibt ein 0.3 mm breiter Zwischenraum für die Verpackung der Szintillatoren.

Abbildung 2.3 zeigt diese für reale Verhältnisse modifizierte Anordnung.
Die genauen Maße der Stäbe können Anhang A entnommen werden. Eine detaillierte Beschreibung der dem Design zugrundeliegenden Überlegungen sowie der Herleitung der Abmessungen aus den geforderten Randbedingungen findet man bei [Wol95].

2.3 Das Prinzip der Amplitudenteilung

Die Kenntnis der getroffenen Elementarzelle liefert eine erste Abschätzung des Azimutwinkels, unter dem das Teilchen gestreut wurde. Die Auflösung

[1]Wie die Stäbe sind auch die Elementarzellen im Uhrzeigersinn von 1 bis 32 numeriert. Die erste Elementarzelle wird von den Stäben 1 und 2 gebildet.

[2]Ein **A**nalog to **D**igital **C**onverter wandelt ein analoges in ein digitales Signal um. Der hier verwendete ADC (LeCroy 4300) unterstützt Nullenunterdrückung.

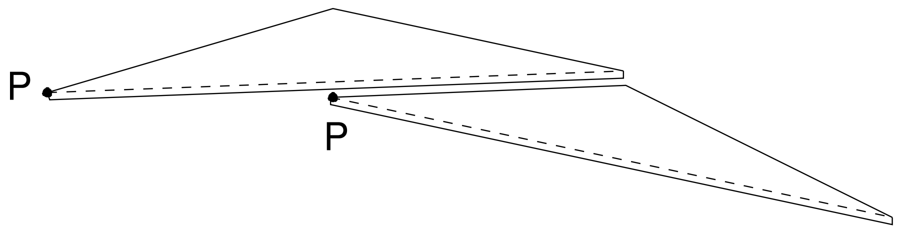

Abbildung 2.3: Realisierung der Stablage im EDDA-Detektor. Gegenüber Abb. 2.2 sind die Stäbe um einen Winkel von ca. 1.6° *gegen den Uhrzeigersinn um Punkt P gedreht. Zusätzlich ist jeder Stab mit einem rechteckigen "Sockel" von 0.6 mm Dicke versehen.*

ist durch die Breite einer Elementarzelle bestimmt und beträgt 11.25°. Da die Differenz der Azimutwinkel aber eine deutliche Kennzeichnung elastischer Proton-Proton-Reaktionen liefert und somit zur Unterdrückung der unerwünschten "Untergrund"-Ereignisse beitragen kann, ist die auf diese Weise erreichbare Genauigkeit nicht zufriedenstellend. Zur Verbesserung der Auflösung läßt sich die besondere Geometrie der Szintillatorstäbe ausnutzen. Abhängig vom φ-Winkel durchquert ein Proton unterschiedliche Weglängen in den benachbarten Stäben und deponiert daher beim Durchgang unterschiedlich viel Energie. Der Zusammenhang läßt sich umkehren: Die Differenz zwischen der deponierten Energie in beiden Stäben läßt eine Schlußfolgerung auf den Azimutwinkel des Teilchens zu.

Abb. 2.4 zeigt die Verhältnisse beim Durchgang eines Protons durch eine Elementarzelle. Die in Stab A bzw. Stab B zurückgelegten Weglängen sind mit a bzw. b bezeichnet. Die Richtung der vom Vertex ausgehenden Teilchenspur wird durch den Winkel $\hat{\varphi}$ relativ zur Mitte der Elementarzelle beschrieben. Auch hier gilt bei Blick in Strahlrichtung der Uhrzeigersinn als positive φ-Richtung. Der Azimutwinkel φ, von der x-Achse des EDDA-Koordinatensystems aus gemessen, ergibt sich dann aus der Summe des Winkels φ_{EZ} der Mitte der beteiligten Elementarzelle und $\hat{\varphi}$:

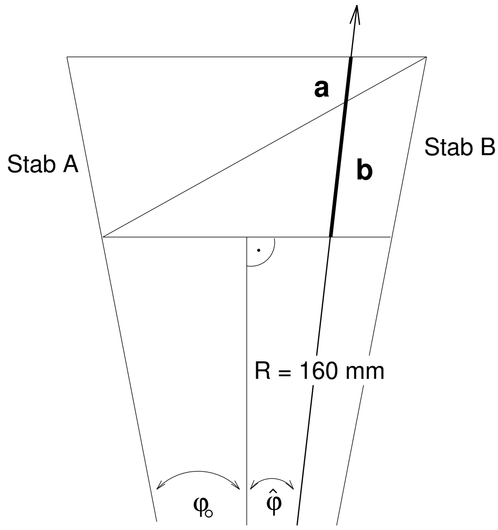

Abbildung 2.4: Durchgang eines Teilchens durch eine Elementarzelle unter einem Winkel $\hat{\varphi}$ relativ zur Mitte der Elementarzelle. Die Elementarzelle überdeckt den $\hat{\varphi}$-Bereich von $-\varphi_0$ bis φ_0 mit $\varphi_0 = 5.625°$. Der Radius des der Stablage einbeschriebenen Inkreises beträgt $R = 160\,mm$.

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi_{EZ} + \hat{\varphi} \\ \varphi &= \varphi_1 + (n_{EZ} - 1) \times 11.25° + \hat{\varphi} \end{aligned}$$

mit φ_{EZ} Azimutwinkel der Mitte der getroffenen Elementarzelle (von der x-Achse aus gemessen)

φ_1 Azimutwinkel der Mitte der ersten Elementarzelle $= 102.886°$

und n_{EZ} Nummer der getroffenen Elementarzelle

Aus den Weglängen a und b in den Stäben läßt sich eine dimensionslose Größe Q definieren:

$$\boxed{Q := \frac{b-a}{b+a}} \tag{2.1}$$

Es besteht ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem Winkel $\hat{\varphi}$ innerhalb einer Elementarzelle und der Größe Q, der sich mit Hilfe fundamentaler Geometrie berechnen läßt. In Anhang A wird gezeigt, daß gilt:

$$Q(\hat{\varphi}) = \frac{(2R+r)\tan\hat{\varphi} - r\tan\varphi_0 + \Delta b(\hat{\varphi}) - \Delta a(\hat{\varphi})}{(2R+r)\tan\varphi_0 - r\tan\hat{\varphi} + \Delta b(\hat{\varphi}) + \Delta a(\hat{\varphi})} \tag{2.2}$$

mit	R	Radius des der Stablage einbeschriebenen Inkreises $= 160$ mm
	r	Höhe einer Elementarzelle $= 8.32$ mm
	φ_0	halber Öffnungswinkel einer Elementarzelle $= 5.625°$
	Δa bzw. Δb	Weglängen in den Sockeln von Stab A bzw. Stab B als Funktion von φ

Der Sockel und die Drehung der Stäbe sind in dieser Formel bereits berücksichtigt.

Für eine Winkelrekonstruktion wird allerdings die umgekehrte Relation, also die Abhängigkeit $\hat{\varphi}(Q)$ benötigt. Es ist nicht möglich, die Umkehrfunktion von (2.2) analytisch zu beschreiben; es ist daher notwendig, eine geeignete Näherung vorzunehmen (s. Anhang A). Mit dieser Näherung ergibt sich:

$$\boxed{\hat{\varphi} = \arctan(Q \cdot \tan\varphi_0 \cdot \frac{1+\kappa/Q+\xi}{1+\kappa Q})} \tag{2.3}$$

$$\text{mit} \quad \kappa \approx 0.025 \quad \text{und} \quad \xi \approx 0.187$$

2.4 Test der Rekonstruktionsformel

Bevor das Verfahren zur φ-Bestimmung an experimentellen Daten getestet wird, sollte man eine Vorstellung von der Genauigkeit der Rekonstruktionsformel gewinnen. In Anhang A wird erläutert, daß der 0.6 mm dicke Sockel der Szintillatorstäbe eine Darstellung der Rekonstruktionsformel in geschlossener Form verhindert. Der Fehler, der aufgrund der erforderlichen Näherungen entsteht, muß abgeschätzt werden. Dazu wird im gesamten Winkelbereich einer Elementarzelle ($-5.625° \leq \varphi \leq 5.625°$) aus dem Winkel φ das

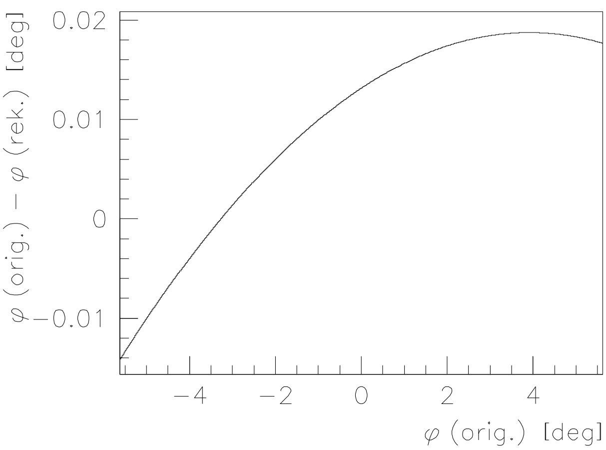

Abbildung 2.5: Differenz von ursprünglichem Winkel φ(orig.) und rekonstruiertem Winkel φ(rek.) als Funktion des ursprünglichen Winkels über den Bereich einer Elementarzelle.

Weglängenverhältnis Q errechnet. Dieser Schritt ist analytisch möglich und erfordert keine Näherungen. Aus der Größe Q kann man dann über Gl. (2.3) auf den Azimutwinkel zurückschließen. Abb. 2.5 zeigt die Differenz von ursprünglichem und rekonstruiertem Winkel als Funktion des ursprünglichen Winkels. Die Abweichung des rekonstruierten Winkels vom tatsächlichen φ aufgrund der Rekonstruktionsformel beträgt weniger als 0.02°; dies ist im Vergleich zur angestrebten Auflösung von 1.5° klein.

Kapitel 3

Rekonstruktion des Energieverlustes

3.1 Definition des Gainfaktors

Im vorigen Kapitel wurde der Zusammenhang zwischen den Weglängen a und b, die ein Teilchen in benachbarten Stäben zurücklegt (s. Abb. 2.4), und seinem Azimutwinkel φ aufgezeigt. Für eine Rekonstruktion von φ genügt es somit, die Strecken a und b für jedes Proton zu bestimmen. Die Weglängen sind allerdings keine primären Informationen, liegen also nicht unmittelbar in Form von Meßdaten vor. Vielmehr müssen auch diese Größen selbst zunächst rekonstruiert und so zugänglich gemacht werden.

Durchquert ein Teilchen ein Stück szintillierenden Materials, so erzeugt es Lichtblitze; diese gelangen durch den Szintillator über Lichtleiter auf eine Photokathode und lösen dort Elektronen aus, die mittels eines Sekundärelektronen-Vervielfachers vervielfacht werden. Das primär gewonnene Signal ist demnach die Anzahl der Elektronen am Ausgang des Photomultipliers, deren Ladung durch einen ADC in eine digitale Information umgewandelt wird.

Die Aufgabe besteht nun darin, das ADC-Signal P als gemessene Größe mit dem Energieverlust ΔE zu verknüpfen, den das Teilchen beim Durchgang durch den Stab erfahren hat. Es liegt nahe, einen Faktor G einzuführen, der diese Verbindung herstellt:

$$\boxed{P =: G \cdot \Delta E} \tag{3.1}$$

$$[\,G\,] = \frac{\text{ADC-Kanäle}}{\text{MeV}}$$

Dieser Faktor wird *Gainfaktor*[1] genannt.

Nach seiner Definition faßt der Gainfaktor alle Effekte auf dem Weg von der Entstehung des Lichtes im Szintillator bis zum Ladungspuls am Ausgang des Photomultipliers zusammen. Er hängt daher ab von

- der "Lichtausbeute"; sie beinhaltet die Effizienz der Umwandlung von deponierter kinetischer Energie der Teilchen in Szintillationslicht und den Anteil des Lichtes, der letztlich das Ende des Szintillatorstabes erreicht.

- der Lichtabschwächung bei der Ausbreitung des Lichtes im Szintillator; die Abschwächungslänge der Szintillatoren ist hier die charakteristische Größe [Ack93], die durch die Eigenschaften des Materials, die Geometrie und vor allem durch die Oberflächenbeschaffenheit der Stäbe gegeben ist.

- der Lichtauskopplung an den Übergängen vom Szintillator zum Lichtleiter und vom Lichtleiter zum Fenster des Photomultipliers sowie dem Lichttransport innerhalb des Lichtleiters.

- dem Verstärkungsverhalten des Photomultipliers; es wird bestimmt durch die Quanteneffizienz der Photokathode sowie der Verstärkung des Sekundärelektronenvervielfachers.

Es ist unmittelbar klar, daß die Gainfaktoren für jeden Stab und für jede Auslese bestimmt werden müssen. Sie sind keine Konstanten, sondern zeigen wegen des Einflusses der Lichtdämpfung im Szintillator eine im wesentlichen exponentielle Abhängigkeit von der z-Koordinate des Durchstoßpunktes.

Nichtlinear verstärkende Photomultiplier äußern sich in einer Abhängigkeit der Gainfaktoren von der Größe der im Stab deponierten Energie, letzlich also von der kinetischen Energie der gestreuten Teilchen, die mit dem Strahlimpuls kinematisch korreliert ist. Da sich dieser im Verlauf einer Beschleunigungsrampe stetig vergrößert, wäre man gezwungen, die Gainfaktoren jedes

[1] Die Bezeichnung ist etwas irreführend. Man sollte den Gainfaktor nach obiger Definition nicht vewechseln mit der Verstärkung der Photomultiplier, die häufig ebenfalls als "Gain" bezeichnet wird. Die Verstärkung geht zwar in den Gainfaktor ein, er beinhaltet darüber hinaus aber zusätzliche Effekte (s. Text).

Stabes und jeder Auslese in verschiedenen z-Abschnitten *bei jeder Strahlenergie* zu bestimmen. Experimentell gibt es jedoch keine Hinweise auf Nichtlinearitäten der Photomultiplier. Da diese als einzige Elemente auf dem Weg von der Entstehung des Lichtes bis zum registrierten Ladungspuls sensitiv auf die im Stab deponierte Energie bzw. die Zahl der Lichtquanten sein könnten, ist es gerechtfertigt, eine Unabhängigkeit der Gainfaktoren von der Strahlenergie anzunehmen.

Aufgrund der Geometrie der Stäbe und des komplizierten Mechanismus der Lichtauskopplung ist es denkbar, daß das Szintillationslicht auf dem Weg zum Photomultiplier abhängig vom Ort seiner Erzeugung innerhalb des Stabquerschnitts unterschiedlich viele Reflexionen erleidet. Die Gainfaktoren können demnach möglicherweise an den Rändern der Stäbe einen anderen Wert annehmen als in der Nähe des Firstes. Testmessungen [Bol92], die an den Stäben vorgenommen wurden, zeigen ein solches Verhalten jedoch nicht. Für die weiteren Untersuchungen wird deshalb vorausgesetzt, daß die Gainfaktoren keine derartige azimutale Abhängigkeit aufweisen.

Die Gainfaktoren gestatten es, in der Datenanalyse von den registrierten ADC-Signalen auf die im Stab deponierte Energie ΔE zurückzuschließen. Diese wiederum läßt sich mittels der Bethe-Bloch-Formel (s. Anhang B, Gleichung (B.1)) in die im Stab zurückgelegte Wegstrecke Δx umrechnen. Der Zusammenhang ergibt sich formal durch Integration von (B.1). Wenn die kinetische Energie des Protons jedoch so groß ist, daß sich der Energieverlust im Material demgegenüber vernachlässigen läßt, so ändert sich die Teilchengeschwindigkeit beim Durchgang durch den Szintillator praktisch nicht, und der differentielle Energieverlust ist längs der Wegstrecke konstant. Unter dieser Voraussetzung darf man schreiben:

$$\Delta E = \int_0^{\Delta x} \frac{dE}{dx}\, dx \approx \frac{dE}{dx} \cdot \Delta x$$

Mit (3.1) folgt:

$$P = G \cdot \frac{dE}{dx} \Delta x \tag{3.2}$$

Man ist so in der Lage, die für die Rekonstruktion des Azimutwinkels einer Teilchenspur erforderliche Größe Q direkt aus den Daten, d. h. aus den ADC-Signalen, zu ermitteln. Durch Einsetzen von (3.2) in (2.1) erhält man nach leichter Umformung:

$$\boxed{Q = \frac{P_B \cdot G_A - P_A \cdot G_B}{P_B \cdot G_A + P_A \cdot G_B}} \tag{3.3}$$

Mit dieser Beziehung, der Rekonstruktionsformel (2.3) und der Kenntnis aller Gainfaktoren verfügt man über die notwendigen Hilfsmittel, um φ für jedes Proton-Proton-Ereignis berechnen zu können. Die Anwendung auf Daten aus der unpolarisierten Messung wird die Güte der Rekonstruktion zeigen müssen. Erkennt man eine signifikante Abweichung von der theoretisch erwarteten konstanten φ-Verteilung, so müssen die verwendeten Annahmen und somit der Algorithmus selbst auf Gültigkeit hin untersucht werden.

3.2 Bestimmung der Gainfaktoren

Die Gainfaktoren hängen empfindlich von den Eigenschaften der verwendeten Bauteile ab. Daher ist es unmöglich, sie rein rechnerisch durch Modellannahmen zu bestimmen. Aufgabe einer Datenanalyse muß es vielmehr sein, eine Methode zu finden, um die Gainfaktoren direkt aus den experimentellen Daten zu ermitteln. Man geht dazu unmittelbar auf die Definition der Faktoren nach (3.1) zurück. Wenn man eine Klasse von Ereignissen findet, bei denen sowohl der differentielle Energieverlust nach Bethe-Bloch als auch die im jeweiligen Stab zurückgelegte Wegstrecke für mindestens eines der beteiligten Teilchen bekannt ist, dann kann man die Gainfaktoren durch Umkehrung von (3.1) aus den ADC-Signalen berechnen.

Der erste Punkt, der differentielle Energieverlust, bereitet keine Schwierigkeiten. Die bereits vorhandene Software erlaubt es, den Polarwinkel θ zu rekonstruieren. Die Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung läßt dann bei bekanntem Strahlimpuls einen Schluß auf die kinetische Energie der gestreuten Teilchen und damit den differentiellen Energieverlust zu. Problematisch hingegen ist die Bestimmung der in den Stäben zurückgelegten Weglängen. Da diese vom Azimutwinkel φ abhängen, zu dessen Rekonstruktion die Gainfaktoren selbst notwendig sind, ist es im allgemeinen nicht möglich, die Strecken unmittelbar anzugeben.

Im Regelfall durchquert ein vom Wechselwirkungspunkt ausgehendes Teilchen zwei benachbarte Stäbe; für die registrierten Daten bedeutet das, daß die ADC's zweier benachbarter Stäbe ein Signal "gesehen" haben; man spricht

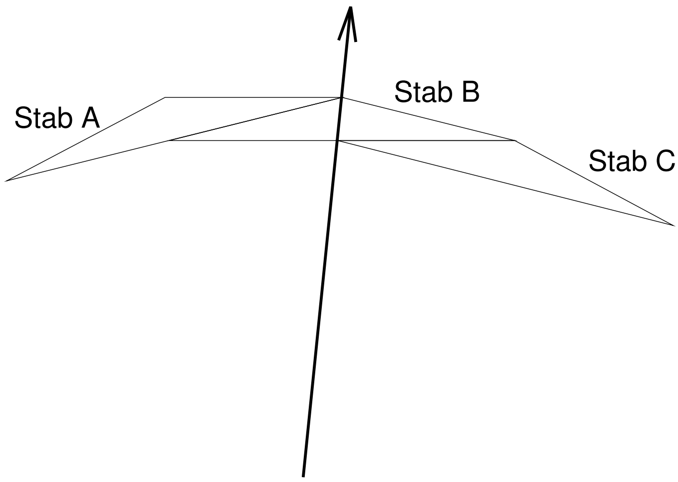

Abbildung 3.1: Durchgang eines Teilchens durch den First von Stab B. Hierbei können neben Clustern der Breite 2 auch solche der Breite 1 bzw. 3 auftreten.

auch von einem (Stab-)Cluster[2] der Breite 2. In seltenen Fällen kann es aber passieren, daß beim Durchgang eines Teilchens nur ein einzelner Stab anspricht. Etwas Derartiges tritt auf, wenn das Proton den Stab genau in seinem First durchquert (s. Abb. 3.1); es deponiert dann u. U. in den benachbarten Stäben so wenig Energie, daß die erzeugten Signale nicht groß genug sind, um von der nachgeschalteten Elektronik registriert zu werden. Ebenso ist der Fall möglich, daß bei Durchgang des Teilchens durch den First beide benachbarten Stäbe ansprechen, man also insgesamt einen Cluster der Breite 3 erhält.

Da Cluster der Breite 1 bei einem elastischen Proton-Proton-Ereignis nur auftreten können, wenn das Teilchen den Stab in seinem First durchquert, liefern sie eine Klasse von Ereignissen, für die sich die zurückgelegte Wegstrecke berechnen läßt. Die Projektion des Weges in die x-y-Ebene (a_{First}) ist durch die Stabgeometrie eindeutig gegeben. Die gesamte Weglänge beträgt unter Berücksichtigung des Streuwinkels θ (vgl. Abb. 3.2):

$$a = a_{First}/\sin\theta$$

[2]Allgemein bezeichnet der Begriff "Cluster" eine lückenlose Folge benachbarter Detektorelemente (Stäbe oder Halbringe), die ein Signal zeigen; "Clusterbreite" nennt man dabei die Zahl der beteiligten Detektorkomponenten. Sprechen beispielsweise die Stäbe 4–6 an, so liegt ein Cluster der Breite 3 vor.

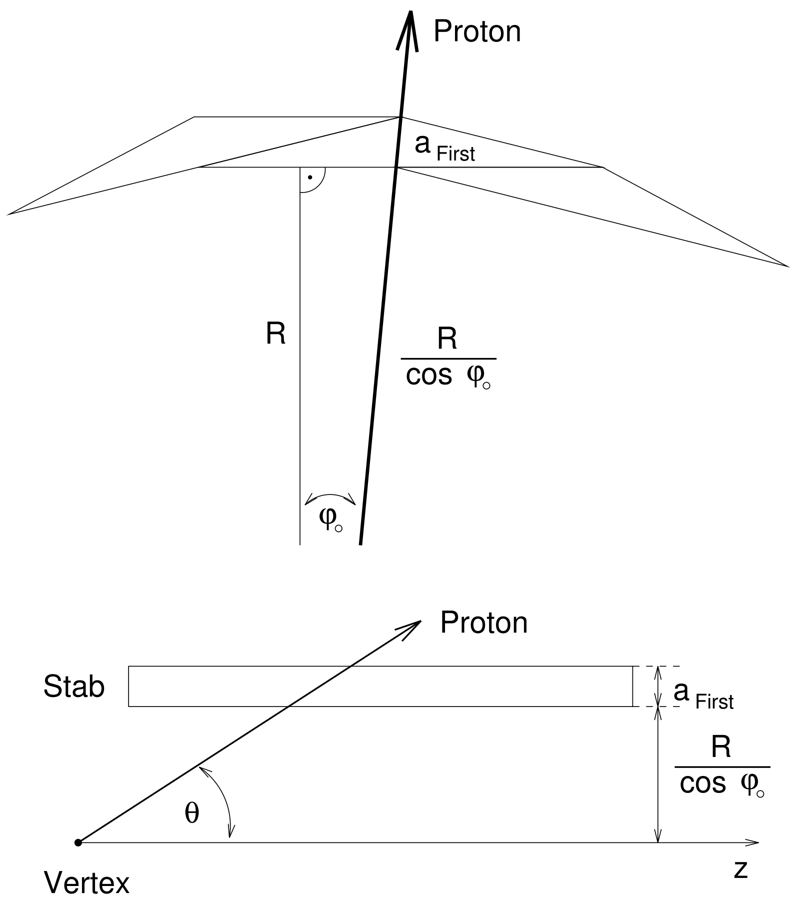

Abbildung 3.2: Teilchenspur unter Voraussetzung eines Clusters der Breite 1. Das Proton legt im Stab einen Weg $a = a_{First}/\sin\theta$ zurück; a_{First} ist durch die Stabgeometrie gegeben und beträgt 7.27 mm.

Zur Berechnung der Gainfaktoren werden in einem ersten Schritt diejenigen Protonen selektiert, die zu einem Cluster der Breite 1 führen. Es sei nun ein bestimmter Stab sowie ein fester Streuwinkel θ vorgegeben und man betrachte ausschließlich Teilchen, die in die dadurch ausgezeichnete Richtung gestreut werden. Die Protonen deponieren in dem Stab nach Bethe-Bloch im Mittel die Energie $\Delta E = a \cdot dE/dx$. Für ein einzelnes Proton erwartet man hingegen wegen der statistischen Natur der Wechselwirkung eine Abweichung des Energieverlustes vom Mittelwert ΔE, so daß man experimentell für die gewählten Protonen eine Verteilung des ADC-Signals erhält. Für die Gainfaktorbestimmung ist dessen Schwerpunkt $\bar{P}$ heranzuziehen. Der Gainfaktor für eine feste z-Position im Stab kann damit aus den experimentellen Daten berechnet werden:

$$G(z) = \frac{dE/dx \cdot a}{\bar{P}} \tag{3.4}$$

In der Praxis teilt man den Stab in mehrere Abschnitte, sog. *z-Bins*, für die jeweils ein separater Gain bestimmt wird. Die Wahl der Unterteilung ist im Prinzip beliebig, sofern sie folgenden Randbedingungen genügt:

- Die z-Bins dürfen nicht zu groß sein, so daß man die Gainfaktoren in akzeptabler Näherung als konstant über die Breite des Bins annehmen kann.
- Der gesamte Energieverlust ΔE des Teilchens darf über den Bereich eines z-Bins nicht zu stark variieren. Wählt man die Binbreite zu groß, so ist der differentielle Energieverlust längs des Bins nicht konstant und man erhält ein breites, strukturloses ADC-Spektrum. Dessen Schwerpunkt entspricht dann nicht mehr dem mittleren Energieverlust, wie er sich nach Bethe-Bloch ergibt.

Es ist somit naheliegend, eine Einteilung in möglichst feine Abschnitte vorzunehmen. Cluster der Breite 1 tragen jedoch einen derart geringen Anteil an allen elastischen Proton-Proton-Ereignissen (weniger als 1%), daß sich bei enger Unterteilung der Mangel an Statistik als begrenzender Faktor bemerkbar macht. Das bedeutet:

- Um eine ausreichende Zahl von Ereignissen in jedem z-Bin zu gewährleisten, darf die Einteilung nicht zu klein gewählt werden.

Die vorgenommene Unterteilung der Stäbe kann Anhang C entnommen werden.

Die Anforderung an die Statistik stellt sich in der Tat als sehr kritisch heraus. Sie macht es erforderlich, die Zahl der Ereignisse mit Clusterbreite 1 über die Analysesoftware "künstlich" zu erhöhen. So werden Ereignisse, bei denen das ADC-Signal der beiden benachbarten Stäbe weniger als 10% des Signals im mittleren Stab beträgt, ebenfalls zur Gainfaktorbestimmung verwendet.

In Abb. 3.3 sind exemplarisch die ermittelten Gainfaktoren von Stab Nr. 3 unter Verwendung der vorderen targetnahen (links im Bild) bzw. hinteren targetfernen Auslese (rechts) dargestellt. Die Stablage deckt einen z-Bereich von etwa 50 mm bis 1000 mm ab. Teilchen, die die Stäbe bei einer z-Koordinate

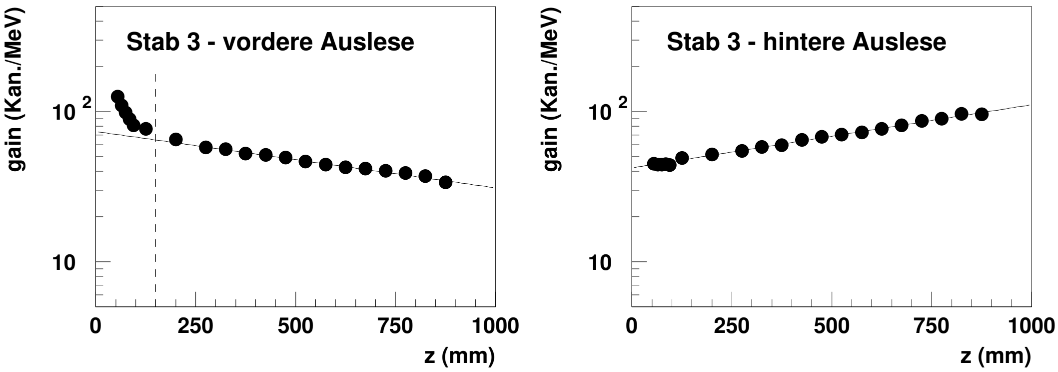

Abbildung 3.3: Gainfaktoren von Stab Nr. 3 unter Verwendung der vorderen(links) bzw. hinteren (rechts) Auslese. Die Bestimmung beruht auf Daten, die im September 1995 bei einem Strahlimpuls von 2250 MeV/c aufgenommen wurden.

größer 900 mm durchqueren, treffen aufgrund des kleinen Streuwinkels die sich außen anschließende Ringlage nicht und werden vom Trigger aussortiert.

Die halblogarithmische Darstellung veranschaulicht die exponentielle Abhängigkeit des Gainfaktors von der z-Koordinate, wie sie aufgrund der Dämpfung des Lichtes auf dem Weg von seiner Entstehung bis zur Auslese zu erwarten ist. Im Bereich 250 mm $\leq$ z $\leq$ 700 mm wurde an beide Kurven eine Exponentialfunktion der Form $f(z) = A\mathrm{e}^{-z/\lambda}$ angepaßt; sie ist in Abb. 3.3 eingezeichnet. Der Parameter λ stellt die effektive Abschwächlänge des Szintillatorstabes dar. Im Idealfall sollte sich für beide Auslesen dieselbe Größe ergeben. Man erhält hier durch den exponentiellen Fit 116 cm für die targetnahe bzw. 105 cm für die targetferne Auslese. Das stimmt relativ gut überein mit dem Ergebnis, das aus früheren Testmessungen an den Stäben [Ack93] gewonnen wurde; für Stab Nr. 3 liefern sie einen Wert von rund 120 cm.

Auffallend ist ein starkes Anwachsen des Gainfaktors für die vordere Auslese bei kleinen z, also in unmittelbarer Nähe der Auslese selbst. Ursache hierfür sind möglicherweise die geometrischen Verhältnisse in der Nähe des Lichtleiters. In der entsprechenden Kurve für die targetferne Auslese findet man dieses Verhalten nicht wieder. Man muß jedoch berücksichtigen, daß der Bereich von 900 bis 1000 mm, also eine 10 cm breite Zone direkt vor der hinteren Auslese, experimentell nicht zugänglich ist (s. o.). Im Diagramm wird das durch die gestrichelte Linie angedeutet. Überträgt man diesen Bereich auf die vordere Auslese (ebenfalls durch eine Linie angedeutet), so erkennt man, daß genau diese Region von dem Anwachsen des Gainfaktors betroffen ist. Von daher kann nicht ausgeschlossen (aber auch nicht bestätigt) werden, daß die targetferne Auslese ein ähnliches Verhalten aufweist.

Test der Energieverlust-Rekonstruktion

Durch einen Vergleich des rekonstruierten Energieverlustes mit dem theoretisch erwarteten kann man sich auf einfache Weise davon überzeugen, bei der Bestimmung der Gainfaktoren keine grob falschen Werte ermittelt zu haben.

Der Energieverlust, den ein Proton in der Stablage erleidet, läßt sich auf zwei Weisen aus den experimentellen Daten berechnen. Der bereits vorhandene Algorithmus zur Polarwinkel-Rekonstruktion erlaubt es, den Streuwinkel θ eines jeden Protons aus den Signalen der Halbringschale zu bestimmen. Diese Information genügt, um über die kinetische Energie die Größe des differentiellen Energieverlustes dE/dx nach Bethe-Bloch (s. B.1) zu ermitteln. Der in der Stablage zurückgelegte Weg ist in hinreichend guter Näherung ebenfalls ausschließlich eine Funktion von θ, so daß diese Kenntnis allein genügt, den Energieverlust (ΔE_{erw}) zu rekonstruieren.

Die Gainfaktoren liefern einen zweiten möglichen Zugang. Nach deren Definition (3.1) gibt die Größe P_i/G_i die in Stab i deponierte Energie an. Summiert man die Einzelbeträge über die Stäbe eines Clusters, so erhält man ebenfalls den Energieverlust (ΔE_{rek}) des Protons in der Stablage.

Abb. 3.4 vergleicht die beiden ermittelten Werte. Die Darstellung zeigt den mittels der Gainfaktoren bestimmten Wert ΔE_{rek} in Prozent von ΔE_{erw} in Abhängigkeit der z-Position des Durchstoßortes durch die Halbringschale. Die Häufigkeit ist logarithmisch in Form von Graustufen veranschaulicht. Man erkennt, daß beide Werte über den vollen z-Bereich gut übereinstimmen (100%). Die Asymmetrie der Verteilung entspricht der Erwartung. Der gesamte Energieverlust des Teilchens im Szintillator setzt sich aus einer Vielzahl von Einzelprozessen zusammen. Man kann zeigen, daß die Möglichkeit eines großen Energieübertrages in einem einzelnen Stoß eine unsymmetrische Verteilung, die sogenannte Vavilov-Verteilung, hervorruft (siehe z. B. [Leo87]).

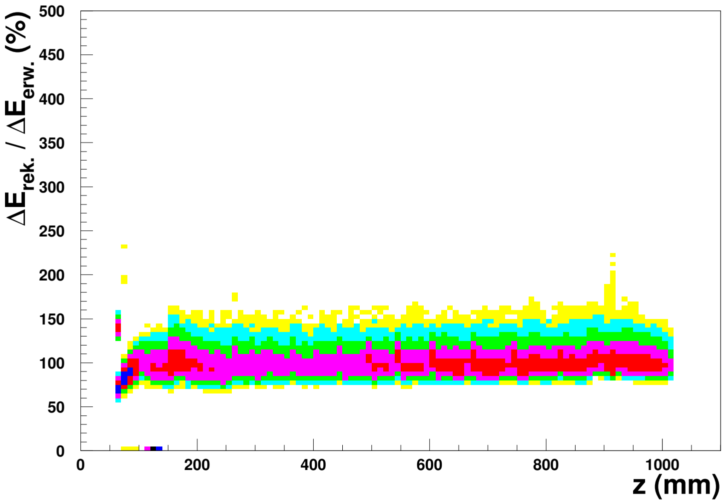

Abbildung 3.4: Vergleich des (mittels der Gainfaktoren) rekonstruierten Energieverlustes ΔE_{rek} mit dem aus dem Streuwinkel θ erwarteten Wert ΔE_{erw}. Die zugrundeliegenden Daten wurden im September 1995 bei einem Strahlimpuls von 2250 MeV/c aufgenommen; zur Rekonstruktion wurde die targetnahe Stabauslese verwendet.

Kapitel 4

Test der Phi-Rekonstruktion

Mit der Rekonstruktionsformel (2.3) und dem Algorithmus zur Bestimmung der Gainfaktoren nach Kapitel 3 hat man die notwendigen Hilfsmittel zur Verfügung, um in einem gegebenen Datensatz den Azimutwinkel jeder Teilchenspur zu errechnen. Da in der ersten Phase des EDDA-Experimentes die *unpolarisierte* Proton-Proton-Streuung untersucht wird, die Wechselwirkung also eine azimutale Symmetrie aufweist, ist es möglich, die Güte des Rekonstruktionsverfahrens sowie den Gültigkeitsbereich der verwendeten Näherungen aus den Daten selbst abzuschätzen. Man erwartet im Idealfall, daß die Zahl der registrierten Teilchen in Abhängigkeit von φ, die φ-Verteilung, konstant ist.

4.1 Grundlagen

4.1.1 Das kinematische Defizit

Die experimentellen Daten enthalten all diejenigen Ereignisse, die vom Trigger (s. Abschnitt 1.2) akzeptiert wurden. Neben den gewünschten elastischen Proton-Proton-Streuungen sind das insbesondere quasielastische Streuungen der Strahlprotonen an den im Kohlenstoffkern gebundenen Nukleonen. Ein Unterscheidungsmerkmal zwischen elastischen Proton-Proton- und Untergrund-Ereignissen liefert das sogenannte kinematische Defizit. Die Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung fordert einen Winkel von 180° zwischen den Bewegungsrichtungen der beiden Ejektile im Schwerpunktsystem. Gibt man für ein Ereignis die Abweichung des tatsächlichen Winkels

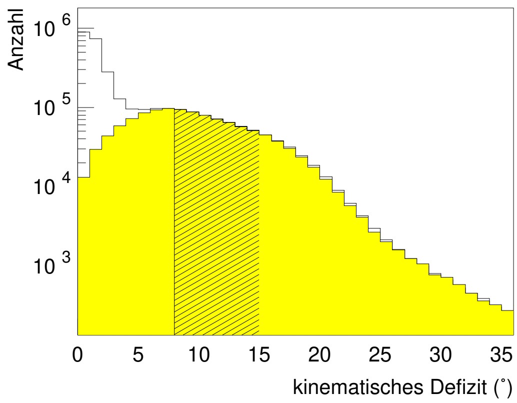

Abbildung 4.1: Verteilung des kinematischen Defizits für ein Polypropylen- bzw. Kohlenstofftarget (grau unterlegt). Der schraffierte Bereich im wird zur Normierung des Kohlenstoffuntergrundes verwendet (s. Abschnitt 4.1.2).

von 180° an, so hat man ein Maß für die Übereinstimmung mit der idealen Kinematik. Diese Größe wird kinematisches Defizit α genannt.

Die Verteilung des kinematischen Defizits (Abb. 4.1) macht die Untergrundereignisse sichtbar. Die Verteilung für das Kohlenstofftarget (grau) erreicht ein Maximum bei $\alpha \approx 8°$; das Spektrum für das CH_2-Target kann man als eine Überlagerung aus einem Protonenpeak nahe $\alpha = 0°$ und dem Untergrund in Form der Kohlenstoffverteilung verstehen. Die relativ grobe Einteilung von α verfälscht die Form des Protonenpeaks im CH_2-Spektrum. Tatsächlich geht auch diese Verteilung für $\alpha = 0$ aufgrund des verschwindenden Raumwinkels gegen Null.

4.1.2 Abzug des Kohlenstoff-Untergrundes

Die separate Messung mit einem Kohlenstofftarget erlaubt es, die Spektren für das CH_2-Target (z. B. die Verteilungen des Polar- und des Azimutwinkels) nachträglich um den Beitrag des Kohlenstoff-Untergrundes zu korrigieren. Für das einzelne Ereignis kann nicht entschieden werden, ob es sich um eine Proton-Proton- oder eine Untergrundreaktion handelt. Der Abzug des Untergrundes erfolgt vielmehr als letzter Schritt einer vollständigen Analyse durch Subtraktion der Spektren, die unabhängig voneinander für das CH_2- und das Kohlenstofftarget mit demselben Analyseprogramm gewonnen wurden. Dabei müssen die Spektren des Kohlenstoffs entsprechend ihrem Anteil in der Streuung am Polypropylentarget skaliert werden. Dieser kann experimentell aus den Verteilungen des kinematischen Defizits extrahiert werden. Man nimmt an, daß das Spektrum im Bereich $8° \leq \alpha \leq 15°$ (vgl. Abb. 4.1) ausschließlich vom Kohlenstoffuntergrund gebildet wird. Der Quotient der Einträge in dieser Zone für das CH_2- und das Kohlenstofftarget ergibt den gesuchten Skalierungsfaktor. Eine Überlagerung der Verteilung für das CH_2-Target mit der entsprechend skalierten Kohlenstoff-Verteilung (Abb. 4.1) zeigt, inwieweit die Form des Untergrundes durch die Messung mit dem Kohlenstoff-Fädchen approximiert werden kann. Man erkennt zudem, daß Ereignisse mit einem kinematischen Defizit $\alpha > 10°$ mit großer Wahrscheinlichkeit aus einer Untergrundreaktion stammen.

4.2 Anwendung auf experimentelle Daten

Der Algorithmus zur Rekonstruktion des Azimutwinkels soll nun auf experimentelle Daten angewendet und somit auf seine Genauigkeit hin untersucht werden. Die Daten stammen aus der EDDA-Strahlzeit vom September 1995 und wurden bei einem festen Strahlimpuls von 2250 MeV/c, d. h. **nicht** in der Beschleunigungsphase von COSY, aufgenommen. Die Gainfaktoren der Stäbe sind entsprechend dem in Kapitel 3 erläuterten Verfahren bestimmt worden.

4.2.1 Grundlagen

Die aufgenommenen Daten werden im Verlauf der Analyse nach verschiedenen Kriterien sortiert. Ein wichtiges Unerscheidungsmerkmal ist das Treffermuster, welches das Ereignis in der Außenschale des Detektors hervorruft. Es wird durch drei Ziffern (ijk) charakterisiert: i stellt die Anzahl an registrierten Teilchen[1] in der Stablage dar, j die Zahl der Teilchen in der linken, k die in der rechten Halbringschale. Eine "ideale" Proton-Proton-Streuung zeichnet sich demnach durch die Signatur 211 aus. Zufällige Koinzidenzen (oder auch echte Mehrteilchenreaktionen) führen hingegen zu höheren Multiplizitäten, z.B. 311. Ereignisse, bei denen nur eine Halbringschale anspricht, etwa ein Ereignis der 210-Klasse, werden durch den Trigger unterdrückt.

[1] genauer: die Zahl der Cluster

4.2.2 Anwendung der Phi-Rekonstruktion

Für die Untersuchung der Qualität der Rekonstruktion sollen die Daten in vorsortierter Form verwendet werden, um einen Satz möglichst "idealer" Ereignisse zur Verfügung zu haben. Dazu werden zwei "Schnitte" durchgeführt, d. h. bestimmte Bedingungen an die Daten gestellt, die zur Winkelrekonstruktion verwendet werden:

1. Es muß ein Treffermuster 211 vorliegen.

2. Das kinematische Defizit soll weniger als $10°$ betragen.

Die Protonen werden nach der z-Koordinate des Durchstoßpunktes durch die Stablage sortiert. Damit ist man in der Lage zu erkennen, ob es Bereiche gibt, in denen die φ-Rekonstruktion besonders gute bzw. schlechte Resultate liefert. Die Analyse wird getrennt unter Benutzung der Signale der targetnahen (**SF**) bzw. targetfernen (**SR**) Stabauslese durchgeführt. Die Abbildungen 4.2 und 4.3 geben eine Auswahl der gewonnen φ-Verteilungen wieder.

Man findet bei allen Spektren deutliche Einbrüche der Zählrate im Bereich von $90°$ bzw. $270°$. Die Ursache liegt in der Geometrie der Ringlage in Verbindung mit der Forderung nach einem Treffermuster 211. Die Halbringschalen sind im Bereich der Auslese so gefertigt, daß sich dort die rechte und die linke Hälfte überlappen. Durchquert eines der Ejektile die Ringlage in dieser Zone, so bewirkt es ein Ansprechen *beider* Halbringschalen. Durch das zweite Teilchen wird dann in mindestens einer der Hälften ein zusätzliches Signal erzeugt, und das Ereignis wird durch die Forderung nach einem Treffermuster 211 aussortiert.

Ebenfalls allen Verteilungen gemein sind ausgeprägte, mit einer Periode von $11.25°$ auftretende "Peaks". Sie befinden sich jeweils an den Rändern einer Elementarzelle (d. h. an den Firsten der dreieckigen Stäbe) und werden durch Ereignisse hervorgerufen, bei denen ein einzelner bzw. drei benachbarte Stäbe ein Signal zeigen. Die Rekonstruktion des Azimutwinkels über Amplitudenteilung ist dann nicht anwendbar; diesen Teilchen wird vielmehr der Azimutwinkel des Firstes des betroffenen Stabes zugewiesen. In der φ-Verteilung für Cluster der Breite 2 findet man an entsprechender Stelle eine Lücke (Abb. 4.4). Da die Rekonstruktion des Winkels mittels Amplitudenteilung eine endliche Auflösung besitzt, den Ereignissen mit Clusterbreite 1 oder 3 aber ein diskreter Wert zugeordnet wird, führen diese zu den beobachteten Spitzen in der φ-Verteilung. Die Beobachtung kleinerer "Einbrüche" neben

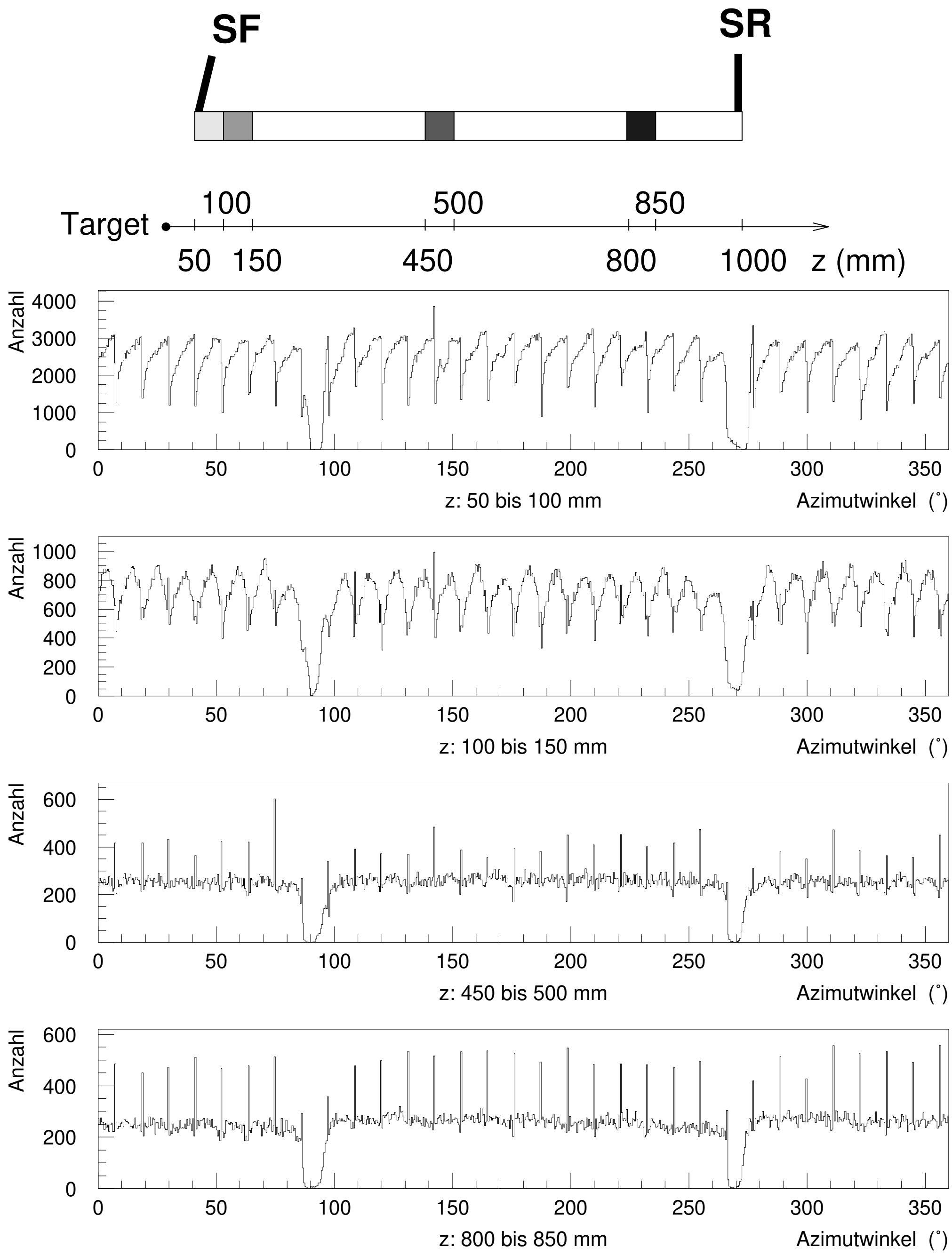

Abbildung 4.2: φ-Verteilungen gewonnen mit Hilfe der targetnahen Stabauslese (SF). Es wurde ein Treffermuster 211 und ein kinematisches Defizit $\alpha < 10°$ gefordert. Die Ereignisse sind nach der z-Koordinate des Durchstoßpunktes durch die Stablage sortiert.

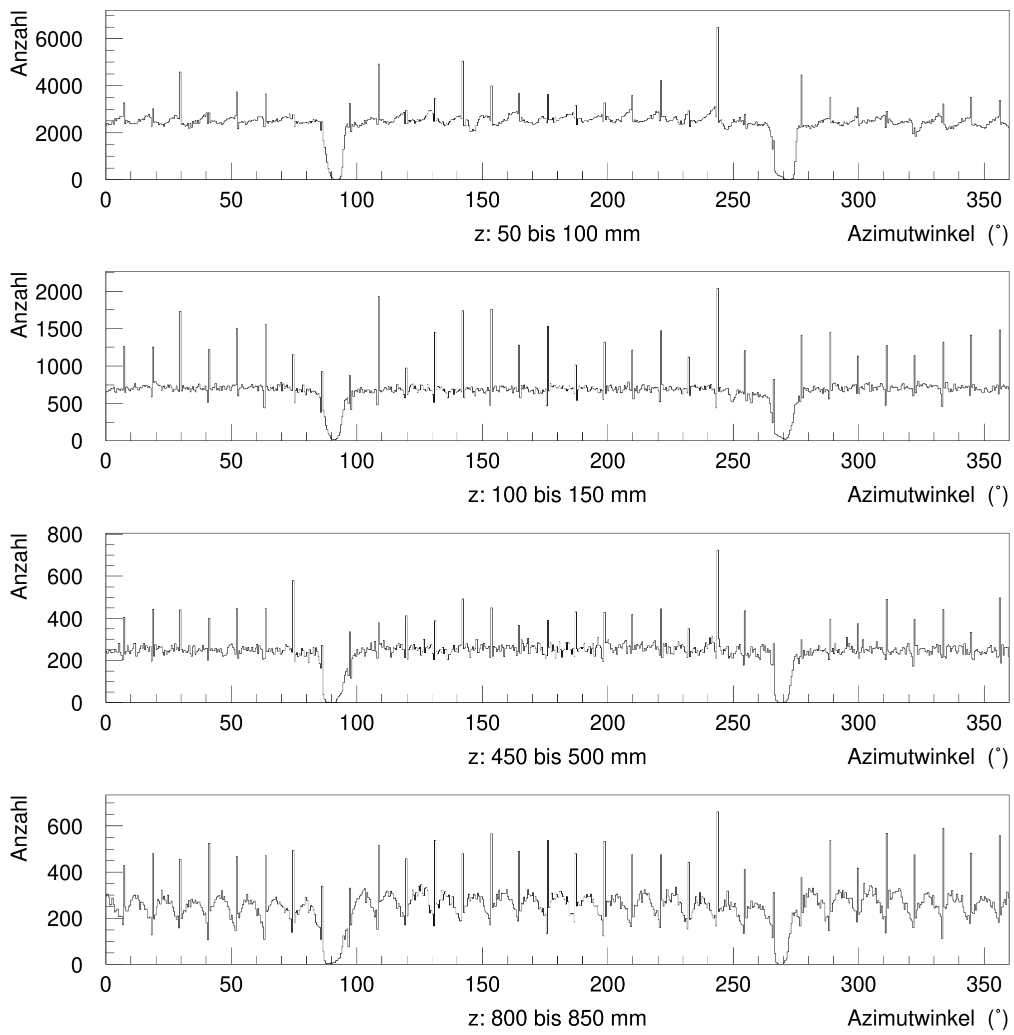

Abbildung 4.3: φ-Verteilungen gewonnen mit Hilfe der targetfernen Stabauslese (SR). Es wurden dieselben Bedingungen wie für die targetnahe Auslese gefordert (s. Abb. 4.2).

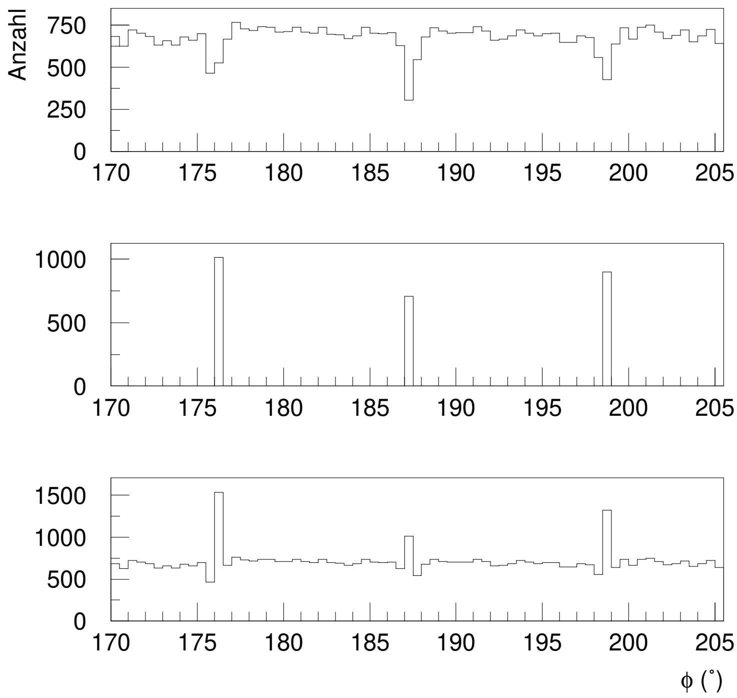

Abbildung 4.4: Azimutwinkelverteilung sortiert nach Clusterbreiten. Oben: *Cluster der Breite 2;* Mitte: *Cluster der Breiten 1 und 3;* Unten: *Addition beider Spektren.*

den Peaks der 1/3-Cluster, also das Fehlen von Ereignissen im Vergleich zur konstanten Verteilung, unterstützt diese Interpretation.

Wäre die endliche Auflösung der Rekonstruktion als einziger Effekt bei der Deutung der Spitzen relevant, so müßten die überzähligen Ereignisse in den Peaks die fehlenden in den benachbarten Einbrüchen gerade kompensieren. Tatsächlich überwiegen aber die 1/3-Cluster-Ereignisse. Ein Cluster der Breite 3 wird nicht notwendigerweise durch ein Proton erzeugt, das den zentralen Stab in seinem First passiert. Wenn das Proton ein reguläres Cluster der Breite 2 hervorruft, und zusätzlich in einem der benachbarten Stäbe (beispielsweise durch Rauschen, δ-Elektronen etc.) ebenfalls ein Signal erzeugt wird, so interpretiert man das fälschlicherweise als Cluster der Breite 3, und dem Proton wird somit ein falscher Winkel zugewiesen. Der Effekt läßt sich weitgehend durch den Abzug des Kohlenstoffuntergrundes reduzieren, wie Abb. 4.5 zeigt. Für die folgenden Betrachtungen sollen dennoch die unkorrigierten Spektren verwendet werden. Die Statistik der Untergrundmessungen ist für eine nach z-Positionen sortierende Analyse zu gering, so daß die auf-

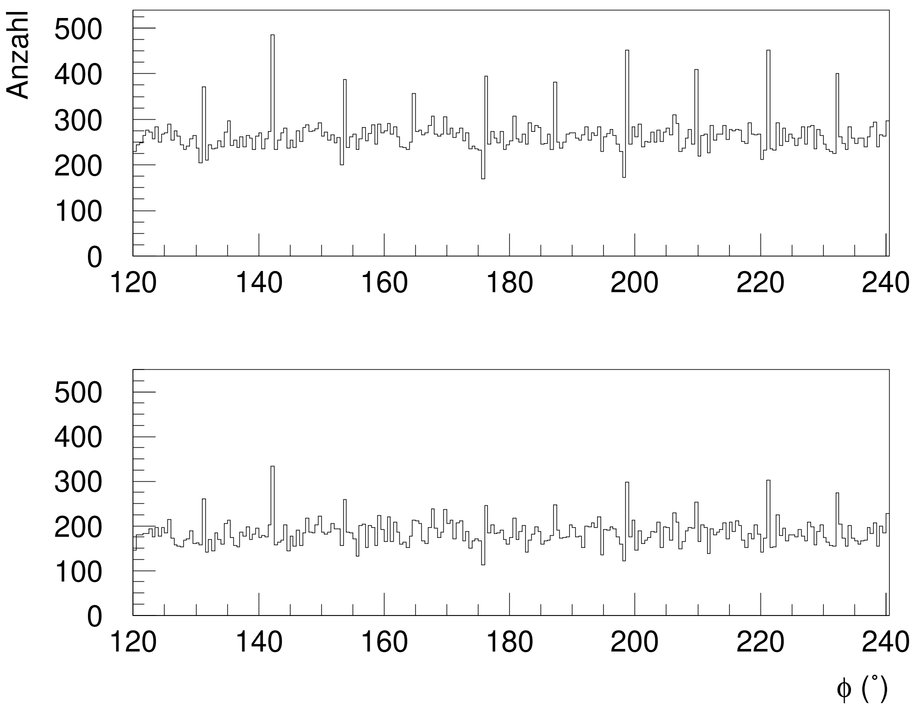

Abbildung 4.5: Einfluß des Kohlenstoffuntergrundes auf die Cluster der Bereiten 1 und 3. Oben ist das unkorrigierte $\mathrm{CH_2}$*-Spektrum dargestellt, unten dieselbe Verteilung nach Abzug des Untergrundes.*

tretenden Schwankungen die aufzuzeigenden Strukturen überdecken.

Von den periodisch auftretenden Spitzen abgesehen liefern beide Auslesen im Bereich der Stabmitte (Abb. 4.2 und 4.3, jeweils 3. Spektrum) die erwartete konstante φ-Verteilung, wobei die Schwankungen bei Verwendung der targetfernen Auslese SR etwas geringer sind. Nähert man sich SR, so verschlechtert sich das aus dieser Auslese gewonnene Spektrum. Die Verteilung innerhalb einer Elementarzelle wölbt sich derart, daß man eine "torbogenartige" Struktur erhält. Die Einbrüche liegen jeweils an den Rändern einer Elementarzelle, und die Struktur ist symmetrisch zur deren Zentrum. Der Effekt tritt mit zunehmendem z ausgeprägter in Erscheinung. Die aus der targetnahen Auslese SF gewonnenen φ-Verteilungen bleiben dagegen nahezu konstant (vgl. Abb. 4.2 und 4.3, 4. Spektrum). Ähnliches gilt umgekehrt bei kleinen Werten von z: Hier zeigen die mit SF rekonstruierten Winkel die Torbogenstruktur, während SR eine glatte Verteilung liefert (Abb. 4.2 und 4.3, 2. Spektrum).

Eine Sonderrolle kommt dem Bereich 50 mm $\leq$ z $\leq$ 100 mm zu (Abb. 4.2 und 4.3, 1. Spektrum). Die Winkelverteilungen innerhalb einer Elementarzelle zeigen hier keine Symmetrie zu deren Mitte, sondern erscheinen nach rechts, d. h. zu größeren Winkeln hin verschoben. Dies gilt sowohl für die nahe Auslese SF als auch für die ferne Auslese SR.

Zusammenfassend stellt man fest, daß die Winkelrekonstruktion für beide Stabauslesen um so schlechtere Ergebnisse liefert, je näher die Teilchen der Auslese kommen; umgekehrt sind die Resultate in größerer Entfernung zufriedenstellend.

4.2.3 Interpretation

Der Algorithmus der Azimutwinkel-Rekonstruktion führt zu Resultaten, deren Qualität deutlich von der Entfernung der jeweiligen Auslese zum Durchtrittsort der Protonen durch den Stab abhängt. Um dieses Verhalten zu verstehen, müssen die Annahmen, die der Rekonstruktion zugrundeliegen, auf ihre Gültigkeit hin untersucht werden. Das Verfahren basiert auf folgenden Voraussetzungen:

1. Die Photomultiplier weisen ein lineares Verstärkungsverhalten auf.
2. Die Gainfaktoren hängen nicht von der Position innerhalb des Stabquerschnitts ab, an der das Teilchen den Stab durchquert.
3. Der differentielle Energieverlust nach Bethe-Bloch ist längs des Weges, den das Proton im Stab zurücklegt, konstant.

Nichtlinearität der Photomultiplier

Ein nichtlinear verstärkender Photomultiplier zeigt bei großen Anzahlen auftreffender Photonen Sättigungscharakter. Man bestimmt die Gainfaktoren für jede z-Position an der Stelle maximalen Energieverlustes (First des Stabes) und somit maximaler Photonenzahl. Befindet sich der Photomultiplier dabei bereits im Bereich der Sättigung, so wird der Gainfaktor wegen der φ-Abhängigkeit des Energieverlustes selbst eine Funktion des Azimutwinkel. Der ermittelte Gainfaktor ist im allgemeinen zu klein, d. h. der tatsächliche Wert nimmt zu den Rändern des Stabes hin zu. Die Konsequenzen werden im nächsten Abschnitt diskutiert. Man erwartet die Auswirkungen nur in der Nähe der Photomultiplier, da sich in größerer Entfernung der Anteil des

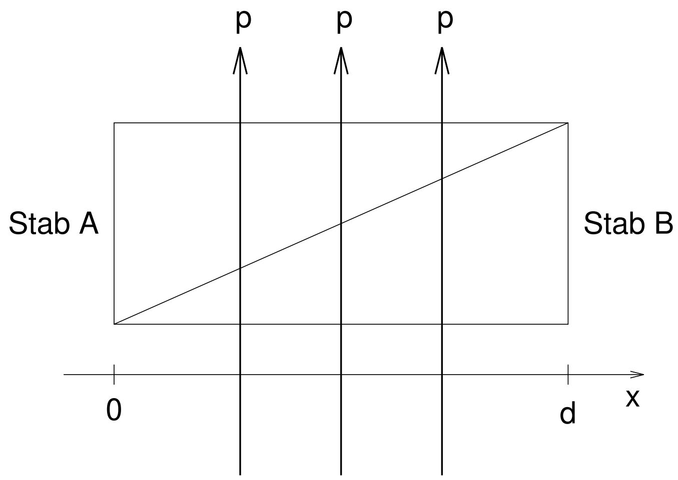

Abbildung 4.6: Modell einer Elementarzelle. Die Protonen passieren die Elementarzelle senkrecht zur Grundlinie.

Lichtes aus den Rändern des Stabes durch vielfache Reflexionen an den Szintillatorbegrenzungen merklich reduziert.

Ein Laser-Monitorsystem ermöglicht die Untersuchung der verwendeten Photomultiplier. Da die Messungen keine Anzeichen auf Nichtlinearitäten bei den Stabauslesen zeigen [Mül95], stellt der Effekt zwar zwar eine mögliche, aber nicht wahrscheinliche Erklärung für die beobachteten Strukturen dar.

Azimutale Abhängigkeit der Gainfaktoren

Zwei verschiedene Ursachen können eine azimutale Abhängigkeit der Gainfaktoren herbeiführen: Wie oben erläutert, bewirkt eine Sättigung der Photomultiplier, daß der Gainfaktor in der Mitte des Stabes einen geringeren Wert annimmt als an den Rändern. Die geometrischen Verhältnisse in der Nähe der Lichtleiter könnten darüber hinaus ebenfalls relevant sein. Es ist denkbar, daß der Anteil des primär erzeugten Lichts, der zur Photokathode des Photomultipliers gelangt, von der Position innerhalb des Stabquerschnitts abhängt. Beide Varianten könnten prinzipiell auftreten: Die Lichtausbeute könnte an den Rändern der Stäbe größer oder auch kleiner sein als in der Mitte. Der Effekt würde sich nur für die unmittelbar benachbarte Auslese zeigen.

Ein einfaches Modell zeigt die Auswirkungen einer Positionsabhängigkeit der Gainfaktoren im Rekonstruktionsalgorithmus. Die Elementarzelle, die als

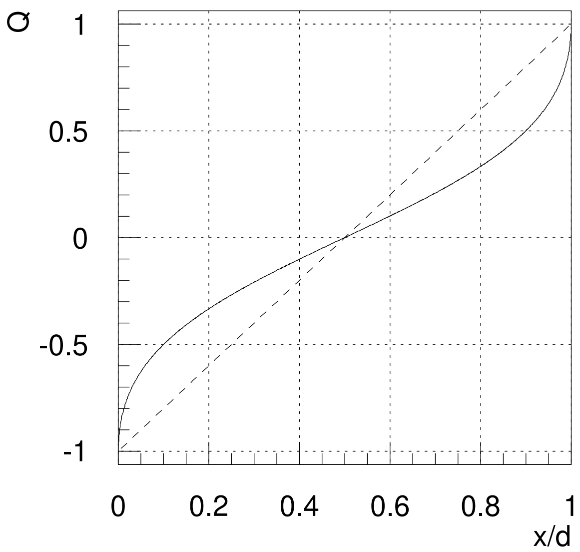

Abbildung 4.7: Prinzipielle Form der Q(x)-Abhängigkeit bei geringerer Lichtausbeute (= kleinerem Gainfaktor) in der Mitte des Stabes.

rechteckig angenommen wird, soll von den Teilchen stets senkrecht zur Bodenlinie durchquert werden. Die Breite der Elementarzelle sei d (s. Abb. 4.6), und die Absolutwerte der Gainfaktoren in den benachbarten Stäben seien gleich, so daß diese nicht berücksichtigt werden müssen. Liegt keine Positionsabhängigkeit der Gainfaktoren vor und ist zudem der differentielle Energieverlust über den vollen Bereich der Elementarzelle konstant, so verhält sich das ADC-Signal von Stab B, P_B, proportional zur Position x, P_A entsprechend zu $d - x$. Die zur φ-Rekonstruktion erforderliche Größe Q (vgl. Def. 2.1) hängt dann ebenfalls linear von x ab:

$$Q = \frac{x - (d - x)}{x + (d - x)} = \frac{2x - d}{d}$$

Nun sei angenommen, die Stabmitte liefere relativ gesehen weniger Licht als die Ränder. Im Modell wird das formuliert durch eine Funktion, die langsamer ansteigt als eine Gerade, etwa $P_B \propto \sqrt{x}$ bzw. $P_A \propto \sqrt{d - x}$. Für Q folgt damit:

$$Q = \frac{\sqrt{x} - \sqrt{d - x}}{\sqrt{x} + \sqrt{d - x}}$$

Diese Funktion ist in Abb. 4.7 im Vergleich zum linearen Fall dargestellt. Die Auswirkung, die diese Form auf die Häufigkeitsverteilung des Azimutwinkels hat, kann man sich qualitativ überlegen: Die Protonen durchqueren die Elementarzelle bei jedem Wert von x mit derselben Wahrscheinlichkeit.

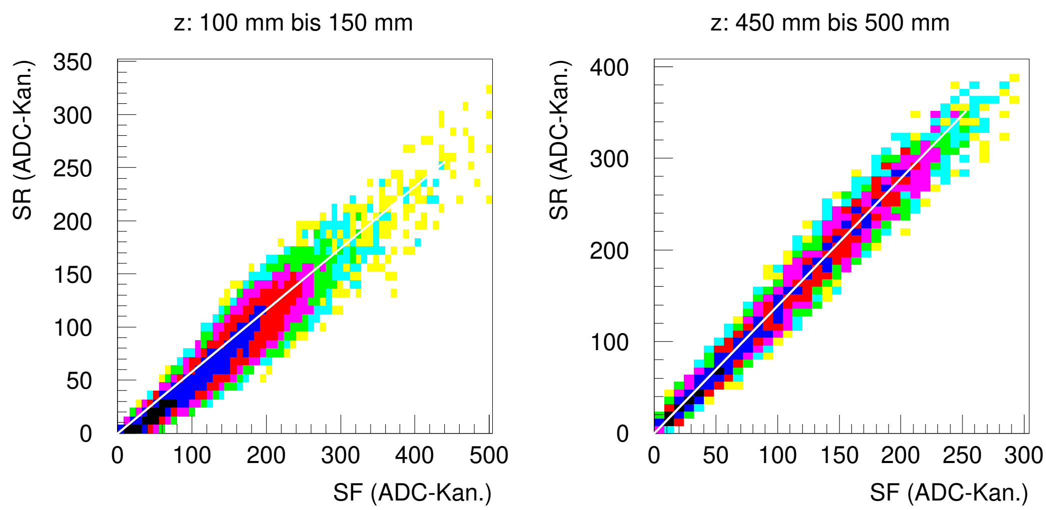

Abbildung 4.8: Zusammenhang der ADC-Signale der vorderen und hinteren Auslese von Stab Nr. 8 im Bereich 100 *mm* $\leq z \leq 150$ *mm (links) bzw.* 450 *mm* $\leq z \leq 500$ *mm (rechts). Betrachtet wurden Protonen in der durch die Stäbe 7 und 8 gebildeten Elementarzelle. Die Graustufen veranschaulichen logarithmisch die Zahl der registrierten Teilchen.*

Die nichtlineare Form der $Q(x)$-Abhängigkeit überträgt die Gleichverteilung in eine größere Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Q-Werten um 0. In der φ-Verteilung bewirkt das "torbogenähnliche" Strukturen, so wie sie in den Abbildungen 4.2 und 4.3 beobachtet werden können.
Durch analoge Überlegungen kann man sich davon überzeugen, daß sich die φ-Verteilung in die entgegengesetzte Richtung wölbt, wenn der Gainfaktor in der Mitte größer ist als am Rand.

Aus den experimentellen Daten selbst gewinnt man eine weitere Unterstützung (wenn auch keinen schlüssigen Beweis) für die These, die "Torbögen" seien hervorgerufen durch einen Gainfaktor, der an den Rändern der Stäbe in der Nähe der Auslese einen leicht erhöhten Wert annimmt. Man kann dazu unmittelbar die ADC-Signale der vorderen und hinteren Auslese eines beliebig ausgewählten Stabes vergleichen.

Die Signale beider Auslesen werden durch dasselbe Proton hervorgerufen. Der Energiebetrag, den das Teilchen im Stab deponiert, ist daher für SF und SR identisch. Man beschränkt die Untersuchungen nun auf einen z-Bereich, in dem die Bestimmung des Azimutwinkels basierend auf der targetfernen Auslese SR eine konstante Verteilung liefert. Das läßt den Schluß auf die Richtigkeit der Voraussetzungen zu, so daß man die Gainfaktoren der hinteren Auslese als konstant über dem Stabquerschnitt annehmen darf. Die zweidimensionale Darstellung erlaubt dann Aussagen über das Verhalten der Gainfaktoren von SF.

Das rechte Diagramm zeigt über den gesamten abgedeckten Bereich einen linearen Zusammenhang der Signale von SF und SR. Da beiden der identische Energieverlust zugrundeliegt, darf man wegen der Definition des Gainfaktors (3.1) schließen, daß auch der Gainfaktor der vorderen Auslese hier keine azimutale Abhängigkeit aufweist, was in Übereinstimmung mit der beobachteten konstanten Winkelverteilung steht (Abb. 4.2). Anders bei kleinen z-Werten (linkes Diagramm): Sind die Signalhöhen groß (SF $>$ 250 ADC-Kan.), so findet man eine lineare Abhängigkeit, während sich die Verteilung im Bereich kleiner Signale leicht, aber erkennbar nach unten wölbt. Aus der vorderen Auslese erhält man demnach für kleine zurückgelegte Weglängen höhere Signale, als man bei konstantem Gain erwarten würde. Die Kurve kann dementsprechend interpretiert werden als Hinweis auf einen höheren Gainfaktor an den Rändern der Stäbe.

Erhöhung des differentiellen Energieverlustes

Der differentielle Energieverlust des Protons ist von dessen kinetischer Energie abhängig. In dem von EDDA untersuchten Energiebereich erhöht sich dE/dx mit abnehmender kinetischer Energie. Wenn der Energieverlust, den das Teilchen im Stab erleidet, seine kinetische Energie merklich reduziert, dann äußert sich das in einem längs des Weges geringfügig ansteigenden Wert von dE/dx. Der Effekt sollte aber lediglich bei großen Streuwinkeln (kleinen z-Koordinaten) eine Rolle spielen, da die kinetische Energie der Protonen dort am geringsten ist. Bei einem Strahlimpuls von 2250 MeV/c bewegen sich die unter einem Winkel von 72° gestreuten (und damit gerade noch vom Detektor registrierten) Protonen nur mit einer kinetischen Energie von ca. 80 MeV, so daß der Energieverlust von etwa 7 MeV (vgl. Abb. C.1) beim Passieren der Stablage deutlich ins Gewicht fällt. Die Erhöhung von dE/dx wird vor allem dann spürbar, wenn der totale Energieverlust des Protons im Stab selbst nicht allzu groß ist. Das betrifft insbesondere Teilchen, die nahe des rechten Randes die Elementarzelle passieren, im hinteren der beiden getroffenen Stäbe also nur eine kurze Weglänge zurücklegen. Die Erhöhung des Energieverlustes wird damit eine asymmetrische Winkelverteilung innerhalb der Elementarzelle erzeugen. Die Überlagerung dieses Effektes mit der Torbogenstruktur erschwert es, qualitativ zu klären, ob dieser Effekt für die experimentellen Verteilungen im Bereich von 50 bis 100 mm verantwortlich sein kann. Für zukünftige Betrachtungen scheint es daher sinnvoller, die Erhöhung

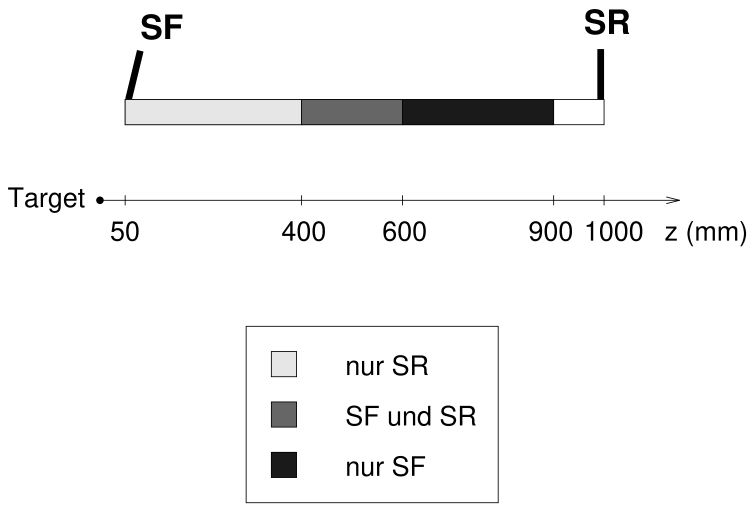

Abbildung 4.9: Bereiche, in denen die Signale der einezelnen Stabauslesen zur Winkelrekonstruktion verwendet werden können.

von dE/dx längs der Teilchenspur im Analyseprogramm zu berücksichtigen und die damit erzeugten Winkelverteilungen mit denen aus Abb. 4.2 und 4.3 zu vergleichen.

4.2.4 Winkelauflösung

Es ist demonstriert worden, daß die Qualität der φ-Rekonstruktion deutlich von der Entfernung der gestreuten Protonen zur verwendeten Auslese abhängt. Die Bereiche, in denen sich die Signale der Stabauslesen sinnvoll anwenden lassen, sind dadurch eingeschränkt. Abb. 4.9 veranschaulicht graphisch, an welchen Positionen längs des Stabes SF bzw. SR annähernd konstante φ-Verteilungen liefern. Vom Anfang des Stabes bis zu z=400 mm wird der Azimutwinkel ausschließlich aus der Information der targetfernen Auslese SR bestimmt, für z-Werte zwischen 600 und 900 mm zieht man ausschließlich SF heran. In der Mitte des Stabes (400 mm bis 600 mm) erzeugen SF und SR φ-Verteilungen vergleichbarer Güte, so daß dort die Möglichkeit besteht, den Teilchen den gemittelten rekonstruierten Azimutwinkel zuzuordnen.

Die Auflösung, die man letztlich mit Hilfe des Rekonstruktions-Algorithmus erzielen kann, läßt sich aus den experimentellen Daten abschätzen. Man kann sich wiederum die Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung zunutze machen. Die Forderung nach einem kinematischen Defizit $\alpha < 3°$ und einem Treffermuster 211 unterdrückt dabei die Untergrundereignisse weitge-

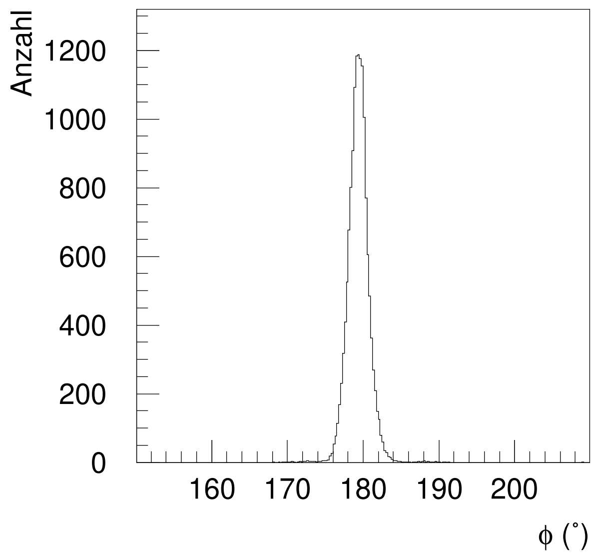

Abbildung 4.10: Verteilung der Differenz der Azimutwinkel beider Protonen. Die Breite einer angepaßten Gaußkurve beträgt $\sigma = 1.14°$.

hend. Trägt man die Differenz der Azimutwinkel der Ejektile zu 180° auf, so erhält man eine näherungsweise gaußförmige Verteilung, deren Breite ein Maß für die Winkelauflösung darstellt. Der Schwerpunkt der Verteilung liegt wegen der Verschiebung des Vertex von seiner Sollposition außerhalb 180°. Im nächsten Kapitel wird gezeigt, wie man diesen Umstand für die Bestimmung des Vertex nutzt.

Die Verteilung in Abb. 4.10 wurde mit Protonen eines Impulses von 2250 MeV/c im Bereich des symmetrischen Winkels (etwa 20°) erzeugt. Die Standardabweichung σ einer angepaßten Gaußkurve beträgt 1.14°. Dieser Wert muß auf den Einfluß des zweiten Protons korrigiert werden. Nimmt man an, daß die Winkelauflösung für beide Teilchen identisch ist, so genügt es, durch einen Faktor $1/\sqrt{2}$ zu teilen, so daß man hier 0.80° erhält.

Bevor das Proton die Stablage erreicht, muß es zunächst das 2 mm dicke Aluminium-Strahlrohr durchqueren. Durch Wechselwirkung mit dem Material wird es aus seiner ursprünglichen Streurichtung abgelenkt. Es handelt sich dabei um einen statistischen Prozeß; ein Ensemble gleichartiger Teilchen mit identischer Streurichtung weist nach der Materieschicht eine gaußförmige Winkelverteilung auf, deren Standardabweichung gegeben ist durch [Par94]:

$$\delta\varphi \approx \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p}\sqrt{\frac{x}{X_0}}$$

Dabei ist p der Teilchenimpuls, βc seine Geschwindigkeit, x die in Materie zurückgelegte Weglänge und X_0 die Strahlungslänge des Materials. Mit $X_0 \approx 8.9$ cm und einem Streuwinkel von ca. 20° erhält man eine Aufweitung von $\sigma \approx 2.8$ mrad $= 0.16°$. Unter Berücksichtigung dieser Verbreiterung und mit dem Zusammenhang FWHM $= 2.35\sigma$ zwischen Halbwertsbreite und Standardabweichung erhält man schließlich für die Winkelauflösung $\Delta\varphi$:

$$\boxed{\Delta\varphi \approx 1.8^\circ} \tag{4.1}$$

Kapitel 5

Vertex-Rekonstruktion

In der ersten Phase des EDDA-Experimentes wird lediglich die Außenschale des Detektors zur Messung verwendet. Damit dennoch eine sichere Bestimmung der Streurichtung der Ejektile gewährleistet werden kann, ist die Kenntnis der Position des Wechselwirkungspunktes von erheblicher Bedeutung. Zur Zeit existieren drei unabhängige Verfahren der Vertexrekonstruktion [Roh95]. Sie liefern jedoch teils ungenaue, teils widersprüchliche Resultate, so daß Bedarf nach einer eingehenderen Untersuchung des Problems besteht. Im Rahmen dieser Arbeit sollen zwei weitere mögliche Verfahren zur Vertexbestimmung skizziert werden.

5.1 Bestehende Methoden der Vertexbestimmung

Zwei der Halbleiterdetektoren zur Messung der Luminosität (vgl. Abschnitt 1.2) sind horizontal ($\varphi = 0°$ bzw. $180°$) am Strahlrohr angebracht. Ein Vergleich der Anzahlen der in den Zählern registrierten δ-Elektronen erlaubt Rückschlüsse auf die x-Position des Wechselwirkungspunktes. Man kann durch theoretische Betrachtungen zeigen, daß die Asymmetrie der Zählraten, $(N_{rechts} - N_{links})/(N_{rechts} + N_{links})$, direkt proportional der x-Koordinate des Vertex ist. Das gilt jedoch nur unter der Voraussetzung, daß die aktive Zone in beiden Detektoren die gleiche Fläche einnimmt. Ob diese Verhältnisse gegeben sind, ist nicht mit hinreichender Genauigkeit bekannt, so daß die Methode weniger die Bestimmung absoluter Werte als vielmehr relativer Änderungen zuläßt.

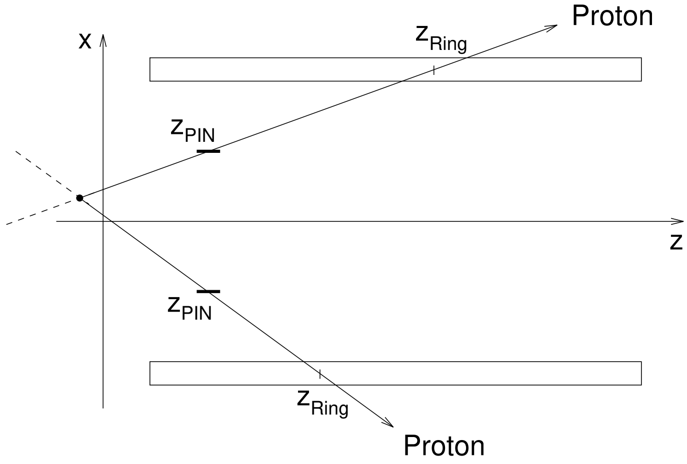

Abbildung 5.1: Rekonstruktion des Vertex über die Koinzidenz von Außenschale und PIN-Dioden.

Ein zweites Verfahren basiert ebenfalls auf der Information der Halbleiterzähler. Durchquert ein gestreutes Proton sowohl die PIN-Dioden als auch die Außenschale des Detektors, so kennt man zwei Punkte auf der Trajektorie des Ejektils: Die z-Koordinate des Durchstoßpunktes läßt sich aus den Signalen der Ringschale rekonstruieren, während die Lage der Halbleiterzähler durch deren geometrische Anordnung gegeben ist. Man kann so die Teilchenspur zurückverfolgen und aus dem Schnittpunkt der beiden Geraden durch die rechte und linke PIN-Diode die x- und z-Koordinate des Vertex rekonstruieren (Abb. 5.1). Wegen der Ausdehnung der aktiven Zone der Halbleiterzähler von ca. 1 cm^2 erhält man statt eines klar definierten Schnittpunktes eine vergleichsweise ausgedehnte Verteilung. Da zudem bereits geringe Unsicherheiten in der genauen Position der PIN-Dioden aufgrund der großen Abstände der Komponenten erhebliche Auswirkungen auf die ermittelten Werte haben, ist die Vertexrekonstruktion mit einer großen Unsicherheit behaftet.

Die Lage des Wechselwirkungspunktes entlang der z-Achse läßt sich darüber hinaus allein mit Hilfe der Außenschale des Detektors bestimmen. Es kommt dabei der Genauigkeit des Verfahrens zugute, daß sich die z-Koordinate des Durchstoßpunktes durch die Ringlage besonders sicher angeben läßt, wenn drei benachbarte Ringe vom Proton getroffen werden [Roh94]. Erzeugen beide gestreuten Protonen Cluster der Breite 3, so kennt man die z-Positionen der Teilchen relativ genau. Handelt es sich zudem um ein elastisches Proton-Proton-Ereignis, so ist durch die Kinematik der Reaktion der Winkel zwi-

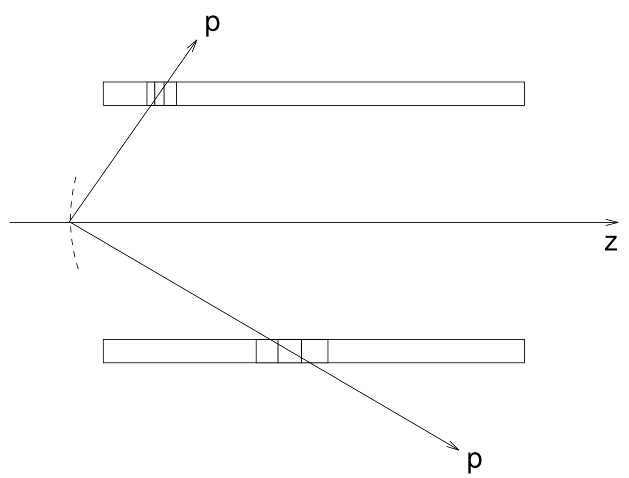

Abbildung 5.2: Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes über Ringcluster der Breite 3

schen den Ejektilen vorgegeben[1]. Trägt man ausgehend von den rekonstruierten Durchstoßpunkten alle Vertizes auf, von denen aus der Winkel zwischen den Teilchenbahnen den theoretisch erwarteten Wert annimmt, so erhält man ein Bogenstück ähnlich einem Thaleskreis. Dessen Schnittpunkt mit der Strahlachse liefert die gesuchte z-Koordinate des Vertex und ist weitgehend unabhängig von der x-Koordinate.

5.2 Vertexrekonstruktion mit der Außenschale

Die Rekonstruktion der z-Koordinate des Vertex allein mit Hilfe der Außenschale liefert ein deutlich genaueres Ergebnis als das Verfahren, das zusätzlich eine weitere Komponente, die Halbleiterzähler, benötigt. Es wäre daher wünschenswert, ebenfalls eine Methode zur Bestimmung der x-Koordinate des Wechselwirkungspunktes zur Verfügung zu haben, die sich einzig auf die Signale der Außenschale gründet. Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei derartige Verfahren vorgestellt.

[1]Im Falle der nichtrelativistischen elastischen Proton-Proton-Streuung beträgt er exakt 90° im Laborsystem. Im relativistischen Bereich ist er etwas geringer, läßt sich aber unter Kenntnis der kinetischen Energie der Strahlprotonen angeben.

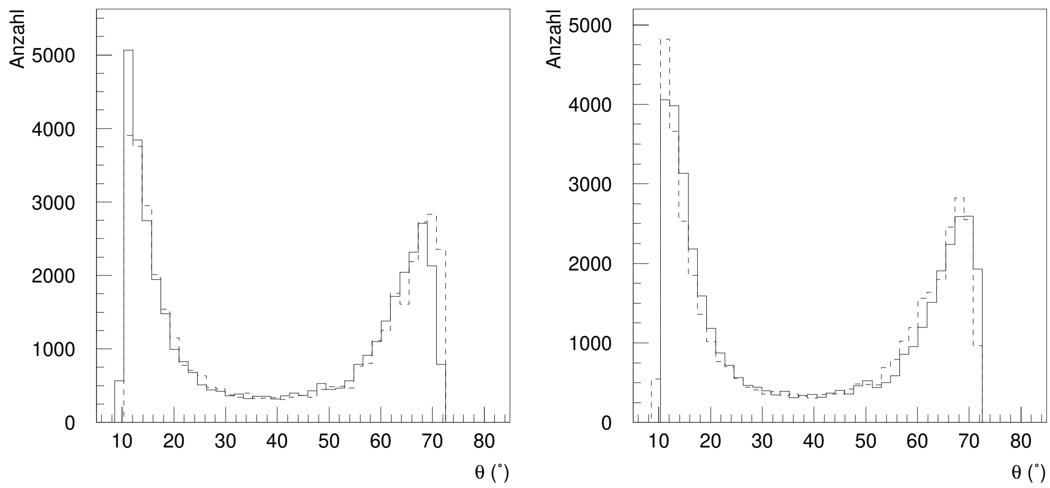

Abbildung 5.3: Einfluß der Vertexposition auf die θ-Verteilungen. Der linken Darstellung liegt eine Vertexposition $x = -50$ mm zugrunde, der rechten $x = +50$ mm. Die zur linken Halbschale gehörenden Histogramme sind durchgehend, die der rechten gestrichelt gezeichnet. Es wurden Daten der Strahlzeit vom September 1995 bei einem Strahlimpuls von 2250 MeV/c verwendet.

5.2.1 Vertexbestimmung mit den Polarwinkeln

Die Ringlage des EDDA-Detektors ermöglicht es, die z-Koordinate des Durchstoßpunktes eines Teilchens zu ermitteln. Der rekonstruierte Wert ist relativ unempfindlich gegenüber Verschiebungen des Wechselwirkungspunktes. Die Umrechnung der z-Position in den Polarwinkel θ hängt hingegen deutlich von der Lage des Vertex ab. Befindet sich der Vertex nicht in seiner Sollposition, so wird der Streuwinkel systematisch je nach Vertexposition falsch wiedergegeben. Die allein mit der linken bzw. rechten Ringhalbschale erzeugten θ-Verteilungen verschieben sich als Folge relativ zueinander. Wird der Vertexversatz jedoch in der Winkelrekonstruktion adäquat berücksichtigt, dann liefern beide Hälften identische Verteilungen.

Man kann sich diese Abhängigkeit für eine Vertexrekonstruktion zunutze machen. Ausgehend von den (korrekt wiedergegebenen) z-Verteilungen generiert man für jede der beiden Halbschalen unter Annahme verschiedener Vertexpositionen die zugehörigen θ-Verteilungen. Für die tatsächliche Vertex-Lage sollte die Übereinstimmung beider Spektren am größten sein.

Abb. 5.3 veranschaulicht den Einfluß der hypothetischen Vertexposition auf die erzeugten Winkelverteilungen. Die Selektierung der Ereignisse erfolgte analog zu Abschnitt 4.2.2; der Kohlenstoffuntergrund ist nach dem in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Verfahren abgezogen. Die Darstellung zeigt die Spektren für eine Vertexposition von $x = -50$ mm (links) bzw. $x = +50$ mm (rechts). Um eine möglichst große Empfindlichkeit zu erzielen, wurden ausschließlich horizontal, d. h. unter einem Winkel von 0° oder 180°, gestreute Protonen berücksichtigt. Für geringere Vertexverschiebungen kann man die Verschiebung der Spektren kaum mehr beobachten, so daß ein quantitatives Maß für die Güte der Übereinstimmung beider Winkelverteilungen unabdingbar ist. Man kann dazu die Größe χ^2 für die Differenz der Winkelverteilungen als Funktion von x berechnen:

$$
\begin{aligned}
f(x) &= \left(\frac{dN}{d\theta}\right)_{links} - \left(\frac{dN}{d\theta}\right)_{rechts} \\
\sigma_f &= \sqrt{\sigma^2_{links} + \sigma^2_{rechts}} \\
\chi^2_f(x) &= \sum_i \frac{[f(x,\theta_i)]^2}{[\sigma_f(\theta_i)]^2} \cdot \frac{1}{\text{Zahl der beitragenden Bins}}
\end{aligned}
$$

Die Variable i läuft dabei über alle Bins eines ausgewählten θ-Bereiches. Als Vertexposition gilt der Wert von x, für den das so berechnete χ^2 ein Minimum annimmt.

Die Anwendung des Verfahrens auf experimentelle Daten liefert jedoch unbefriedigende Ergebnisse. Die χ^2-Kurve zeigt häufig mehrere lokale Minima, deren Anzahl und Position stark von der im Prinzip beliebig wählbaren Breite der Bins in der erzeugten θ-Verteilung abhängen. Ebenso deutlich macht sich der Bereich bemerkbar, in dem die Winkelverteilungen verglichen werden. Einzelne Bins mehr oder weniger verändern die Lage des rekonstruierten Vertex bereits erheblich. Die Ursache dieser Effekte liegt in der verwendeten z-Rekonstruktion. Zwar wird die z-Position der Protonen in erster Näherung richtig beschrieben, in Details macht sich hingegen die Vertexposition durchaus bemerkbar. Für viele Anwendungen ist das unkritisch, hier jedoch zerstört sie die Sensitivität der Methode.

5.2.2 Vertexbestimmung mit den Azimutwinkeln

Neben dem Polarwinkel θ (Abschnitt 5.2.1) zeigt auch der mit Hilfe der Stablage bestimmte Azimutwinkel der Teilchen eine Abhängigkeit von der x-Koordinate des Vertex. Die Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung bedingt, daß die Differenz der Azimutwinkel beider Ejektile 180°

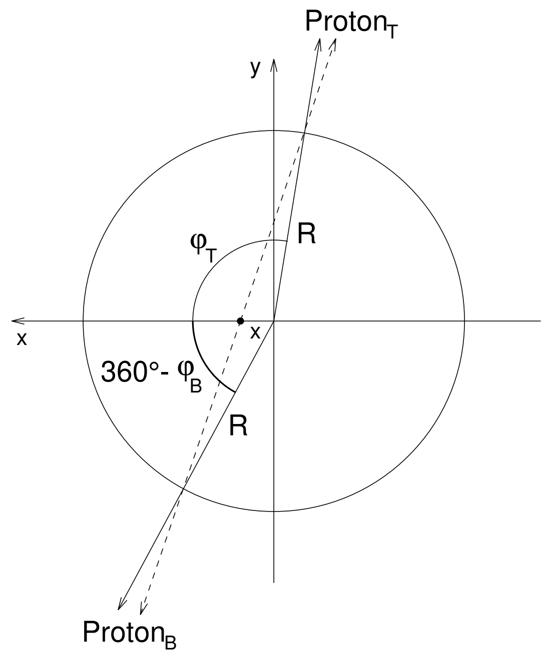

Abbildung 5.4: Prinzip der Bestimmung der x-Koordinate des Wechselwirkungspunktes über die Azimutwinkel.

beträgt. Ist der Wechselwirkungspunkt in horizontaler Richtung verschoben, so stimmen die ermittelten Winkel nicht mit den tatsächlichen überein (Abb. 5.4). Die Winkeldifferenz ist dann von 180° verschieden. Der Zusammenhang des Vertexversatzes x und der rekonstruierten Azimutwinkel φ_T und φ_B folgt aus elementaren geometrischen Überlegungen. Bezeichnet man mit R den Radius der Stablage, so gilt (Anhang D):

$$\boxed{x = \frac{R\sin(\varphi_T - \varphi_B)}{\sin\varphi_T - \sin\varphi_B}} \tag{5.1}$$

Damit hat man ein Hilfsmittel zur Verfügung, um auf einfache Weise unter Verwendung der in den Kapiteln 2 – 4 entwickelten Azimutwinkelrekonstruktion die x-Position des Vertex zu bestimmen.

Für den Test dieses Verfahrens wurden Daten aus der Strahlzeit vom September 1995 gemessen bei einem Strahlimpuls von 2250 MeV/c analysiert. Dazu wurden elastische Proton-Proton Streuereignisse durch ein gemessenes kinematisches Defizit $\alpha \leq 7.5°$ und ein Treffermuster 211 selektiert. Der Kohlenstoffuntergrund ist nicht abgezogen. Abb. 5.5 zeigt, wie die ermittelte Position des Vertex vom Azimutwinkel des in die obere Detektorhälfte

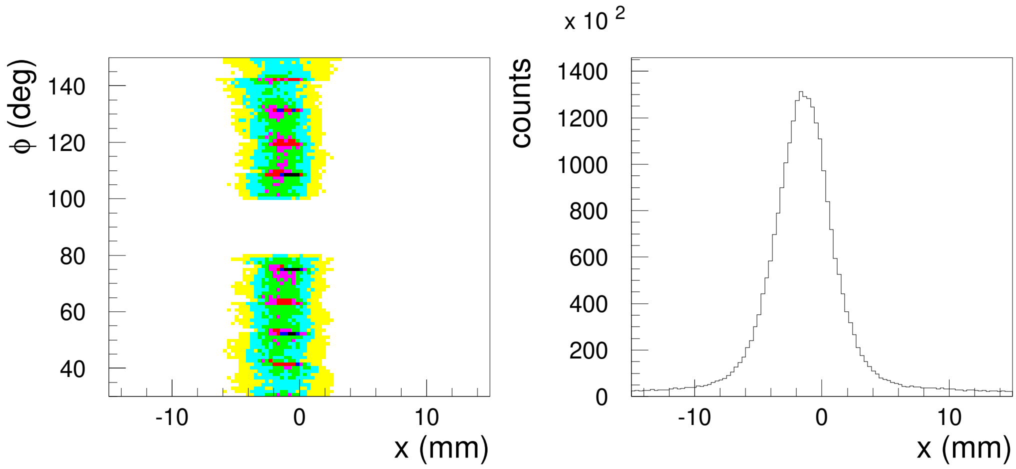

Abbildung 5.5: links: *Rekonstruierte Vertexposition in Abhängigkeit des Azimutwinkels ϕ des in die obere Detektorhälfte gestreuten Protons. Das unter Rückwärtswinkeln im Schwerpunktsystem gestreute Teilchen hat die Stablage in einem z-Bereich von* 50 *mm* $\leq z \leq$ 100 *mm durchquert. Die Häufigkeiten sind linear als Graustufen dargestellt.* rechts: *Projektion des linken Bildes auf die x-Achse.*

gestreuten Protons abhängt. Der Winkelbereich wurde dabei auf Werte zwischen 30° und 150° eingeschränkt, da für horizontale Ereignisse diese Methode prinzipiell unempfindlich ist. Man erkennt, daß die mittlere Position des rekonstruierten Vertex nicht vom Azimutwinkel des Ejektils abhängt. Die auftretenden waagerechten Streifen spiegeln die durch Stabcluster der Breiten 1 und 3 hervorgerufenen Spitzen in der φ-Verteilung wider.

Die erreichbare Auflösung δx_φ für die x-Koordinate des Vertex aufgrund der endlichen Auflösung der phi-Rekonstruktion $\delta\varphi$ ist gegeben durch:

$$\delta x_\varphi = \frac{\delta\varphi \cdot R}{\sqrt{2}\,|\sin\bar{\varphi}|} \tag{5.2}$$

wobei von den Näherungen $\varphi_B - \varphi_T \approx 180°$ und $\sin\varphi_T \approx \sin\varphi_B \approx \sin\bar{\varphi}$ mit $\bar{\varphi} \equiv [\varphi_T + (\varphi_B - 180°)]/2$ Gebrauch gemacht wurde. Mit einer Auflösung (vgl. Abschnitt 4.2.4) von $\delta\varphi$ von 1.8° (FWHM) ergibt sich eine erwartete Auflösung von δx_φ von etwa 3.6mm für φ=90°, die deutlich kleiner ist als die tatsächliche bestimmte Breite δx von etwa 5mm (vergleiche rechte Seite von Abb. 5.5). Dies ist bedingt durch die Breite des COSY-Strahls, d.h. die Reaktionsorte sind entlang des Fädchentargets – gespannt in der x-Richtung – verteilt. Bezeichnet man mit δx_{beam} die Halbwertsbreite des

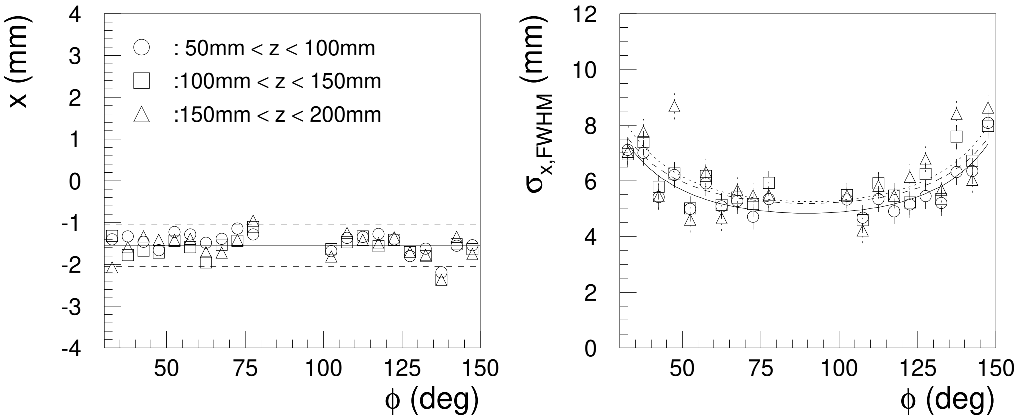

Abbildung 5.6: links: *Schwerpunkte und Breiten der Vertex-Verteilungen in Abhängigkeit des Azimutwinkels eines der beiden Ejektile. Die verschiedenen Linien in der rechten Darstellung korrespondieren mit den betrachteten z-Bereichen.*

Protonenstrahls ergibt sich die *gemessene* Breite zu

$$\delta x = \sqrt{\delta x_\varphi^2 + \delta x_{\mathrm{beam}}^2} \tag{5.3}$$

Da δx_{beam} im Gegensatz zu δx_φ *unabhängig* von φ ist, kann man die Variation von δx mit φ benutzen, um zusätzlich die horizontale Breite des COSY Strahls zu bestimmen.

Betrachtet man die Vertexverteilungen in Abhängigkeit des Azimutwinkels, so erhält man für jeden φ-Bereich eine Verteilung ähnlich der in Abb. 5.5. Durch Anpassung einer Gaußfunktion bestimmt man die gesuchte Vertexposition und -breite. Abb. 5.6 stellt die Ergebnisse der Untersuchung zusammen. Die verschiedenen Symbole repräsentieren unterschiedliche z-Bereiche des in Rückwärtsrichtung gestreuten Protons. Das linke Diagramm gibt die Vertexposition als Funktion des Azimutwinkels wieder. Es ergibt sich über den vollen Winkelbereich ein Mittelwert von -1.5 mm mit einem Fehler von weniger als 0.5 mm.

Auf der rechten Seite von Abb. 5.6 ist die gemessene Breite δx wiederum in Abhängigkeit von φ dargestellt. An die Punkte wurde eine Kurve nach (5.3) angepaßt, mit zwei freien Parametern $\delta\varphi$ und δx_{beam}. Bildet man den Mittelwert der Ergebnisse für verschiedene z-Bereiche, so erhält man für die Winkelauflösung

$$\delta\phi = 1.8^\circ \pm 0.1^\circ(\mathrm{FWHM})$$

in sehr guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus Abschnitt 4.2.4. Für die Breite des COSY Strahls ergibt sich

$$\delta x_{\rm beam} = 3.5 \pm 0.3 {\rm mm(FWHM)}.$$

Dies liegt im erwarteten Bereich; leider gibt es für einen Vergleich z. Zt. kein weiteres Verfahren, die Strahlbreite in x zu bestimmen. Die o.g. Fehler sind aus der Schwankung der Ergebnisse für verschiedene z-Bereiche abgeschätzt worden.

Die mittlere Lage des Wechselwirkungspunktes als auch seine raümliche Verteilung können folglich mit einer Genauigkeit von etwa 0.5 mm aus den gemessenen Azimutwinkeln für elastische Proton-Proton Ereignisse extrahiert werden. Damit ist dieses Verfahren allen bisher angewendeten deutlich überlegen. Da die Resultate zudem nicht von den Polarwinkeln bzw. z abhängen und man Daten aus dem gesamten Detektor kombinieren kann, läßt sich die Vertexlage selbst für relativ kleine Datensätze genau bestimmen. Grundlegend für den Erfolg dieser Methode war die in den vorherigen Kapiteln beschriebene Rekonstruktion des Azimutwinkels.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Die Arbeit befaßt sich mit Aspekten der Analyse von Daten zur elastischen Proton-Proton-Streuung im Rahmen des EDDA-Experimentes. Dabei wurden Möglichkeiten der Rekonstruktion sowohl des Azimutwinkels der gestreuten Teilchen als auch der horizontalen Verschiebung des Vertex von der Sollposition mit Hilfe der Signale der Detektor-Außenschale untersucht.

Die Bestimmung des Azimutwinkels aus den Daten der Stablage stellt den zentralen Punkt der Arbeit dar. Das Verfahren ist in Anlehnung an die Methode zur Rekonstruktion des Polarwinkels entwickelt worden, die bereits existierte und sich in der Praxis bewährt hat. Es basiert im wesentlichen auf einem Vergleich der Signale, die ein gestreutes Proton in benachbarten Szintillatorstäben erzeugt. Die Anwendung des Rekonstruktions-Algorithmus auf experimentelle Daten zeigt eine Abhängigkeit der Güte der Winkelrekonstruktion von der Position des Protons längs des Stabes. Je geringer die Entfernung des Teilchens zur Signalauslese, desto schlechtere Ergebnisse liefert die Bestimmung des Winkels. Der Effekt erklärt sich möglicherweise aus einer Änderung der Effizienz der Lichtauskopplung über die Breite der Stäbe. Experimentelle Untersuchungen mit einem kollimierten Strahl, etwa realisiert durch die Messung der Auftreffposition mittels eines ortsempfindlichen Detektors, könnten diese Annahme verifizieren.
Die verwendeten Szintillatorstäbe werden zu beiden Seiten von Photomultipliern ausgelesen. Zu jeder der beiden Signalauslesen findet sich ein Bereich entlang des Stabes, in dem der Azimutwinkel hinreichend gut rekonstruiert werden kann. Diese Zonen decken die Stäbe über ihre volle Länge ab, so daß trotz der beobachteten Effekte eine ausreichende Genauigkeit der Winkelbestimmung garantiert werden kann. Es ließ sich zeigen, daß die erzielbare Winkelauflösung mit $1.8°$ nur leicht oberhalb des aufgrund von Testmessun-

gen an Prototypen erwarteten Wertes von 1.5° liegt.

Zur Bestimmung der horizontalen Lage des Wechselwirkungspunktes wurden zwei auf den Signalen der Detektoraußenschale basierende Verfahren untersucht.
Ist der Vertex aus seiner Sollposition ausgelenkt, so verschieben sich die mit der rechten bzw. linken Halbringschale erzeugten Streuwinkelverteilungen gegeneinander. Das erste Verfahren versucht, diesen Zusammenhang für eine Vertexbestimmung zu nutzen. Es zeigte sich jedoch, daß die Rekonstruktion des Polarwinkels selbst so deutlich vom Vertex abhängt, daß sich diese Methode weniger gut zur Lösung des Problems eignet.
Bessere Resultate erzielt man mit einem Verfahren, das eine Anwendung Azimutwinkel-Rekonstruktion darstellt. Der Vertexversatz läßt sich dabei aus der Abweichung der Differenz der Azimutwinkel eines Paares elastisch gestreuter Protonen von 180° ermitteln. Erste Untersuchungen lieferten sehr vielversprechende Ergebnisse. So konnte gezeigt werden, daß sich die horizontale Verschiebung des Vertex auf diese Weise mit einer Unsicherheit von weniger als 0.5 mm bestimmen läßt. Es scheint daher lohnend, diesen Weg weiterzuverfolgen.

Anhang A

Die Rekonstruktionsformel

Abmessungen der Stablage

Abb. A.1 zeigt eine (nicht maßstabsgetreue) Skizze der Stablage bei Blick in Strahlrichtung. Die Abmessungen können Tab. A.1 entnommen werden.

	Symbol	Größe
radialer Abstand von der Strahlachse	R	160 mm
halber Öffnungswinkel der Elementarzelle	φ_0	5.625°
Winkel zwischen Grundseite und Schenkel des dreieckigen Querschnitts	γ	11.25°
Länge der Grundseite	c	64.88 mm
Länge des Schenkels	s	33.08 mm
Höhe des Dreiecks (ohne Sockel)	h	6.45 mm
Höhe des Sockels	Δ	0.6 mm
Dicke der Verpackung	–	0.15 mm
Kippwinkel der Stäbe	α	1.636°

Tabelle A.1: Abmessungen der Stablage. Die Symbole entsprechen denen in Abb. A.1.

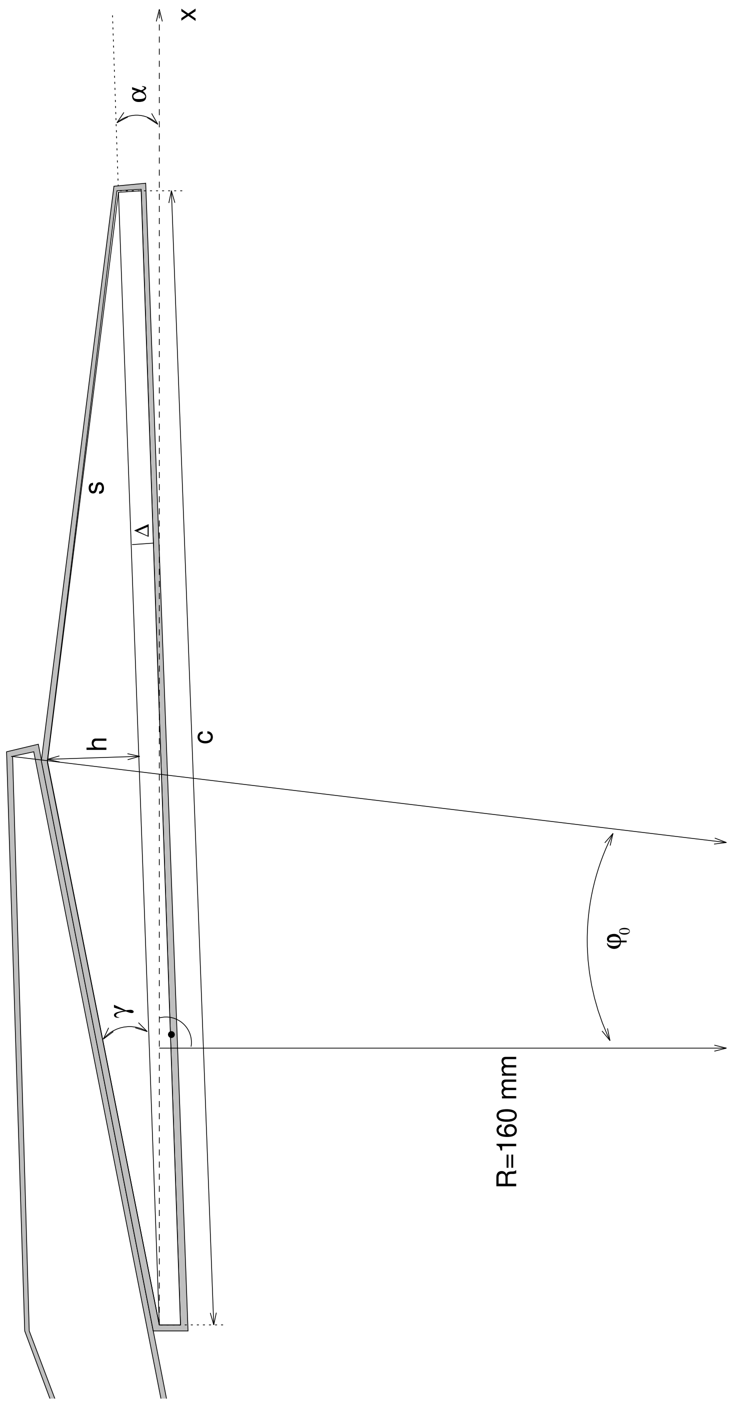

Abbildung A.1: Schematische Darstellung der Stablage, strahlabwärts gesehen. Die Verpackung der Szintillatoren ist grau dargestellt.

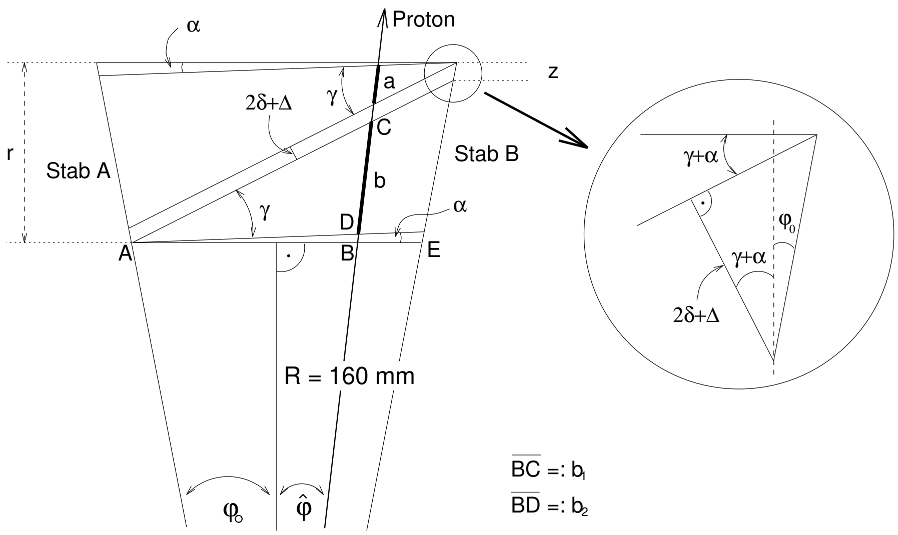

Abbildung A.2: Durchgang eines Protons durch eine Elementarzelle. Die Sockel der Stäbe sind nicht berücksichtigt.

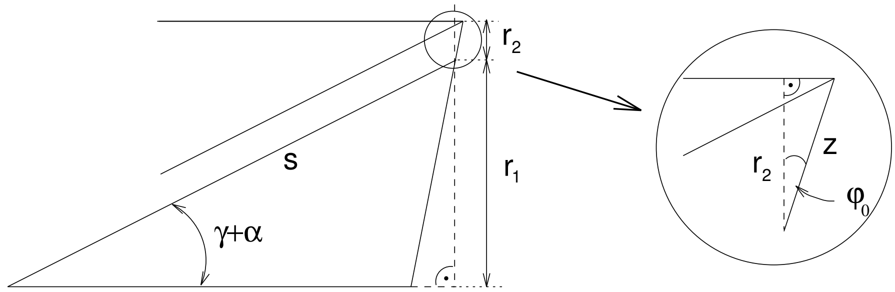

Abbildung A.3: Ausschnitt von Abb. A.2 zur Berechnung der Strecke r.

Die Rekonstruktionsformel

Ohne Sockel

Die Formel zur Berechnung des Azimutwinkels φ stützt sich ausschließlich auf geometrische Betrachtungen. Abb. A.2 zeigt die Verhältnisse beim Durchgang eines Protons durch eine Elementarzelle. Sockel und Verpackung der Stäbe sind nicht gezeichnet; der Einfluß des Sockels auf das Signal von Stab A bzw. B wird später berücksichtigt.

Anwendung des Sinussatzes auf die Dreiecke $\triangle$ABC bzw. $\triangle$ABD liefert für die Strecke b:

$$
\begin{aligned}
&\triangle \mathrm{ABC}: \\
b_1 &= R\,(\tan\hat{\varphi} + \tan\varphi_0)\tan(\alpha+\gamma)\,\frac{\sin(90^\circ+\alpha+\gamma)}{\sin(90^\circ-\hat{\varphi}-\gamma-\alpha)} \\
&= R\,(\tan\hat{\varphi} + \tan\varphi_0)\,\frac{\sin(\alpha+\gamma)}{\cos(\hat{\varphi}+\gamma+\alpha)} \\
&\triangle \mathrm{ABC}: \\
b_2 &= R\,(\tan\hat{\varphi} + \tan\varphi_0)\,\frac{\sin\alpha}{\cos(\hat{\varphi}+\alpha)}
\end{aligned}
$$

Für b erhält man damit:

$$
b = b_1 - b_2 = R\,(\tan\hat{\varphi} + \tan\varphi_0)\left(\frac{\sin(\gamma+\alpha)}{\cos(\hat{\varphi}+\gamma+\alpha)} - \frac{\sin\alpha}{\cos(\hat{\varphi}+\alpha)}\right)
$$

Bei der Berechnung der Strecke a verfährt man ebenso. Der Abstand R der Innenseite der Stablage von der Strahlachse ist dabei zu ersetzen durch $R{+}r$, wobei r die Höhe einer Elementarzelle ist (s. Abb. A.2). Es gilt (vgl. auch Abb. A.3):

$$
\begin{aligned}
r &= r_1 + r_2 = s\sin(\gamma+\alpha) + z\cos\varphi_0 \\
&= s\sin(\gamma+\alpha) + \frac{2\delta+\Delta}{\cos(\varphi_0+\gamma+\alpha)}\cos\varphi_0 \\
&= 8.32\ \mathrm{mm} \qquad \text{(mit den Daten aus Tab. A.1)}
\end{aligned}
$$

$$
\Longrightarrow \quad a = (R+r)(\tan\varphi_0 - \tan\hat{\varphi})\left(\frac{\sin(\gamma+\alpha)}{\cos(\hat{\varphi}+\gamma+\alpha)} - \frac{\sin\alpha}{\cos(\hat{\varphi}+\alpha)}\right)
$$

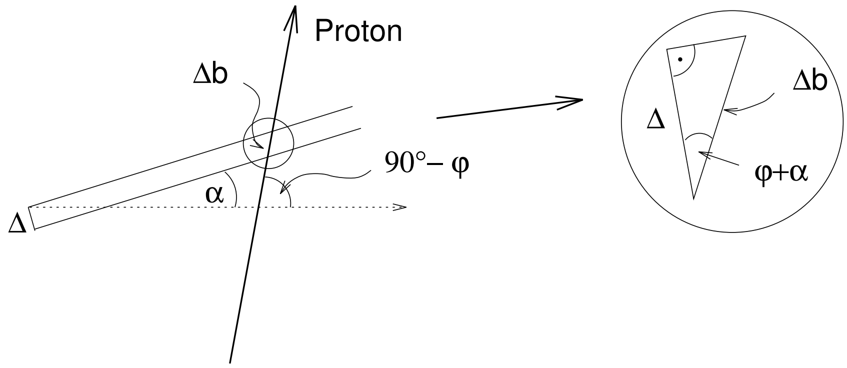

Abbildung A.4: Detailskizze: Weg des Protons durch den Sockel von Stab B. Für Stab A ist der Winkel α durch $\gamma + \alpha$ zu ersetzen.

Damit ergibt sich für die dimensionslose Größe Q ohne Berücksichtigung des Sockels:

$$Q \equiv \frac{b-a}{b+a} = \frac{(2R+r)\tan\hat{\varphi} - r\tan\varphi_0}{(2R+r)\tan\varphi_0 - r\tan\hat{\varphi}}$$

Die Gleichung läßt sich nach $\hat{\varphi}$ auflösen. Man erhält:

$$\tan\hat{\varphi} = Q \cdot \tan\varphi_0 \, \frac{1 + \frac{r}{(2R+r)Q}}{1 + \frac{rQ}{2R+r}}$$

Beitrag des Sockels

Berücksichtigt man darüber hinaus die Weglängen, die das Proton in den Sockeln der benachbarten Stäbe zurücklegt, so gelangt man nicht mehr zu einer geschlossenen Lösung für $\hat{\varphi}$; man ist vielmehr darauf angewiesen, eine geeignete Näherung durchzuführen. Wie Abb. A.4 zeigt, gilt für die Beiträge Δa und Δb des Sockels zu dem insgesamt in den Stäben A und B zurückgelegten Weg:

$$\begin{aligned} \Delta b &= \frac{\Delta}{\cos(\hat{\varphi} + \alpha)} \\ \Delta a &= \frac{\Delta}{\cos(\hat{\varphi} + \gamma + \alpha)} \end{aligned}$$

Man kann nun näherungsweise setzen:

$$\begin{aligned} \Delta b - \Delta a &\approx 0 \\ \Delta b + \Delta a &\approx 2\Delta \end{aligned} \qquad \text{da} \qquad \begin{aligned} |\Delta b - \Delta a| &\leq 0.05\Delta \\ |\Delta b + \Delta a - 2\Delta| &\leq 0.06\Delta \end{aligned}$$

Die Abschätzungen auf der rechten Seite wurden durch eine graphische Veranschaulichung der Funktionen in einem Bereich $-5.625° \leq \hat{\varphi} \leq 5.625°$ gewonnen.

Setzt man darüber hinaus

$$\frac{\sin(\gamma+\alpha)}{\cos(\hat{\varphi}+\gamma+\alpha)} - \frac{\sin\alpha}{\cos(\hat{\varphi}+\alpha)} \approx \tan\gamma \quad ,$$

so ist

$$\begin{aligned} Q &= \frac{(2R+r)\tan\hat{\varphi} - r\tan\varphi_0 + \Delta b - \Delta a}{(2R+r)\tan\varphi_0 - r\tan\hat{\varphi} + \Delta b + \Delta a} \\ &\approx \frac{[(2R+r)\tan\hat{\varphi} - r\tan\varphi_0]\,\tan\gamma}{[(2R+r)\tan\varphi_0 - r\tan\hat{\varphi}]\,\tan\gamma + 2\Delta} \end{aligned}$$

und man erhält nach einigen Umformungen:

$$\boxed{\tan\hat{\varphi} = Q\tan\varphi_0\left(\frac{1+\kappa/Q+\xi}{1+\kappa Q}\right)}$$

mit

$$\begin{aligned} \kappa &= \frac{r}{2R+r} = 0.025 \\ \xi &= \frac{2\Delta}{(2R+r)\tan\gamma\tan\varphi_0} = 0.187 \end{aligned}$$

Anhang B

Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Dieser Anhang basiert im Wesentlichen auf [Leo87]. Dort kann man auch weitergehende Informationen zum Verhalten von Teilchen in Materie finden.

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch Materie finden eine große Anzahl von Wechselwirkungen mit den Atomen des Absorbermaterials statt, die sich in ihrer Gesamtheit in Form von Energieverlust und Ablenkung des Teilchens von seiner ursprünglichen Richtung bemerkbar machen. Die elementaren elektromagnetischen Prozesse sind hauptsächlich folgende:

1. inelastische Kollisionen mit Hüllenelektronen des Materials

2. elastische Streuung an den Atomkernen des Absorbers

Darüber hinaus können auch Effekte wie Čerenkov-Strahlung und Kernreaktionen auftreten. Diese sind aber vergleichsweise selten und können daher hier vernachlässigt werden. Für leichte Teilchen spielt außerdem Bremsstrahlung eine Rolle.

Die weiteren Ausführungen beschränken sich auf das Verhalten schwerer Teilchen in Materie. "Schwer" bedeutet in diesem Zusammenhang, daß die Masse M des Teilchens groß im Vergleich zur Elektronenmasse m_e ist. Somit gehören Myonen, Pionen, Protonen, α-Teilchen und leichte Kerne in diese Kategorie, nicht aber Elektronen bzw. Positronen.[1]

Der Energieverlust eines schweren Teilchens in Materie wird hauptsächlich durch den erstgenannten elementaren Prozeß, die Streuung an Hüllenelektronen, hervorgerufen. In jedem Stoßprozeß wird ein Teil der kinetischen Energie des Teilchens auf ein Absorberatom übertragen, und zwar entweder in Form von Anregung des Atoms oder durch Ionisation. Der Energieverlust in einem Einzelprozeß ist dabei in der Regel sehr klein; die enorme Häufigkeit aber, mit der solche Streuungen auftreten (Wirkungsquerschnitt $\sigma \simeq 10^{-16} - 10^{-17}\mathrm{cm}^2$), führt dazu, daß das Teilchen meßbar an Energie verliert.

Die Coulomb-Streuung an den Atomkernen des Materials trägt normalerweise kaum zum Energieverlust bei. Der Energieübertrag in einem Einzelprozeß ist, da die Kernmasse meist deutlich über der Masse des Teilchens liegt, erheblich kleiner als im Falle der Wechselwirkung mit Elektronen; zudem ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Prozesses etwas geringer. Die Streuung an Kernen verursacht hauptsächlich die Ablenkung des Teilchens aus seiner ursprünglichen Richtung. Die Wechselwirkung mit Elektronen trägt hier kaum etwas bei, da durch die geringe Masse der Streupartner der Impulsübertrag vernachlässigbar klein ist.

Energieverlust

Die Elementarprozesse beim Durchgang eines Teilchens durch Materie sind prinzipiell statistischer Natur. Man kann daher keine Voraussagen über den Energieverlust eines einzelnen Teilchens machen, sondern lediglich über dessen Erwartungswert, d.h. den Mittelwert des Energieverlustes in einem Ensemble von Teilchen. Aufgrund der großen Anzahl von Einzelprozessen erwartet man aber, daß die Schwankung um diesen Erwartungswert nur gering ist.

Quantenmechanische Berechnungen des mittleren Energieverlustes pro Weglänge, dE/dx, führen auf die *Bethe-Bloch-Formel*:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \, \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \tag{B.1}$$

[1]Noch schwerere Teilchen wie z. B. schwere Ionen sollen aus der Diskussion ausgeklammert bleiben, da bei diesen zusätzliche Effekte auftreten, die ihr Verhalten stark beeinflussen.

mit

r_e:	klassischer Elektronenradius $= 2.817 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{cm}$	z:	Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten von e
m_e:	Elektronenmasse	v:	Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens
N_a:	Avogadro-Zahl $= 6.022 \cdot 10^{23}\,\mathrm{mol}^{-1}$	β:	v/c des einfallenden Teilchens
I:	Mittleres Anregungspotential	γ:	$1/\sqrt{1-\beta^2}$
Z:	Ordnungszahl des Absorbers	W_{max}:	Maximaler Energieübertrag in einer Kollision
A:	Massenzahl des Absorbers		
ρ:	Dichte des Absorbermaterials		

Die Abhängigkeit der Größe dE/dx von der Größe $\beta\gamma = pc/M$ ist für verschiedene Absorbermaterialien in Abb. B.1 veranschaulicht. Für Protonen ist der Teilchenimpuls ebenfalls angegeben. Man beachte, daß die dE/dx-Kurve ein Minimum aufweist. Teilchen, die mit der entsprechenden kinetischen Energie Material durchdringen, nennt man *minimalionisierend.*

Abbildung B.1: Differentieller Energieverlust nach Bethe-Bloch für verschiedene Absorber. (aus [Par94])

Anhang C

Unterteilung der Stäbe zur Gainfaktorbestimmung

Die Gainfaktoren der Stäbe weisen aufgrund ihrer Definition nach (3.1) eine deutliche Abhängigkeit von der z-Koordinate des Durchstoßpunktes des Protons auf. Zur Bestimmung der Faktoren aus den Daten ist es daher notwendig, die Stäbe in z-Abschnitte zu unterteilen, die so schmal sind, daß der Energieverlust der Teilchen über den Bereich nahezu konstant ist, die aber andererseits groß genug sind, um eine ausreichende Statistik zu gewährleisten.

Abb. C.1 zeigt die Abhängigkeit des mittleren Energieverlustes eines elastisch gestreuten Protons von der z-Koordinate des Durchstoßpunktes. Dabei wird angenommen, daß das Teilchen den Stab in seinem First durchquert; der Strahlimpuls betrage 2250 MeV/c. Auffällig ist der starke Abfall des Energieverlustes bei kleinen Werten von z, d.h. im targetnahen Bereich. Das hat zur Folge, daß eine Einteilung in äquidistante Stücke bei der Gainfaktorbestimmung zu unbefriedigenden Resultaten in dieser Region führt. Die Pulshöhenverteilungen in den targetnahen z-Abschnitten werden breit und vergleichsweise strukturlos. Eine gleichmäßig feinere Unterteilung hingegen führt zu einer geringen Zahl registrierter Ereignisse in den Abschnitten, die weiter vom Wechselwirkungspunkt entfernt liegen. Es ist daher unvermeidlich, durch die gewählte Breite der Abschnitte diesem Verhalten Rechnung zu tragen. Die Unterteilung wird nahe des Targets fein, weiter strahlabwärts um einen Faktor 5 gröber vorgenommen. In den ersten Abschnitten wird trotz der geringeren Breite eine ausreichende Zahl elastisch gestreuter Protonen akkumuliert; die Zahl der gestreuten Teilchen als Funktion von z zeigt, daß kleine z-Werte bevorzugt auftreten (s. Abb. C.2).

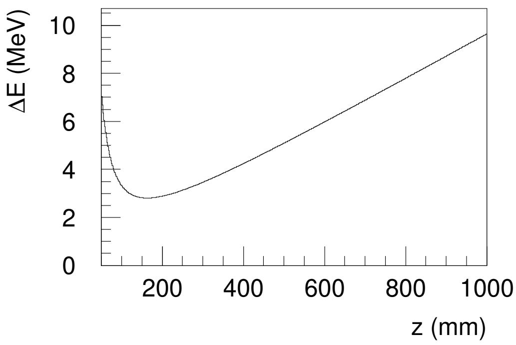

Abbildung C.1: Energieverlust eines Protons in einem beliebigen Stab in Abhängigkeit der z-Koordinate des Durchstoßpunktes bei Durchgang durch den "First" des Stabes (Strahlimpuls $p = 2250$ MeV/c).

In Tabelle C.1 ist die Unterteilung dargestellt, die aufgrund obiger Überlegungen gewählt wurde.

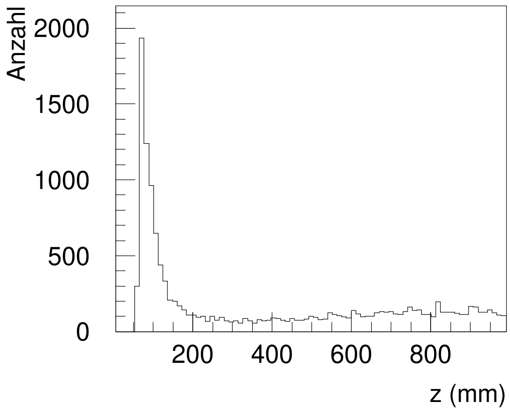

Abbildung C.2: Zahl der elastisch gestreuten Protonen in Abhängigkeit der z-Koordinate des Durchstoßpunktes durch die Ringlage des Detektors bei einem Strahlimpuls von 2257 MeV/c. Die Daten stammen aus der EDDA-Strahlzeit vom März 1995.

Abschnitt Nr.	z-Bereich in mm
1	50–60
2	60–70
3	70–80
4	80–90
5	90–100
6	100–150
7	150–250
8	250–300
9	300–350
10	350–400
11	400–450
12	450–500
13	500–550
14	550–600
15	600–650
16	650–700
17	700–750
18	750–800
19	800–850
20	850–1000

Tabelle C.1: Unterteilung der Stäbe in z-Abschnitte zur Bestimmung der Gainfaktoren.

Anhang D

Vertexrekonstruktion

Der Zusammenhang (5.1) zwischen der x-Koordinate des Vertex und den rekonstruierten Azimutwinkeln φ_T und φ_B läßt sich mittels elementarer Geometrie herleiten.

Anwendung des Sinussatzes auf die Dreiecke $\triangle ABD$ und $\triangle BCD$ liefert nach leichten Umformungen:

$$\frac{x}{R} = \frac{\sin\varphi_T}{\tan\kappa} + \cos\varphi_T$$
$$\frac{x}{R} = \frac{\sin\varphi_B}{\tan\kappa} + \cos\varphi_B$$

Nach Elimination von κ erhält man:

$$\boxed{x = \frac{R\sin(\varphi_T - \varphi_B)}{\sin\varphi_T - \sin\varphi_B}}$$

Die Breite δx berechnet sich nach der Vorschrift:

$$\delta x = \delta\varphi\sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial\varphi_T}\right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial\varphi_B}\right)^2}$$

mit $\delta\varphi_T = \delta\varphi_B = \delta\varphi$.

Berechnet man die partiellen Ableitungen und berücksichtigt, daß $\varphi_T - \varphi_B \approx 180°$ und $\sin\varphi_T \approx \sin\varphi_B \approx \sin\bar{\varphi}$ mit $\bar{\varphi} \equiv [\varphi_T + (\varphi_B - 180°)]/2$, dann erhält man als Resultat:

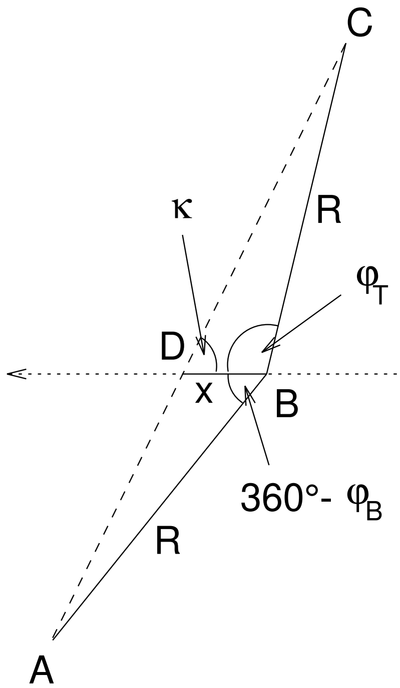

Abbildung D.1: Ausschnitt aus Abb. 5.4.

$$\frac{\partial x}{\partial \varphi_T} = \frac{R}{2\,|\sin\bar{\varphi}|} = -\frac{\partial x}{\partial \varphi_B}$$

und damit

$$\delta x = \frac{\delta\varphi \cdot R}{\sqrt{2}\,|\sin\bar{\varphi}|}$$

Literaturverzeichnis

[Ack93] K. Ackerstaff, *Konzeption einer Detektorsimulation für das EDDA-Experiment bei COSY und Anwendung auf Detektorkomponenten*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1993

[Arn94] R.A. Arndt, I.I. Strakovsky, R.L. Workman, *Updated Analysis of NN Elastic Scattering Data to 1.6 GeV*, Phys. Rev. **C 50** (1994) 2731

[Bal94] J. Ball et al., *Observation of a narrow structure in the pp elastic scattering observable A_{00nn} at $T_{kin} = 2.11\,GeV$*, Phys. Lett. **B320** (1994) 206

[Bis93] J. Bisplinghoff et al., *Position sensitivity by light splitting in scintillator arrays*, Nucl. Instr. and Meth. **A 329** (1993) 151–162

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

[Cho74] A. Chodos et al., *New Extended Model of Hadrons*, Phys. Rev. **D 9** (1974) 3471

[Eis94] S. Eisenhardt, *Konstruktive und apparative Entwicklungen zum Laser-Monitor-System des EDDA-Detektors bei COSY*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994

[Gar85] M. Garçon et al., *The continuous energy dependence of pp differential elastic cross sections between 500 and 1200 MeV*, Nucl. Phys. **A 445** (1985) 669–684

[Hei95] A. Heine, *Luminositätsüberwachung am EDDA-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1995

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

[Loc86] M.P. Locher, M.E. Sainio, A. Švarc, *Dibaryon Resonances*, Adv. Nucl. Phys. **17** (1986) 47

[Mac87] R. Machleidt, K. Holinde, Ch. Elster, *The Bonn Meson-Exchange Model for the Nucleon-Nucleon Interaction*, Phys. Rep. **149** (1987) 1

[Mos94] F. Mosel, *Ein internes Wasserstofftarget für Speicherringexperimente*, Dissertation, Universität Bonn, 1994

[Mül95] M. Müller, *Integration eines Laser-Monitorsystems in den EDDA-Detektor am COSY*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1995

[Par94] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. **D 50** (1994)

[Roh94] H. Rohdjess, O. Diehl, *Offline Analysis of EDDA Run June 13-17, 1994: Theta Reconstruction*, EDDA internal report 94-02, Universität Bonn, 1994

[Roh95] H. Rohdjess, persönliche Mitteilung, 1995

[Schei94] H. Scheid, *Methoden zur Luminositätsbestimmung am COSY-Experiment EDDA*, Dissertation, Universität Bonn, 1994

[Schwa91] F. Schwandt, *Konzeption, Aufbau und Test des Triggersystems für das EDDA-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1991

[Schwa95] F. Schwandt, *Datenaufnahme und Datenanalyse im EDDA-Experiment*, Dissertation, Universität Bonn, 1995

[Shi94] H. Shimizu et al., Nucl. Phys. **A 569** (1994) 791

[Sim93] J. Simon et al., *Absolute pp-elastic cross sections from 492 to 793 MeV*, Phys. Rev. **C 48** (1993) 662–675

[Wae71] B. L. van der Waerden, *Mathematische Statistik*, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1971

[Wel95] A. Wellinghausen, *Der Nachweis energiereicher Protonen mit Halbringen aus szintillierenden Fasern*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1995

[Wie94] W. Wiedmann, *Ein zylindrischer Detektor aus szintillierenden Fasern und erste Messungen zum EDDA-Experiment an COSY*, Dissertation, Universität Bonn, 1994

[Wol92] Knut Woller, *Untersuchung halbringförmiger Plastikszintillatoren für das EDDA-Experiment am COSY Jülich*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1992

[Wol95] Knut Woller, *Rotbuch der EDDA–Außenschale*, EDDA Interner Bericht 95-01

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. H. Rohdjess, an den ich mich jederzeit mit all meinen Fragen und Problemen wenden konnte, der gerne bereit war zu helfen, wo es sich als nötig erwies, und von dem ich mehr gelernt habe als in vielen Jahren des Studiums zuvor.

Ich danke Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff, der mir mit dieser Arbeit die Möglichkeit geboten hat, ein interessantes und vielfältiges Gebiet zu untersuchen,

Herrn Dipl. Phys. O. Diehl und Herrn Dr. F. Schwandt, die mir stets mit ihren Computerkenntnissen zur Seite standen und mir zeigten, daß diese grauen Kästen so unheimlich gar nicht sind,

Herrn Dipl. Phys. A. Heine für seine Freundschaft, die ich in manchen Situationen sehr zu schätzen wußte,

allen Mitgliedern der EDDA-Kollaboration in Bonn und Hamburg sowie der MOMO-Kollaboration für die gute Zusammenarbeit,

der Firma AEG für ihr leistungsstarkes Produkt Thermofix E, das mir vielfach die Arbeit beträchtlich erleichtert hat,

meinem tapferen Mitstreiter, Herrn Dipl. Phys. J. Patt, der in unzähligen Diskussionen versucht hat, mir physikalische Gedankengänge begreifbar zu machen,

vor allem aber meinen Eltern, die mich auf meinem Weg in jeder erdenklichen Form unterstützt haben.