Aufnahme und Auswertung elastischer Streudaten im EDDA-Experiment

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der
Hohen Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Olaf Diehl
aus Koblenz

Bonn im März 1998

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

Tag der mündlichen Prüfung: 16. 4. 1998

Referent : Prof. Dr. J. Bisplinghoff
Korreferent : Prof. Dr. R. Maschuw

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Auf dem Gebiet der starken Wechselwirkung ist die Nukleon-Nukleon-Streuung von fundamentaler Bedeutung. Insbesondere der (elastischen) Proton-Proton-Streuung kommt aufgrund der einfachen experimentellen Bedingungen eine zentrale Rolle zu. Bei niedrigen Energien ist man nur auf den langreichweitigen Teil der starken Wechselwirkung sensitiv. Dieser ist im Rahmen von Meson-Austausch-Modellen gut verstanden. Wenn man die Laborenergie auf wenige GeV erhöht, wird der Abstand zwischen den Protonen so klein, daß sich das gesamte Nukleon-Potential zeigt. Darüber hinaus stellt sich die Frage, inwieweit schon Freiheitsgrade der Quarks Bedeutung erlangen, die dann den Hochenergiebereich dominieren.

Die elastische Proton-Proton-Streuung ist bereits mehrfach systematisch gemessen worden [ALBR70, KAMM71, WILL72, JENK80, LECH93]. Eine erneute, präzise Vermessung wird vom EDDA-Experiment durchgeführt. Sie dient folgenden wissenschaftlichen Zielen:

1. der Suche nach dibaryonischen Resonanzen und

2. der systematischen und präzisen Vermessung der Anregungsfunktionen von Spinobservablen zur Verbesserung der Streuphasenanalysen, die bisher nur sehr ungenau bestimmt sind.

Unter dibaryonischen Resonanzen sind Zwischenzustände aus sechs Quarks, die nicht mehr zwei getrennten Nukleonen zugeordnet werden können, zu verstehen. Hierfür gibt es sowohl verschiedene theoretische Vorhersagen [LOCH86] als auch experimentelle Anzeichen [BALL93, BERT85, SHIM94], wenn auch keine eindeutigen Erkenntnisse. Allerdings ist davon auszugehen, daß solche Resonanzzustände deutlich in den Anregungsfunktionen der Spinobservabeln zu erkennen sind. Eine Streuphasenanalyse wäre ein wichtiges Hilfsmittel zur Bestimmung der Quantenzahlen etwaiger Resonanzen.

Bei der Streuphasenanalyse [DOHR97] handelt es sich um eine physikalisch motivierte Zusammenfassung und Komprimierung experimenteller Daten. Ausgehend von den Daten einer Vielzahl von Experimenten erhält man einen kleinen Satz von Parametern, der die Nuklon-Nukleon-Streuung vollständig beschreibt. Dies ist ein entscheidender Schritt, um eine Verbindung zwischen Experiment und Theorie zu schaffen. Streuphasen mit einer guten experimentellen Datenbasis erlauben harte Tests theoretischer Modelle zur Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung.

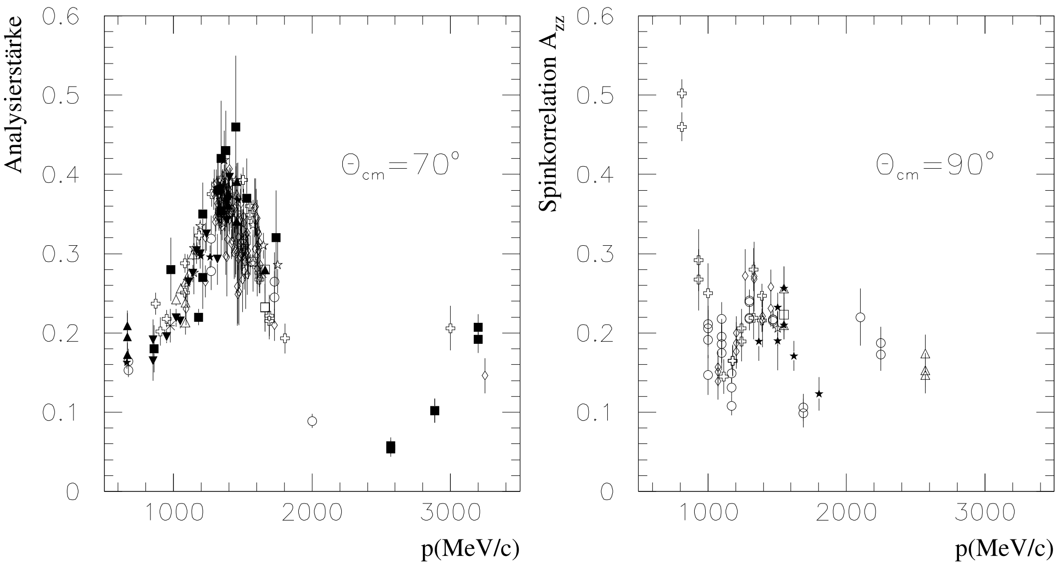


Abbildung 1.1: Gesamter Literaturdatensatz gemäß [SAID94] für die Analysierstärke A_y (links) und den Spinkorrelationsparameter A_{zz} (rechts).

Beide Ziele des EDDA-Experiments, die Suche nach Dibaryonen und die Streuphasenanalyse, stellen etwa die gleichen experimentellen Anforderungen: sowohl der spin-gemittelte, differentielle Wirkungsquerschnitt als auch Observable der polarisierten Proton-Proton-Steuung müssen mit hoher Präzision systematisch vermessen werden. Die Messung sollte in kleinen Energieschritten mit hoher relativer Genauigkeit erfolgen, um einen konsistenten Datensatz, vor allem in Hinblick auf die Energieabhängigkeit, zu erhalten.

Daten der beschriebenen Qualität werden von bereits durchgeführten Experimenten nicht bereitgestellt (s. Abb. 1.1). Vor allem im Bereich der polarisierten Daten besteht ein großes Defizit. Im Falle des spin-gemittelten Wirkungsquerschnitts gibt es zwar eine sehr viel größere Datenmenge, allerdings mangelt es mitunter an Konsistenz.

Das EDDA-Experiment vermißt den differentiellen Wirkungsquerschnitt und Observable der polarisierten Proton-Proton-Streuung systematisch in kleinen Energieschritten und mit hoher relativer Genauigkeit. Dies ermöglicht sowohl die Suche nach dibaryonischen Resonanzen als auch eine drastische Verbesserung der Streuphasenanalysen.

1.2 Das EDDA-Experiment

Das EDDA-Experiment wird an dem Teilchenbeschleuniger COSY (COoler SYnchrotron) im Forschungszentrum Jülich durchgeführt. COSY stellt unpolarisierte sowie senkrecht zur Strahlebene polarisierte Protonen im Bereich von $40 MeV$ bis ca. $2.5 GeV$ kinetischer Energie mit hoher Strahlqualität zur Verfügung. Zusammen mit dem polarisierten Atomstrahltarget des EDDA-Experiments können beide Protonen im Eingangskanal polarisiert werden. Die Polarisation im Ausgangskanal kann nicht nachgewiesen werden. Hierfür wäre ein Doppelstreuexperiment notwendig. Wichtig ist, daß EDDA als internes Experiment realisiert ist, d.h. das Target wird direkt dem internen, rezirkulierenden Protonenstrahl von COSY ausgesetzt. Dies ermöglicht eine neue Meßmethode: Die Messung während der Strahlbeschleunigung von COSY. Diese neue Methode bietet vor allem den Vorteil, daß die Energievariation extrem einfach erreicht werden kann: Die Beschleunigungsrampe läßt sich in viele, schmale Energieintervalle einteilen. Eine Beschränkung dieser Meßmethode besteht in der Praxis nur darin, daß in jedem Energieintervall eine genügende Statistik vorhanden sein muß. Gleichzeitig erweist es sich als einfach, eine hohe relative Genauigkeit zu erzielen: Jeder Beschleunigungszyklus stellt eine komplette Anregungsfunktion dar, die innerhalb weniger Sekunden in einem Zug gemessen wird. Dadurch werden viele systematische Fehler, die beim separaten Messen verschiedener Energien auftreten können, vermieden. Natürlich ist die Statistik, die aus einem Zyklus resultiert, viel zu gering. Aber durch Mittelung über viele Zyklen kann genau die erwünschte Statistik erzielt werden.

Ein weiterer Vorteil eines internen Experimentes ist die sehr hohe Luminosität. Diese resultiert daraus, daß der Teilchenstrahl mit ca. $1MHz$ rezirkuliert. Das ermöglicht den Einsatz eines sehr dünnen Atomstrahltargets, ein äußerst sauberes Wasserstofftarget mit hoher Polarisation.

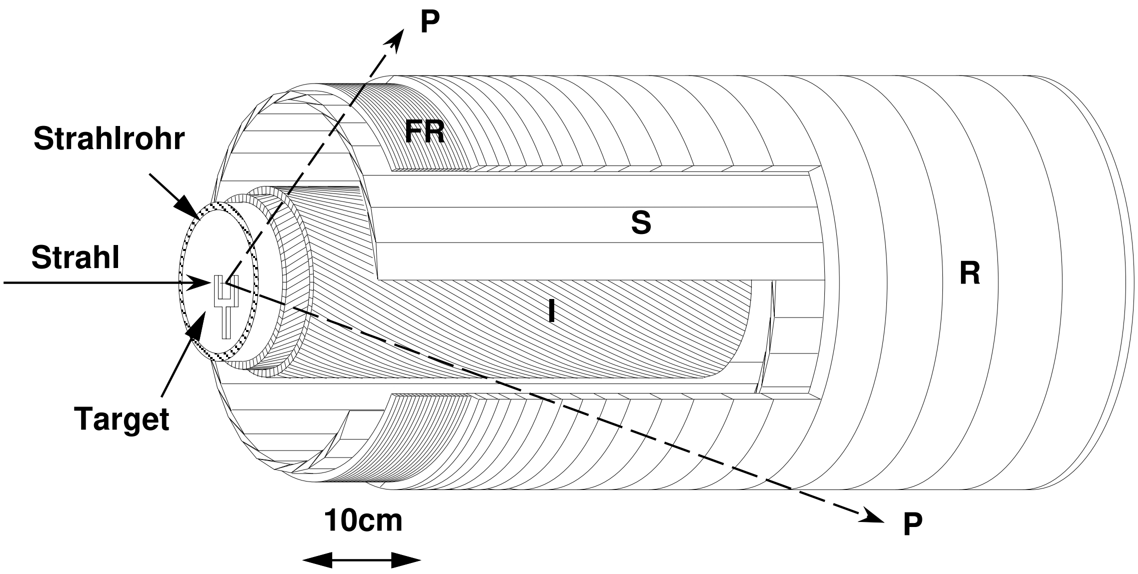


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung des EDDA-Detektors. S=Stablage, R=Ringlage, FR=Faserringe, I=Innenschale.

Den Aufbau des Detektors zum Nachweis der beiden gestreuten Protonen zeigt Abb. 1.2. Der zirkulierende Protonenstrahl kommt von links und trifft auf das Target. Im Falle unpolarisierter Messungen ist dies ein Polypropylen-Fädchentarget, das auf eine Gabel aufgespannt ist. Die Fädchen müssen wegen der hohen Luminosität sehr dünn sein, deshalb werden solche mit einem Querschnitt von 4x5μm^2 verwendet. Zur Korrektur des Untergrundes aufgrund des Kohlenstoffanteils stehen auch reine Kohlenstoff–Fädchentargets zur Verfügung. Als polarisiertes Target kommt an der selben Stelle ein Atomstrahltarget zum Einsatz. Die Polarisationsrichtung kann in diesem Fall durch ein Haltefeld frei gewählt werden.

Der Detektor deckt einen großen Raumwinkelbereich ab. Bezüglich des Polarwinkels wird der Bereich von $10° - 72°$ (Laborsystem) abgedeckt, bzgl. des Azimutwinkels ist die Überdeckung praktisch vollständig. Der Aufbau des Detektors ist zweischalig, wobei sowohl die Außenschale (Stablage S und Ringlage R, FR in Abb. 1.2) als auch die Innenschale (I) dazu dienen, die Durchstoßpunkte der geladenen Teilchen zu bestimmen. Die Außenschale ist ihrerseits ein zweilagiges Szintillatorhodoskop. Die innere Lage ist die Stablage (S), bestehend aus 32 überlappenden Szintillatorstäben, die der Bestimmung des Azimutwinkels dienen. Außerhalb schließt sich die Ringlage (R) aus 2x29 Halbringen an, die entsprechend die Bestimmung des Polarwinkels ermöglicht. Die Breite der Halbringe ist so gehalten, daß sie vom Targetpunkt aus gesehen etwa gleiche Polarwinkelbereiche abdeckt. Dadurch sind die ersten neun Halbringpaare so schmal, daß sie nicht als massiver Szintillator, sondern aus szintillierenden Fasern aufgebaut sind.

Die erreichte Winkelauflösung kann durch den geschickten Überlapp der einzelnen Elemente weit über die Granularität hinaus erhöht werden. Hierzu stellt man fest, wie sich der Energieverlust eines Teilchens auf mehrere benachbarte Detektorelemente aufteilt (Verfahren der Lichtteilung, s. Abschnitt 5.1). Man erhält so eine Auflösung von ca. $\Delta\theta = 0.5°$ (Laborsystem, FWHM) bzw. $\Delta\phi = 1.5°$ (s. Kap. 5).

Soweit nur mit dem Fädchentarget gemessen wird, reicht die Außenschale als Detektor bereits aus, da der Reaktionsvertex eines Ereignisses durch das dünne Fädchentarget ausreichend genau bestimmt ist. Mit Hilfe des Durchstoßpunktes durch die Außenschale und des Reaktionsvertices werden dann die Trajektorien der gestreuten Protonen bestimmt. Dieses Verfahren ändert sich, sobald das Atomstrahltarget zum Einsatz kommt. Hier ist die Wechselwirkungszone recht groß, so daß man auf die Bestimmung eines zweiten Durchstoßpunktes mit der Innernschale des Detektors angewiesen ist. Die Innenschale (I) besteht aus 640 szintillierenden Fasern, die in vier helixartig gewundenen Schichten angeordnet sind. Die Ortsauflösung basiert hier allein auf der feinen Granularität.

Ein weiterer wichtiger Aspekt insbesondere bei internen Experimenten wie EDDA ist die Bestimmung der Luminosität [SCHE94]. Diese geschieht zum einen mit dem Nachweis von δ-Elektronen mit Silizium-Detektoren (PIN-Dioden) [HÜSK97]. Die Luminosität erhält man hier aus dem Vergleich der Messung mit dem bekannten Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt für Proton-Elektron- Streuung. Für Messungen mit dem Fädchentarget steht mit dem Sekundärelektronenmonitor (SEM) ein weiteres Verfahren zur Verfügung: Die Energiedissipation der Strahlprotonen im Targetfädchen führt zur Auslösung einer sehr großen Zahl niederenergetischer Elektronen. Dieser Ladungsverlust wird als integraler Strom mit einem hochempfindlichen, schnellen Strommeßgerät [SCHE94] nachgewiesen (s. Kap. 4).

Zur Zeit befindet sich das EDDA-Experiment im Meßbetrieb. Die Messung der Daten für die spin-gemittelten Wirkungsquerschnitte ist abgeschlossen und ausgewertet [EDDA97]. Aktuell steht die Messung der Daten zur Bestimmung der Analysierstärke A_y (nur Target polarisiert) an. Die Messungen der Spinkorrelationsparameter mit polarisiertem Protonenstrahl und Target haben noch nicht begonnen.

1.3 Zum Thema

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Aufnahme und Auswertung von Daten der elastischen Proton-Proton Streuung im EDDA-Experiment. Dazu haben viele Mitglieder der EDDA-Kollaboration beigetragen. Um eine möglichst lückenlose Darstellung der Datenauswertung geben zu können, sind in dieser Arbeit auch Leistungen anderer mit integriert und an der jeweiligen Stelle kenntlich gemacht.

In Kap. 2 (Datenaufnahme) wird mit der Beschreibung der Datenaufnahme begonnen, um die notwendigen Basisinformationen für das Verständnis der Datenauswertung zu liefern. Kap. 3 (Trigger) beschreibt den Aufbau und die Programmierung des Triggersystems. Anschließend werden in Kap. 4 (Luminosität) die Verfahren zur Bestimmung der Luminosität vorgestellt. Es werden sowohl der Sekundärelektronenmonitor (SEM) als auch die PIN-Dioden behandelt. In Kap. 5 (Winkelrekonstruktion) wird die Rekonstruktion der Streuwinkel aus den Rohdaten beschrieben. Sie ist die fundamentale Basis für die Bestimmung jeglicher Observablen. Kap. 6 (Elastische Wirkungsquerschnitte) zeigt auf übergeordneter Ebene, wie der differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt wird. Hier werden auch die Ergebnisse entsprechend dem aktuellen Stand der Datenauswertung präsentiert.

Kapitel 2

Datenaufnahme

Aufgabe der Datenaufnahme ist es, die Rohsignale des Detektors nutzbar zu machen. Dazu werden diese zunächst digitalisiert. Ferner werden die Daten formatiert, d.h. die verschiedenen, zu einem physikalischen Ereignis gehörenden Einzeldaten werden zusammengefaßt und so kenntlich gemacht, daß sie in späteren Analysen leicht selektiert werden können. Schließlich werden die Daten auf einem Massenspeichermedium abgelegt.

Das Datenaufnahmesystem des EDDA-Experiments erlaubt es, ca. 1000 Ereignisse (Trigger) pro Sekunde zu verarbeiten. Da stets nur einige der insgesamt etwa 800 Kanäle involviert sind, summiert sich dies auf eine mittlere Datenrate von $250 KB$ pro Sekunde. Außerdem wird eine hohe Flexibilität verlangt: Neben dem Hauptdetektor sind zwei Luminositätsmonitore und ein LASER-Monitorsystem zu integrieren. Auch die außergewöhnliche Meßmethode in der Beschleunigungsrampe von COSY erfordert besondere Maßnahmen zur Synchronisation mit dem Beschleuniger.

Im folgenden werden die einzelnen Teile des Datenaufnahmesystems genauer dargestellt. Ihr Verständnis ist wichtig für die spätere Datenanalyse: Viele Schwierigkeiten bei der Datenauswertung beruhen letztendlich auf unzureichender Kenntnis der Vorgänge bei der Datenaufnahme.

2.1 Konzeption

Die Kernaufgaben der Datenaufnahme sind Digitalisierung, Formatierung und Speicherung der Daten. Einen groben Überblick über die Verfahrensweise im EDDA-Experiment gibt Abb. 2.1.

Die analogen Signale vieler Detektoren müssen in zweierlei Hinsicht verarbeitet werden: Zum einen benötigt man die Pulshöheninformation, z.B. um die Erhöhung der Winkelauflösung mittels Lichtteilung durchführen zu können. Dazu werden die analogen Signale mit einem QDC („Charge to Digital Converter“) digitalisiert. Andererseits benötigt man die logische Information, welches Detektorelement überhaupt getroffen wurde („Treffer“). Diese Information steckt in den diskriminierten Signalen, auf deren Basis der Trigger realisiert wird (s. Kap. 3). Diese Komponenten sind aus Elektronik im CAMAC Standard aufgebaut. CAMAC ist gleichzeitig die Schnittstelle zum Datenaufnahmerechner: Analoge Signale werden durch die Digitalisierung zu Daten, die vom Datenaufnahmerechner („Eventbuilder“) erfaßt werden. Der Eventbuilder bringt die Fülle der Einzelinformationen, die jedes einzelne Streuereignis erzeugt, in einen sinnvollen Zusammenhang. Er fügt den eigentlichen Daten zusätzliche Information über die Datenstruktur hinzu, um bei der späteren Datenanalyse einen einfachen Zugriff auf die Daten zu erlauben (Formatierung). Schließlich können die

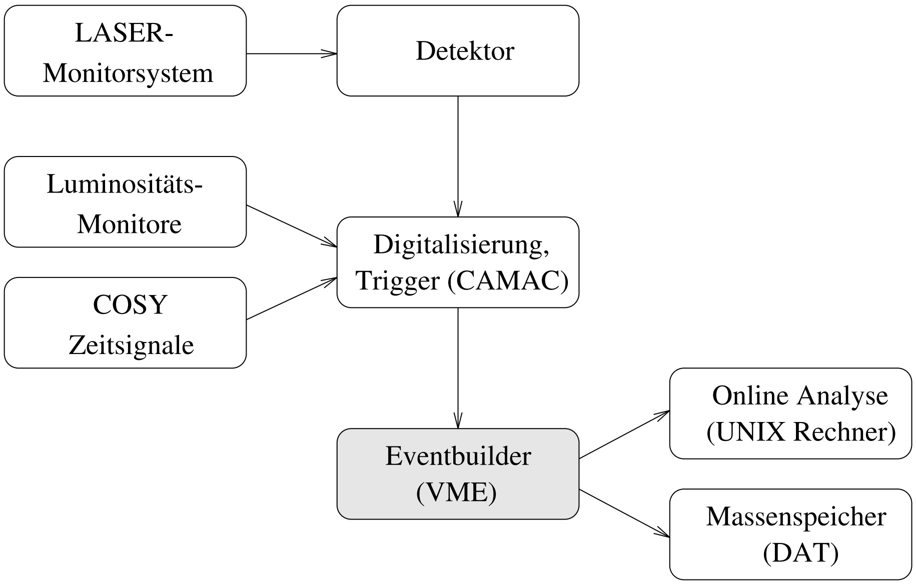


Abbildung 2.1: Konzept des Datenaufnahmesystems.

Daten auf einem Bandlaufwerk als Massenspeicher gesichert werden [DANI97]. Ein Ausschnitt dieser Daten kann gleichzeitig mit der Messung auf weiteren Rechnern analysiert werden („Online Analyse“). Dies dient hauptsächlich der Überwachung der Datennahme und der Detektorfunktion.

Neben diesem primären Datenfluß gibt es noch eine Fülle von kleineren Aufgaben zu lösen, die eine hohe Flexibilität des Datenaufnahmesystems verlangen. Zum Beispiel muß eine genaue Synchronisation des Experiments mit dem Beschleuniger COSY erfolgen, um jedem Ereignis die momentane Strahlenergie zuordnen zu können. Ein weiteres Beispiel ist das LASER-Monitorsystem: In den nur wenige Sekunden langen Meßpausen, in denen neue Protonen in den Beschleunigerring injiziert werden, überwacht dieses System die Außenschale des EDDA-Detektors [LIND96]. Weitere Details und Hintergründe der Konzeption des Datenaufnahmesystems finden sich in [SCHW95].

2.2 Auslese der Szintillatorschalen des Detektors

Der zentrale Teil der Datenaufnahme ist die Auslese der Szintillatorschalen des EDDA-Detektors, sowohl der Innenschale mit ihren 640 szintillierenden Fasern als auch der Außenschale mit ihren 32 Stäben und 2 mal 29 Halbringen. Bei den Halbringen gibt es eine zusätzliche Unterscheidung: Da die Breite der Halbringe etwa äquidistant bzgl. des Polarwinkels sein soll, sind die Ringe unter starken Rückwärtswinkeln sehr schmal, so daß sie aus technischen Gründen nicht mehr als massiver Szintillator gefertigt werden können. Deshalb sind die schmalsten 9 Ringe aus zwei Lagen szintillierender Fasern aufgebaut [ROTB95]. Zwei übereinander liegende Fasern münden als Faserpaar auf einem Photomultiplierkanal, vier nebeneinander liegende Faserpaare bilden einen Halbring, der für den Trigger geeignet ist („logischer“ Halbring).

Abb. 2.2 zeigt die Verarbeitung der Szintillatorkanäle bis hin zum Eventbuilder. Im Falle der massiven Szintillatoren werden die analogen Signale aus den Photomultipliern zunächst dupliziert („Fan Out“). Einerseits werden sie nun diskriminiert, um eine logische Information über getroffene Detektorelemente zu erhalten. Der Trigger filtert auf dieser Basis Ereignisse heraus, die offensichtlich keine elastischen Streuungen sind. Außer-

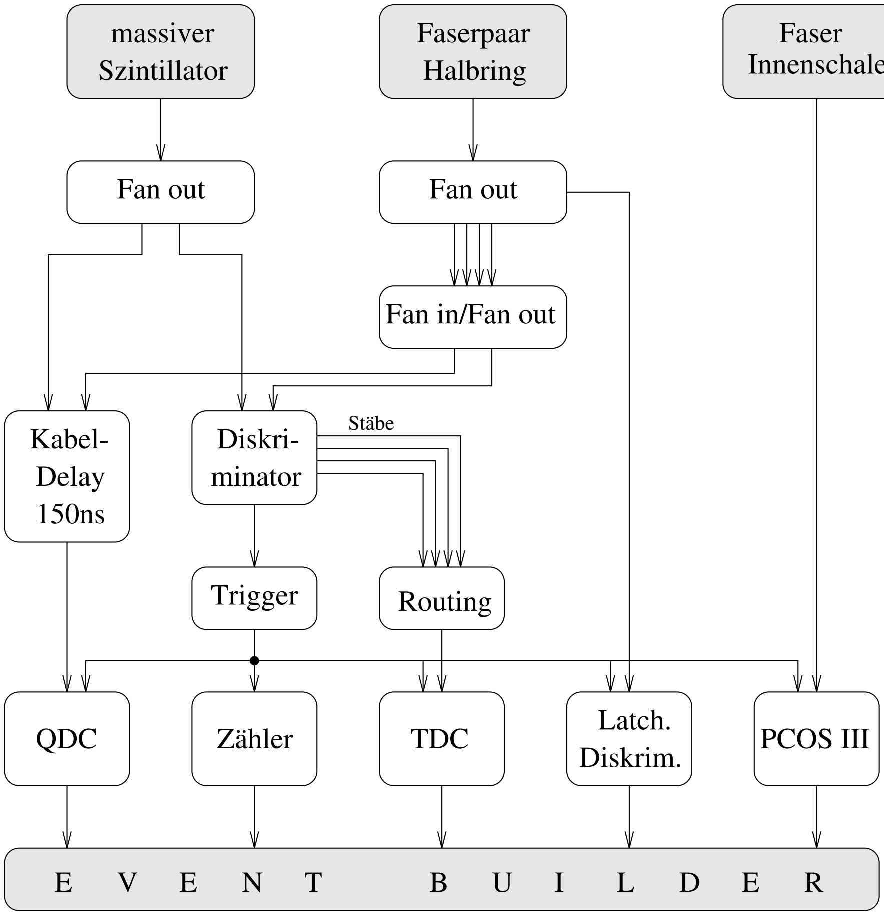


Abbildung 2.2: Auslese der Szintillatorschalen. Von oben nach unten läuft der Weg der analogen Signale der Photomultiplier bis zur Digitalisierung und Auslese durch den Eventbuilder.

dem startet er die Konversion der analogen Signale im QDC, einem ladungsempfindlichen Analog–Digital Konverter. Die Laufzeit im Triggerzweig beträgt etwa $120ns$, diese Zeit muß im analogen Zweig durch Laufzeit in Kabel (Kabeldelay) aufgefangen werden.

Die Stäbe der Außenschale sind länger als ihre Abschwächlänge und werden deshalb an beiden Enden ausgelesen. Außerdem wird durch die beidseitige Auslese eine Messung des Zeitunterschieds zwischen den Signalen an beiden Enden möglich. Aus dieser Zeitdifferenz kann grob auf die longitudinale Position des Teilchendurchgangs zurückgeschlossen werden. Dies hilft, Treffer in Stab- und Ringschale zu Teilchenspuren zu kombinieren. Aus technischer Sicht wird die Zeitmessung mit einem TDC (Time to Digital Converter) bewerkstelligt. Dieser mißt die Zeit zwischen einem ausgelösten Trigger und dem Signal des jeweiligen Stabes. Um TDC-Kanäle zu sparen, wird ein „Zeitrouting“ benutzt: Jeweils vier Stäbe, die bei elastischen Streuereignissen nicht gleichzeitig getroffen werden, nutzen einen Kanal gemeinsam.

Die Erfassung der aus Fasern aufgebauten Halbringe der Außenschale erfolgt zweigleisig: Zur Winkelrekonstruktion wird für jedes Faserpaar mittels eines „Latching Discriminators“ das Treffermuster der Faserpaare festgehalten. Dies bietet die bestmögliche Winkelinformation. Zum Triggern werden vier benachbarte Faserpaare zu einem „logischen“ Halbring zusammengefaßt, da der Trigger nur begrenzt viele Einzelsignale verarbeiten kann. Durch diese Zweigleisigkeit reicht die Duplizierung der Signale von den Faserpaaren nicht aus. Es müssen zusätzlich die Signale von jeweils vier Faserpaaren in einem „Fan in/Fan out“

addiert werden. Diese Summensignale werden dann analog zu den massiven Halbringen weiterverarbeitet.

Desweiteren ist jedem Halbring ein Zählerkanal zugeordnet (Abb. 2.2). Es wird jeder Treffer in einem Halbring gezählt, bei dem auch ein Trigger ausgelöst wurde. Da die Zählung totzeitfrei erfolgt, kann man damit z.B. schnelle Asymmetriemessungen zur Polarisationsanalyse durchführen.

Die Innenschale des EDDA-Detektors, die mit ihren 640 szintillierenden Fasern den Großteil aller Kanäle stellt, wird über das PCOS-III System ausgelesen [ZIEG97]. Die Winkelauflösung der Innenschale erfolgt durch die feine Granularität der einzelnen Fasern, so daß hier ein Bestimmen der Treffermuster völlig ausreicht.

2.3 Auslese weiterer Komponenten

Neben der Auslese des eigentlichen Detektors werden noch zusätzlich die Signale der Luminositätsmonitore erfaßt. Sie erfordern keine im eigentlichen Sinne getriggerte, sondern eine kontinuierliche Auslese. Dies wird mittels eines periodischen „Pseudo-Triggers“ von $400Hz$, entsprechend einer Zeitauflösung von $2.5ms$, realisiert. Da die Totzeit im EDDA-Experiment über 90% betragen kann, darf dieser Trigger nicht der Totzeit unterliegen. Es ist nicht zu verhindern, daß der Frequenzgenerator auch innerhalb der Totzeit einen Trigger erzeugt, aber dies wird in einem Zähler vermerkt. Mit dem nächsten, beliebigen Trigger, der bei hoher Totzeit schnell folgt, findet dennoch die Auslese aller kontinuierlichen Signale statt.

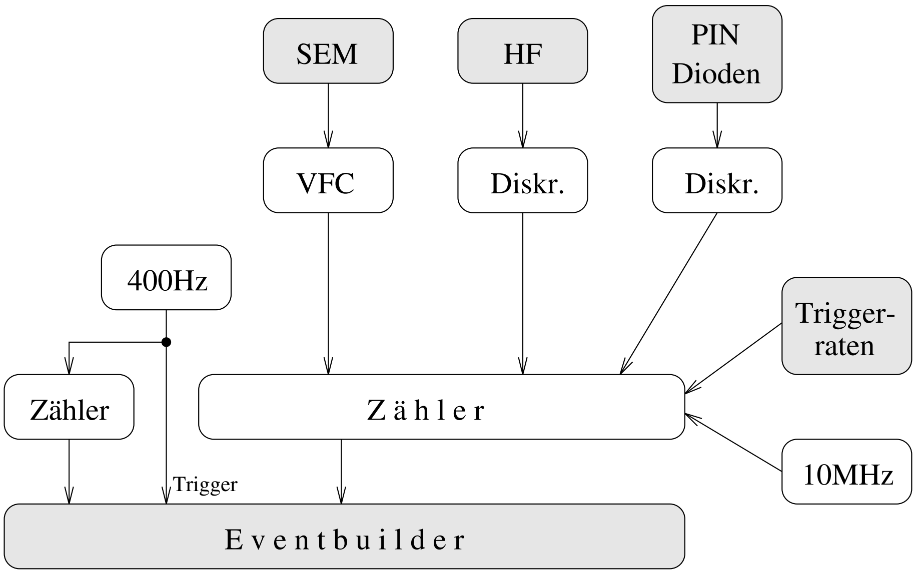


Abbildung 2.3: Auslese kontinuierlicher Signale. Falls nötig, werden alle Signale zuerst in ein Frequenzsignal umgewandelt.

Alle kontinuierlichen Signale werden über einen zentralen, vielkanaligen Zähler erfaßt (Abb. 2.3). Dazu müssen die Signale in Form einer Frequenz vorliegen. Während einige Signale naturgemäß als Frequenz bzw. Zählrate vorliegen, muß das Luminositätssignal des Sekundärelektronenmonitors (SEM) noch mit einem VFC (Voltage to Frequency Converter) konvertiert werden. Da der Zähler die Frequenzsignale über eine gewisse Zeit aufintegriert, muß außerdem die Integrationszeit bestimmt werden. Dies geschieht durch das gleichzeitige Messen einer hohen, sehr genau bekannten Frequenz ($10MHz$ clock).

Insgesamt werden erfaßt:

SEM: Der Sekundärelektronenmonitor ist ein extrem schneller und hochempfindlicher Stromverstärker, der den Leckstrom der aus dem Fädchentarget entweichenden Sekundärelektronen mißt. Er liefert eine Ausgangsspannung, die bis auf einen Offset der Luminosität proportional ist (s. Kap. 4).

PIN-Dioden: Das Triggersignal der PIN-Dioden entspricht direkt den registrierten δ-Elektronen aus dem Target (s. Kap. 4).

HF: Die Hochfrequenz der Beschleunigungskavität von COSY (HF) wird zur Energiebestimmung benutzt [ENGE98].

Triggerraten: Die Rate z.B. des Außenschalentriggers dient hauptsächlich der Überwachung. So läßt sich aus einer Diskrepanz zwischen Triggerrate und SEM-Signal schließen, daß es viele Ereignisse gibt, die nicht vom Targetfädchen herrühren.

10MHz: Diese feste Frequenz („clock“) dient als genaue Zeitreferenz.

Außerdem bietet sich hier auch die Möglichkeit, kurzfristig nach dem jeweiligen Bedarf in der Meßzeit neue Signale in die Datenaufnahme zu integrieren.

2.4 Synchronisation mit COSY

EDDA nutzt die außergewöhnliche Meßmethode, die Energievariation des Streuexperimentes direkt mit der Beschleunigung des Teilchenstrahls im Synchrotron zu verbinden. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, das Experiment exakt mit dem Beschleuniger COSY zu synchronisieren. Schließlich muß man in der Datenanalyse wissen, welches Ereignis bei welcher Strahlenergie gemessen wurde.

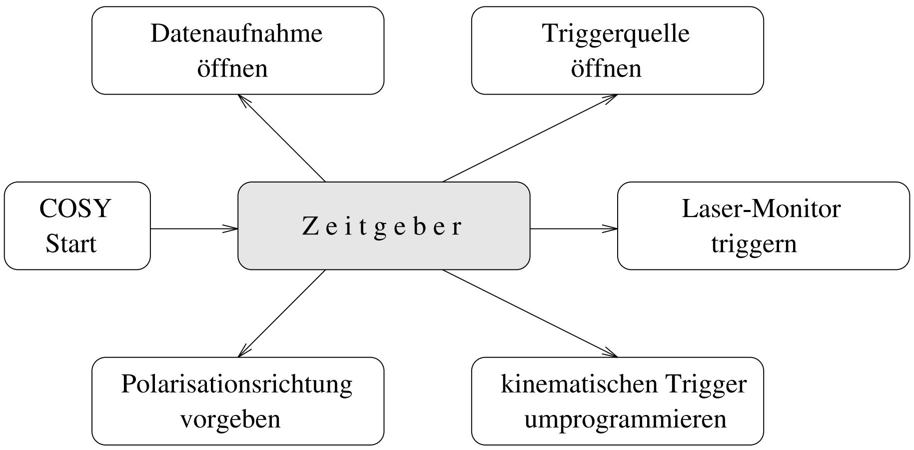


Abbildung 2.4: Synchronisation mit COSY.

Zentraler Baustein der Synchronisation ist ein CAMAC-Modul, das als Zeitgeber fungiert (s. Abb. 2.4). Dieser Zeitgeber bekommt von der COSY Leittechnik ein Startsignal, das den Beginn der EDDA-Datenaufnahme genau markiert (besser als $1\mu s$). Gleichzeitig mit diesem Signal wird auch das Fädchentarget in Strahlposition gefahren. Der Zeitgeber ist voll programmierbar und kann in fast beliebigen Zeitabständen vom Startsignal Ausgangspegel oder -pulse nahezu beliebiger Dauer generieren. Er ist verantwortlich für:

- Das Öffnen der Datenaufnahme mit Beginn des Zyklus.
- Das Öffnen einzelner Triggerquellen (s. Abschnitt 2.5).
- Die Pulserzeugung des LASER-Monitorsystems.
- Die Umprogrammierung des kinematischen Triggers, wenn ein neues Energieintervall erreicht wird (s. Kap. 3).
- Die Vorgabe der Polarisationsrichtung bei Messung mit dem polarisierten Atomstrahltarget.

2.5 Mehrere Triggerquellen

Im EDDA-Experiment gibt es nicht nur einen, sondern mehrere verschiedene Trigger, die jeweils einen Interrupt auf dem Eventbuilder auslösen, damit die entsprechenden Elektronikmodule ausgelesen werden. Es gibt insgesamt vier verschiedene Triggerquellen (s. Abb. 2.5):

1. **400Hz**: Dieser Trigger wird mit einer festen Frequenz von $400HZ$ aufgerufen, um die kontinuierlichen Signale insbesondere der Luminositätsmonitore auszulesen. Dies entspricht einer Zeitauflösung von $2.5ms$.
2. **Außenschale**: Die Außenschale des Detektors hat ein anscheinend elastisches Ereignis gesehen.
3. **PIN Dioden**: Ereignisse in den PIN-Dioden lösen diesen Trigger aus. Er dient dazu, ein Pulshöhenspektrum und weitere Informationen zur Auswertung der PIN-Diodenzählrate zu gewinnen (s. Kap. 4, Luminosität).
4. **Laser-Monitorsystem**: Die primäre Monitorierung der Außenschale benutzt den Außenschalentrigger. Daneben enthält das LASER-Monitorsystem zwei weitere PIN-Dioden, die zur Normierung dienen und mit einer Gammaquelle bestrahlt werden (nicht zu verwechseln mit den PIN-Dioden zur Luminositätsbestimmung). Die Trigger dieser beiden PIN-Dioden stellt eine eigene Triggerquelle dar.

Allerdings gibt es nur einen Interrupt, mit dem sich ein CAMAC-Modul beim Eventbuilder bemerkbar machen kann.Deshalb ist ein „Multiplexing“ notwendig (s. Abb. 2.5). Es wird zunächst ein Veto angewendet, das die gewünschten Triggerquellen selektiert. Auf diese Weise wird z.B. das Umschalten zwischen regulärer Datenaufnahme und Messung mit dem Laser-Monitorsystem, das jeweils einmal pro Zyklus von COSY geschieht, bewerkstelligt. Ein weiteres Veto blockiert den Trigger, wenn die Datenaufnahme bereits mit der Auslese eines vorhergehenden Ereignisses beschäftigt ist. Ansonsten wird das Oder aller Trigger gebildet, das den Interrupt des Eventbuilders initiiert. Dazu wird ein spezielles CAMAC-Modul benutz, die sogenannte IOLam Box („Input/Output Look-At-Me Box“). Um zu erkennen, welche Triggerquelle den Interrupt ausgelöst hat, werden die aktiven Triggerquellen zusätzlich in einem Register als auszulesen vermerkt. Tatsächlich handelt es sich bei dem Register um einen Zähler mit je einem Kanal pro Triggerquelle. Der Eventbuilder sieht an diesem Zähler, welcher Kanal bzw. welche Kanäle seit der letzten Auslese inkrementiert sind, und startet die entsprechenden Ausleseroutinen.

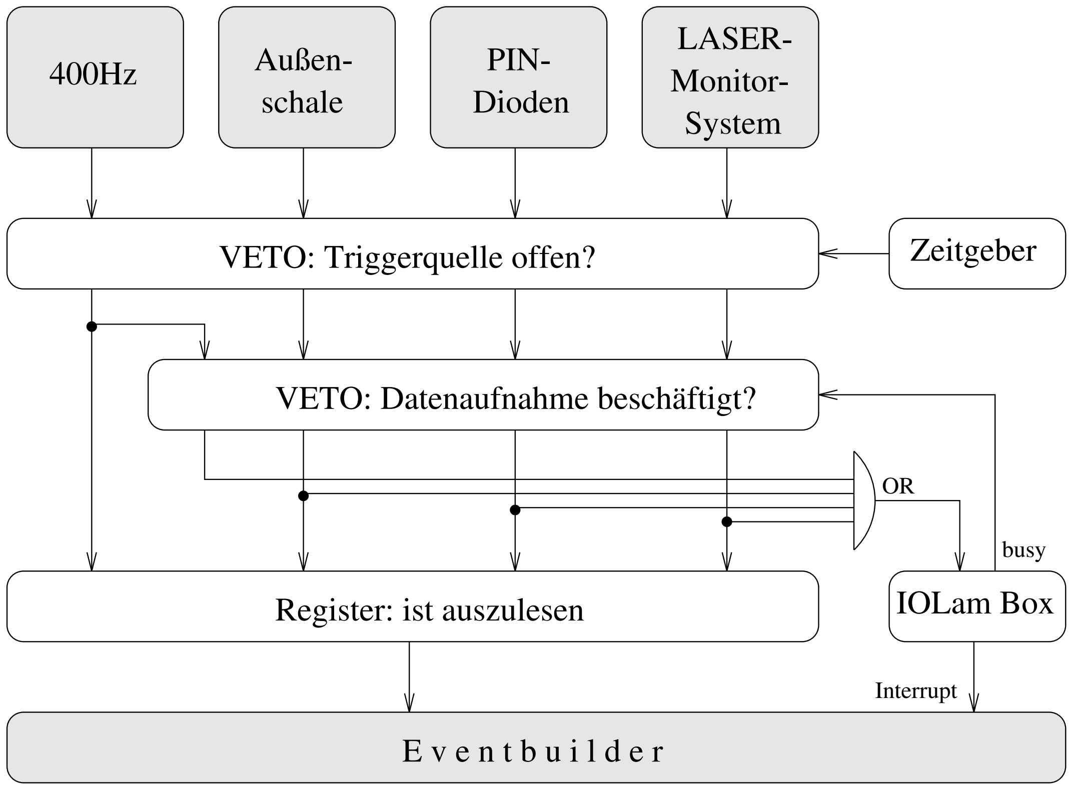


Abbildung 2.5: Verwendung mehrerer Triggerquellen. Jede der vier Triggerquellen oben im Bild löst unter geeigneten Umständen den Interrupt des Eventbuilders aus. Der Eventbuilder erkennt an dem Register, welcher Trigger aktiv ist und welche Ausleseroutine infolgedessen aufgerufen werden muß.

Eine kleine Abweichung gibt es im Falle des regelmäßig mit $400Hz$ auszulesenden Triggers. Dieser darf nicht der Totzeit unterliegen, da er sonst nicht regelmäßig wäre. Deshalb erreicht diese Triggerquelle immer das Register, auch dann, wenn die Datenaufnahme noch beschäfigt ist. Dies führt zwar nicht zu einer direkten Auslese, aber beim nächsten Trigger, egal welchem, wird die Auslese parallel mit ausgeführt.

Die IOLam Box, die den Interrupt generiert, stellt gleichzeitig ein „busy“-Signal zur Verfügung, das anzeigt, daß die Datenaufnahme beschäftigt ist. Dieses Signal liegt bereits $20ns$ nach Eingang der Interruptanforderung an. Dies ist wichtig, da die Trigger der Außenschale und der PIN-Dioden zusätzlich die Konversion der entsprechenden Analog/Digital-Wandler anstoßen. Hier dürfen aber keine überzähligen Konversionen auftreten, da sonst im folgenden Daten ausgelesen werden, die gar nicht zum getriggerten Ereignis gehören.

2.6 Totzeitbestimmung

Das Verfahren der Totzeitbestimmung ist einfach und wird in Abb. 2.6 gezeigt. Es werden zwei Zähler bzw. zwei Kanäle eines Zählers benutzt: Der eine zählt alle Trigger der Außenschale, der andere nur diejenigen, bei denen das Busy-Signal der Datenaufnahme nicht aktiv ist. Damit erhält man für die Totzeit:

$$Totzeit\ \tau = \frac{Z\ddot{a}hler1 - Z\ddot{a}hler2}{Z\ddot{a}hler1} \tag{2.1}$$

Dies ist die auf den Außenschalentrigger bezogene Totzeit. Sie wird gebraucht, um von den ausgelesenen Ereignissen auf die Gesamtzahl der stattgefundenen, getriggerten Ereignisse schließen zu können. Da bei EDDA die Totzeit über 90% betragen kann, ist dies eine erhebliche Korrektur. Sie ist aber immer exakt, da jedes getriggerte Ereignis, unabhängig von der Auslese immer in Zähler 1 und ggf. Zähler 2 registriert wird.

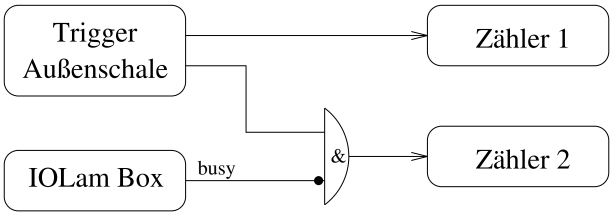


Abbildung 2.6: Totzeitbestimmung bzgl. des Hauptdetektors.

Diese Totzeitmessung gilt nur für den Außenschalentrigger und die darüber ausgelesenen Ereignisse. Diese Totzeit ist unter Umständen nicht auf die anderen Triggerquellen übertragbar. Zum Beispiel kann es vorkommen, daß ein Proton erst durch eine PIN-Diode fliegt, dort den PIN-Dioden-Trigger auslöst, dann weiter die Außenschale durchquert und zusammen mit dem korrelierten Proton den Trigger der Außenschale anstößt. Da die Triggerelektronik der Außenschale schneller ist als die der PIN-Diode, wird stets ausschließlich die Außenschale ausgelesen. Der Trigger der PIN-Dioden gerät stets in die anschließende Totzeitphase und wird niemals registriert. Diese korrelierte Totzeit für hadronische Ereignisse muß bei der Auswertung der PIN-Dioden berücksichtigt werden. (s. Kap. 4).

Kapitel 3

Aufbau und Funktion des Triggers

Im vorangegangenen Kapitel wurde beschrieben, wie die Datenaufnahme die Signale der Szintillatoren ausliest, daraus Ereignisse formt und diese dann auf Magnetdatenbändern sichert. Diese stehen dann zur weiteren Auswertung zur Verfügung.

Von allen beobachteten Ereignissen sind nur die elastischen Proton-Proton-Streuungen von Interesse. Aufgabe des Triggers ist es, bereits während der Datenaufnahme die elastischen Streuungen herauszufiltern und so das Verhältnis von nutzbaren Daten zum Untergrund auf den Magnetdatenbändern erheblich zu verbessern. Dabei muß der Trigger defensiv vorgehen. Das Verwerfen auch nur weniger elastischer Streuungen ist nicht akzeptabel, da diese Ereignisse unwiederbringlich verloren sind, ohne daß man Kenntnis davon erhält. Das Ergebnis würde verfälscht. Außerdem können inelastische Ereignisse des Untergrundes in der späteren („offline") Analyse der Magnetdatenbänder korrigiert werden.

Außerdem muß der Trigger seine Entscheidung extrem schnell treffen, da nur die Zeit zur Verfügung steht, um die die analogen Signale per Kabeldelay verzögert werden (s. Abb. 2.2). Tatsächlich braucht der Trigger nur ca. $120ns$ für seine Entscheidung. Trotz der dadurch begrenzten Möglichkeiten soll der Untergrund optimal unterdrückt werden.

Einzelheiten zu dem Trigger, der dies alles leistet, finden sich in [SCHW91, SCHW95]. In diesem Kapitel wird kurz die Funktionsweise des Systems zusammengefaßt sowie Erweiterungen und Variationen des Triggers und eine allgemeinere Berechnung des kinematischen Triggers beschrieben werden. Zudem wird die Effizienz im regulären Meßbetrieb untersucht.

3.1 Kinematische Beziehungen

Bei der elastischen Proton-Proton-Streuung handelt es sich um eine Zwei-Teilchen-Reaktion mit ausgesprochen einfacher Kinematik. Zwei Beziehungen charakterisieren die elastische Streuung:

Koplanarität: Sie besagt, daß die beiden Protonen im Ausgangskanal zusammen mit der Strahlachse in einer Ebene liegen. Dies ist eine Bedingung an die Azimutwinkel der gestreuten Protonen:

$$|\phi_1 - \phi_2| = 180° \tag{3.1}$$

ϕ_i : Azimutwinkel der gestreuten Protonen

Elastizität: Sie besagt im klassischen Fall, daß der Öffnungswinkel der gestreuten Protonen 90° beträgt. Im relativistischen Fall ergibt sich eine entsprechende Bedingung an die Polarwinkel der gestreuten Protonen:

$$tan\theta_1 tan\theta_2 = \frac{1}{\gamma^2} = \frac{1}{1+\frac{T}{2m_p}} \tag{3.2}$$

θ_i : Polarwinkel der gestreuten Protonen
γ : Lorentzfaktor des Schwerpunktsystems
T : kinetische Energie des Protonenstrahls
m_p : Ruhemasse des Protons

3.2 Prinzip des Triggers

Der Trigger ist so aufgebaut, daß die beiden kinematischen Bedingungen (3.1) und (3.2) einzeln überprüft werden. Dementsprechend wird der Teil des Triggers, der die Koplanarität überprüft, „koplanarer Trigger" genannt. Allerdings hat sich für die Überprüfung der Elastizität der Name „kinematischer Trigger" eingebürgert.

3.2.1 Koplanarer Trigger

Zur Überprüfung der Koplanarität wird die Information aus den Stäben herangezogen. Aufgrund der Symmetrie müssen bei einem koplanaren Ereignis genau gegenüberliegende Stäbe getroffen werden (s. Abb. 3.1). Gewisse Abweichungen ergeben sich, wenn der Reaktionsvertex nicht im Koordinatenursprung liegt, oder durch Kleinwinkelstreuung. Deshalb sind zwei Varianten des koplanaren Triggers implementiert worden: Bezieht man auf jeder Seite nur einen Stab ein, also die in Abb. 3.1 dunkel schraffierten Stäbe, so ist dies der koplanare „1-1 Trigger". Dieser ist bei bisherigen Messungen immer ausreichend gewesen [SCHW95]. Dagegen kann man als noch defensivere Variante auf einer Seite die beiden Nachbarstäbe (in der Abbildung hell schraffiert) hinzunehmen. Dies ist dann der koplanare „1-3 Trigger".

Abb. 3.2 zeigt den Sachverhalt als Blockschaltbild für den koplanaren 1-1 Trigger. Für jeden Stab des Detektors wird das logische „UND" mit seinem Gegenüber gebildet. Das logische „ODER" der 16 Ergebnisse bildet direkt den koplanaren Trigger.

3.2.2 Kinematischer Trigger

Etwas komplexer ist der kinematische Trigger, der die Elastizitätsbedingung (3.2) überprüft. Ursache hierfür ist die direkte Abhängigkeit von der Strahlenergie: Mit zunehmender Energie wird der Lorentzfaktor γ immer größer und die Protonen werden immer stärker zu kleinen Polarwinkeln hin gestreut.

Als Basis für den kinematischen Trigger dienen die (halb-)ringförmigen Szintillatoren der Außenschale des Detektors. Die Ringgeometrie ist besonders günstig, da jeder Ring einen festen Polarwinkelbereich im Laborsystem abdeckt. Welche Halbringe im Sinne elastischer Streuung in Koinzidenz stehen, hängt von der Strahlenergie ab. Deshalb braucht man eine sehr flexible, nach Möglichkeit programmierbare Koinzidenz. Das bei EDDA angewendete Prinzip ist in Abb. 3.3 gezeigt. Ausgangspunkt sind die durch ein Proton (in

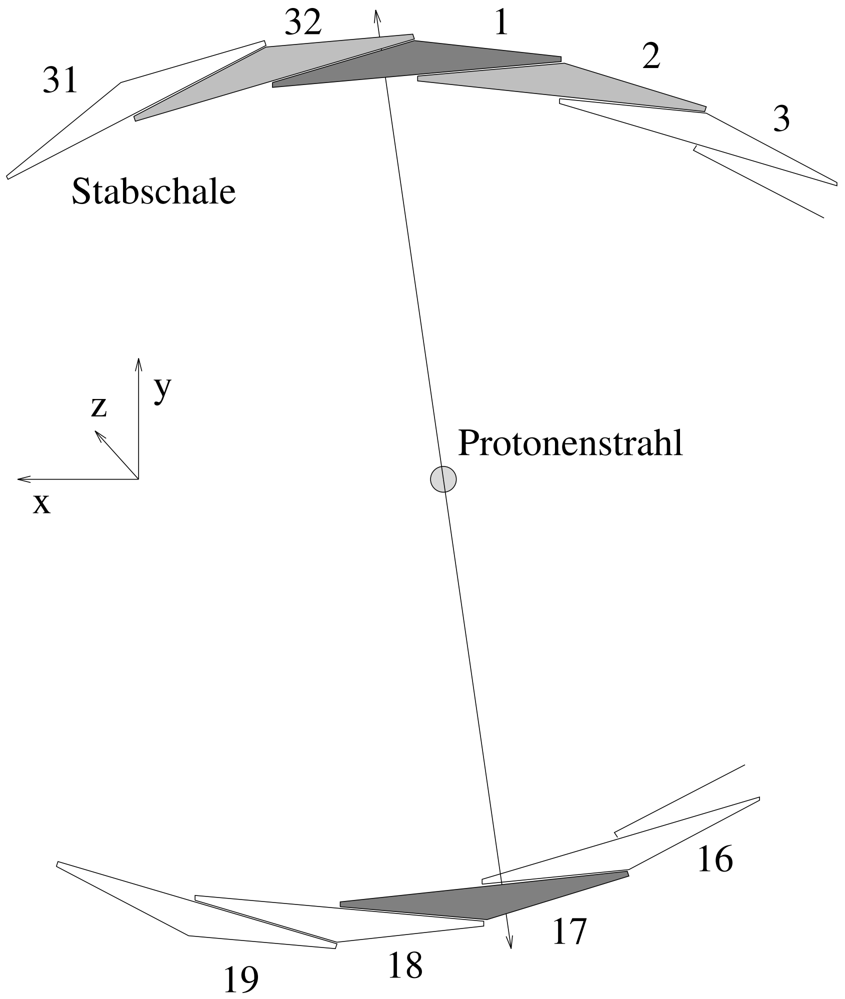


Abbildung 3.1: Funktionsweise des koplanaren Triggers. Beim 1-1 Trigger wird eine Koinzidenz zwischen den dunkel schraffierten Stäben gefordert, beim 1-3 Trigger wird auf einer Seite das logische Oder dreier Stäbe gebildet (hell schraffiert).

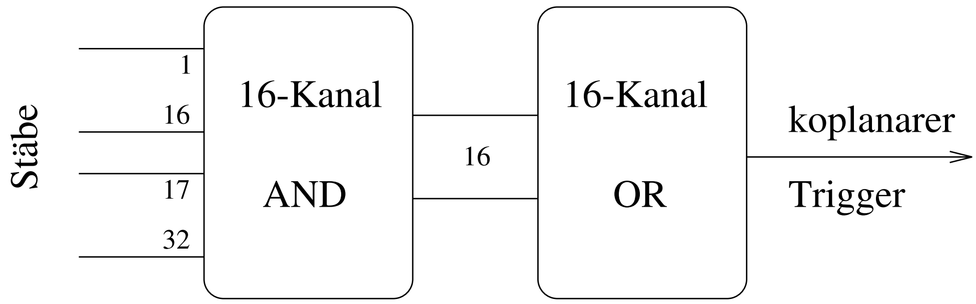


Abbildung 3.2: Blockschaltbild des koplanaren 1-1 Triggers.

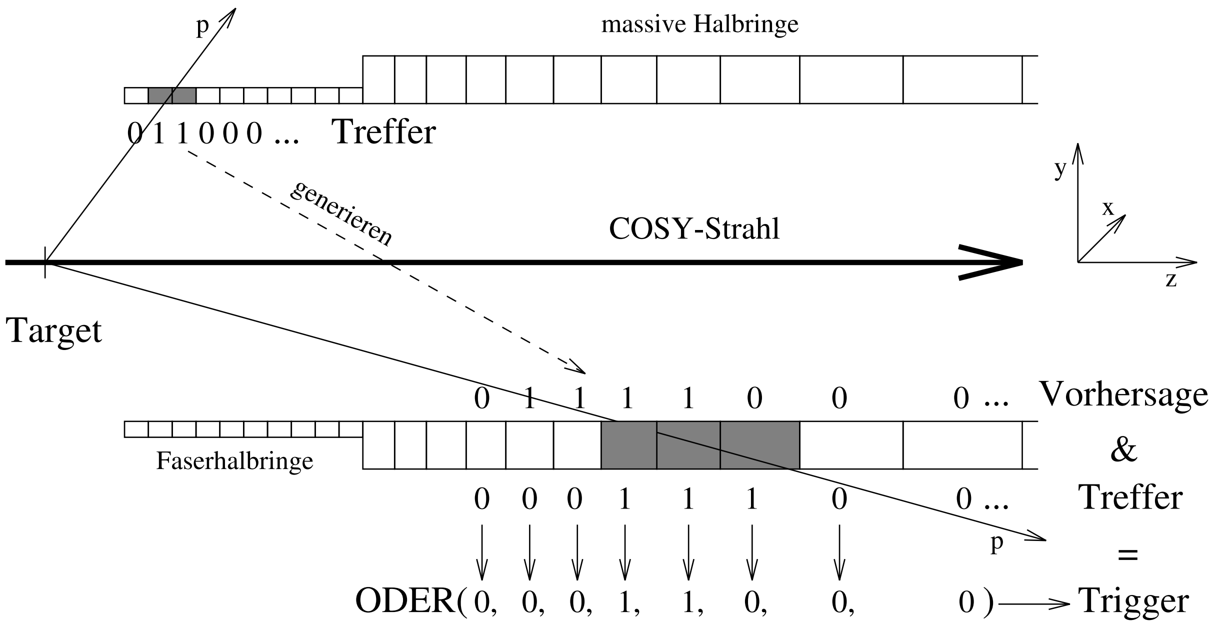


Abbildung 3.3: Prinzip des kinematischen Triggers. Aus den Treffern unter „rückwärtigen“ Polarwinkeln wird eine Vorhersage für die vorwärtigen Winkel erzeugt, die mit den tatsächlichen Treffern verglichen wird.

der Abbildung das nach schräg oben gestreute) getroffenen Halbringe. Im Prinzip wird eine elastische Streuung bereits durch den Streuwinkel dieses Protons vollständig beschrieben, denn der Streuwinkel des anderen Protons kann aus Gleichung (3.2) berechnet werden. Man weiß an dieser Stelle nicht, ob es sich tatsächlich um eine elastische Proton-Proton-Streuung handelt, aber man kann unter Annahme einer solchen vorhersagen, welche Halbringe das korrelierte Proton treffen muß. Diese Vorhersage läßt sich mit den tatsächlichen Treffern von Halbringen vergleichen: Tritt für mindestens einen Halbring eine Übereinstimmung zwischen Vorhersage und echten Treffern auf, so wird ein Trigger generiert. Die Vorhersage findet immer von größeren auf die kleineren Polarwinkel statt. Aus technischen Gründen basiert die Vorhersage auf den ersten 16 Halbringen und gilt für die letzten 16 Ringe der gegenüberliegenden Halbschale. Da es insgesamt nur 29 Halbringe auf jeder Seite gibt, entsteht in der Mitte ein Überlapp, der für die Messung im symmetrischen Winkel gebraucht wird.

Abb. 3.4 zeigt den kinematischen Trigger als Blockschaltbild. Von oben kommen die Treffer in der Ringschale von den Diskriminatoren. Für die Treffer unter Rückwärtswinkeln (Ringe 1–16) wird in einer Tabelle („Lookup-Table“) die Vorhersage für die Vorwärtsringe der gegenüberliegenden Halbschale nachgeschlagen. Diese Tabelle muß vor Beginn der Messung berechnet und in die Hardware geladen worden sein (s. Abschnitt 3.3). In dem „16-Kanal AND“ wird Ring für Ring das logische UND von Vorhersage und tatsächlichen Treffern gebildet. Das ODER dieser 16 Kanäle ergibt dann den Trigger. Dieser ganze Aufbau existiert ein weiteres Mal für den spiegelsymmetrischen Fall der Vorhersage von der rechten auf die linke Detektorhälfte. Der gesamte kinematische Trigger ist erfüllt, wenn eine der beiden symmetrischen Varianten erfüllt ist.

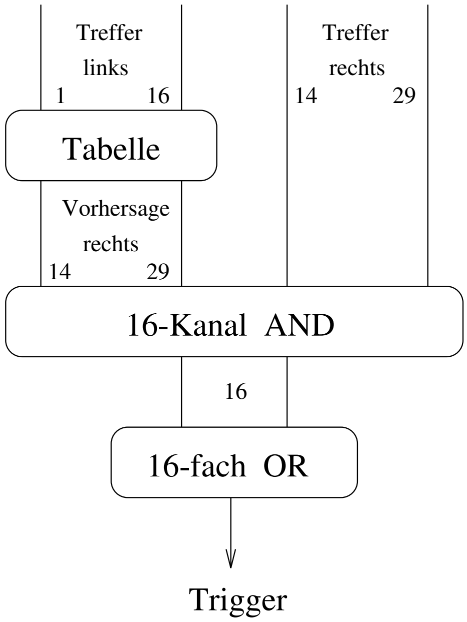


Abbildung 3.4: Blockschaltbild des kinematischen Triggers. Herzstück ist die Tabelle, deren Vorhersagen vom Rückwärtsproton auf das Vorwärtsproton direkt mit den tatsächlichen Treffern verglichen werden.

3.3 Berechnung der Vorhersagetabelle

Kernstück des kinematischen Triggers ist die Vorhersage der Treffer unter Vorwärtswinkeln anhand der gegebenen Rückwärtstreffer. Angesichts der extrem geringen Laufzeit von $120ns$ müssen die Vorhersagen vor Beginn der Messung berechnet und tabelliert werden. Selbst das Nachschlagen in dieser Tabelle erfolgt direkt via Hardware [SCHW91]. Obwohl die Vorhersage gemäß Gl. 3.2 simpel erscheint, ergeben sich in der Praxis doch einige Komplikationen:

- Der Reaktionsvertex variiert von Ereignis zu Ereignis.
- Die Vorhersage muß für einen gewissen Energiebereich in der Beschleunigungsrampe von COSY gelten.
- Die Protonenbahnen sind aufgrund von Kleinwinkelstreuung nicht genau geradlinig.
- Die Granularität der Halbringe ist recht groß.

Um diesen Bedingungen gerecht zu werden, muß man die Vorhersage aufweichen, d.h. man muß die Vorhersage so weit fassen, daß jedes elastische Ereignis unter allen Umständen einen Überlapp mit der Vorhersage hat. Allerdings führt ein Aufweiten der Vorhersage zu einer geringeren Effizienz des Triggers, die aber im Zweifelsfall in Kauf genommen werden muß. Die Öffnung für einen größeren Energiebereich, die den kinematischen Trigger am meisten aufweicht, kann durch eine Unterteilung der Beschleunigungsrampe in Unterabschnitte abgemildert werden (s. Abschnitt 3.4).

Aufgrund der Zylindersymmetrie empfiehlt es sich, Zylinderkoordinaten (r, z) zu verwenden. Wegen der nicht allzu großen Ausdehnung der Wechselwirkungszone kann man sich außerdem bei der Berechnung der Vorhersagetabellen in sehr guter Näherung auf eine Ebene beschränken, die durch die Sollachse verläuft. Der dadurch verursachte Fehler ist sehr gering: Ist z.B. der Vertexpunkt in x-Richtung verschoben, so wird der effektive Radius der Halbringe in der zugehörigen $y-z$- Ebene etwas kleiner. Der Fehler im Radius beträgt aber nur wenige Promille und kann daher vernachlässigt werden.

Als nächstes muß man festlegen, wann ein Rückwärtsring als getroffen gilt. Dies ist nicht ganz offensichtlich, da der Reaktionsvertex nicht festliegt, so daß sich z.B. kein einheitlicher Polarwinkelbereich für einen Halbring angeben läßt. Deshalb werden für jeden Ringcluster (eine Gruppe benachbarter und getroffener Halbringe) „Angelpunkte“ (s. Abb. 3.5) gewählt. Der Ringcluster gilt als getroffen, wenn die Trajektorie zwischen den beiden Angelpunkten hindurchgeht.

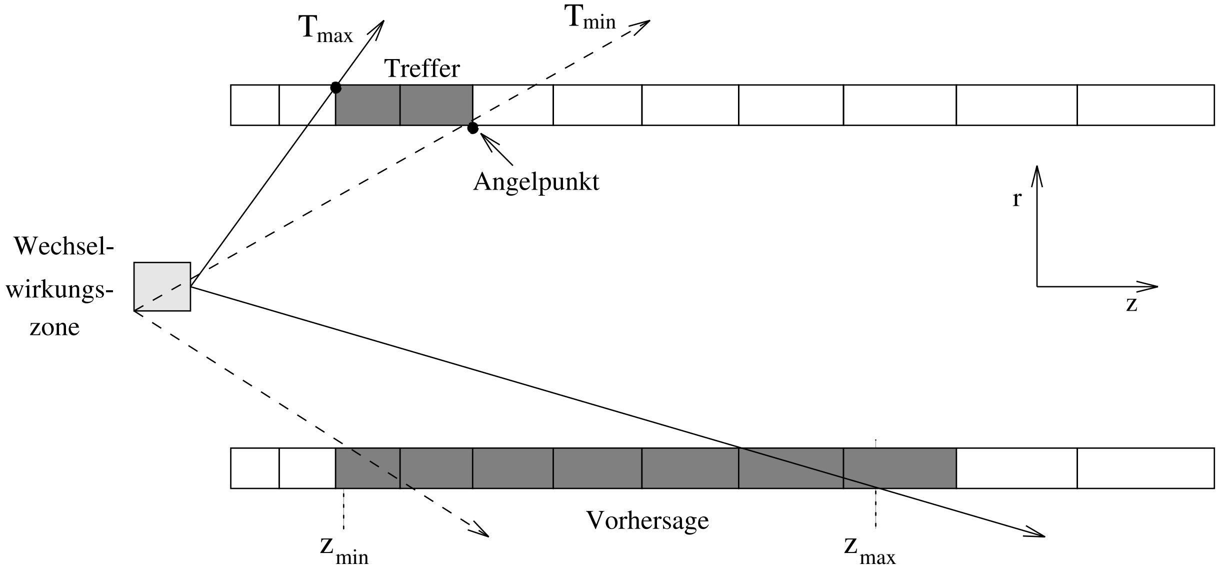


Abbildung 3.5: Bestimmung einer Vorhersage des kinematischen Triggers. z_{min} und z_{max} werden durch eine „worst case“- Betrachtung bestimmt.

Die Berechnung der Vorhersage erfolgt für jeweils einen festen, aber beliebigen Ringcluster unter Rückwärtswinkeln („Rückwärtscluster“). Zu diesem Ringcluster wird eine Vorhersage, d.h. z_{min} und z_{max} in Abb. 3.5, berechnet. z_{min} und z_{max} sind dabei als Extremwerte zu verstehen, die von einem realen Ereignis mit dem gegebenen Rückwärtscluster niemals übertroffen werden können.

Kennt man alle Parameter, also die Vertexposition, den Durchstoßpunkt durch den vorgegebenen Rückwärtscluster und die Strahlenergie, so läßt sich der Durchstoßpunkt auf der gegenüberliegenden Seite des Detektors leicht berechnen. Aus Gleichung (3.2) folgt

$$z_f = (1 + \frac{T}{2m_p})\frac{(r_b - r_v)(r_f + r_v)}{z_b - z_v} + z_v \tag{3.3}$$

(r_b, z_b)	: Durchstoßpunkt durch den Rückwärtscluster
(r_f, z_f)	: Durchstoßpunkt durch den Vorwärtscluster
(r_v, z_v)	: Vertexposition
T	: Strahlenergie
m_p	: Ruhemasse des Protons

Die Bestimmung von z_{min} und z_{max} reduziert sich damit auf die Bestimmung der globalen Extremwerte von z_f in Gl. (3.3). Die Bestimmung vereinfacht sich dadurch erheblich, daß z_f streng monoton von T und von z_v abhängt. Dies bedeutet, daß z_{min} auf jeden

Fall bei (T_{min}, $z_{v,min}$) und z_{max} auf jeden Fall bei (T_{max}, $z_{v,max}$) angenommen wird. Die Abhängigkeit von der radialen Vertexposition r_v ist etwas komplizierter: Durch die quadratische Abhängigkeit von r_v tritt ein lokales Maximum bei $\frac{r_b+r_f}{2}$ auf. Das Minimum wird im davon entferntesten Punkt innerhalb der Wechselwirkungszone angenommen.

Damit kann man für jeden festen Rückwärtscluster eine Vorhersage für das andere gestreute Proton berechnen. Sind die Vorhersagen für alle denkbaren Rückwärtscluster berechnet und in einer Hardwaretabelle („MLU, Memory Lookup Unit") abgelegt, ist der kinematische Trigger betriebsbereit.

Es sei noch angemerkt, daß die Angelpunkte äußerst defensiv gewählt sind (Abb. 3.5). Da man weiß, daß die benachbarten Ringe des schraffierten Clusters nicht angesprochen haben, muß das Proton in einem deutlich engeren Winkelbereich als dem durch die Angelpunkte markierten durchgetreten sein. Mit dieser Sicherheit soll der Kleinwinkelstreuung Rechnung getragen werden. Diese Sicherheit umfaßt im Polarwinkel etwa die Breite eines Halbringes, also ungefähr 2° im Laborsystem.

Eine vollständige Tabelle enthält alle Trefferkombinationen unter Rückwärtswinkeln und ist damit zu umfangreich, um abgedruckt werden zu können. Allerdings wird die Berechnung so durchgeführt, daß die Vorhersage zu Mehrfachtreffern das logische ODER der Vorhersagen zu jeweils einem Treffer ist. Daher ist die gesamte Information in den Vorhersagen von jeweils genau einem Rückwärtsring enthalten. In diesem Sinne sind zwei Vorhersagetabellen in Abb. 3.6 dargestellt; die Nullen und Einsen sind entsprechend Abb. 3.3 zu verstehen. Man erkennt deutlich den starken Effekt des gewählten Energiebereichs: Die Vorhersagetabelle für konstante Strahlenergie (links) ist sehr viel schärfer als die für den gesamten EDDA-Energiebereich (rechts). Dies ist die Motivation für die dynamische Anpassung des kinematischen Triggers, die im folgenden Abschnitt beschrieben wird. Die Verbreiterung des Vorhersagebereichs beim Übergang von Ring 9 auf Ring 10 liegt an dem Übergang von den Faserhalbringen auf die massiven Halbringe: Letztere sind erheblich dicker und ergeben deshalb aufgrund des größeren Raumwinkels auch eine weitere Vorhersage.

```
kinetic energy range:  793.02 MeV   -  793.02 MeV      499.94 MeV   - 2492.52 MeV
momentum range      : 1455.00 MeV/c - 1455.00 MeV/c   1090.00 MeV/c - 3300.00 MeV/c
vertex z range      :      -2.00 mm - 2.00 mm                -2.00 mm - 2.00 mm

                      2222222222111111                        2222222222111111
                      9876543210987654                        9876543210987654

Prediction Ring # 1:  0111110000000000             Ring # 1:  1111111000000000
Prediction Ring # 2:  0001111000000000             Ring # 2:  1111111100000000
Prediction Ring # 3:  0000111100000000             Ring # 3:  1111111110000000
Prediction Ring # 4:  0000011110000000             Ring # 4:  1111111111000000
Prediction Ring # 5:  0000001111000000             Ring # 5:  0111111111100000
Prediction Ring # 6:  0000000111100000             Ring # 6:  0011111111110000
Prediction Ring # 7:  0000000011100000             Ring # 7:  0001111111111000
Prediction Ring # 8:  0000000011110000             Ring # 8:  0000111111111000
Prediction Ring # 9:  0000000001111000             Ring # 9:  0000111111111100
Prediction Ring #10:  0000000001111100             Ring #10:  0000111111111110
Prediction Ring #11:  0000000000111110             Ring #11:  0000011111111111
Prediction Ring #12:  0000000000011111             Ring #12:  0000001111111111
Prediction Ring #13:  0000000000001111             Ring #13:  0000000111111111
Prediction Ring #14:  0000000000000111             Ring #14:  0000000011111111
Prediction Ring #15:  0000000000000011             Ring #15:  0000000001111111
Prediction Ring #16:  0000000000000001             Ring #16:  0000000000111111
```

Abbildung 3.6: Beispiele für die Vorhersage des kinematischen Triggers. Dargestellt ist links die Vorhersage für eine Messung bei konstanter Strahlenergie, rechts die für den vollen Energiebereich.

3.4 Dynamische Anpassung

Gewöhnlich messen Streuexperimente bei konstanter Strahlenergie. Dann ist es leicht, den Trigger auf die jeweiligen Meßverhältnisse einzustellen. Beim EDDA-Experiment sind die Verhältnisse aufgrund der neuartigen Meßmethode in der Beschleunigungsrampe komplizierter: Innerhalb von ca. zwei Sekunden (beim Fädchentarget) wird der gesamte Energiebereich, den EDDA mißt, durchfahren. Faßt man den Trigger so weit, daß er über den gesamten Energiebereich hinweg alle elastischen Streuungen beinhaltet, so nimmt seine Effizienz stark ab. Deshalb wird die Beschleunigungsrampe in mehrere Abschnitte unterteilt und für jeden Bereich eine auf den jeweiligen, kleineren Energiebereich zugeschnittene Vorhersagetabelle geladen. Das bedeutet, daß mehrmals innerhalb der Beschleunigungsrampe genau zum richtigen Zeitpunkt eine neue Vorhersagetabelle in die MLU's (Memory LookUp table) geladen werden muß. Dieser Ladevorgang dauert ca. $5ms$. Während dieser Zeit ist die Datenaufnahme unterbrochen, so daß winzige Löcher in den aufgenommenen Anregungsfunktionen entstehen, die aber nicht gravierend sind: Durch gelegentliches Verschieben der Zeitpunkte, an denen die Umprogrammierung erfolgt, werden die Lücken im Gesamtdatensatz geschlossen.

Die Umprogrammierung des kinematischen Triggers funktioniert dergestalt, daß der Zeitgeber einen speziellen „Trigger“ an den Eventbuilder sendet (s. Abb. 2.4). Gleichzeitig gibt der Zeitgeber vor, welche Vorhersagetabelle als nächstes zu benutzen ist. Der Eventbuilder hält alle Vorhersagetabellen bereit und lädt auf den Trigger des Zeitgebers hin die entsprechende Tabelle in die MLU's.

Das Konzept der Umprogrammierung ist bereits in [SCHW91] entwickelt worden. Die tatsächliche Implementierung erfolgte allerdings erst im Frühjahr 1996. Der Erfolg dieser Maßnahme wird im nächsten Abschnitt deutlich.

3.5 Effizienz des Triggers

Aufgabe des Triggers ist es, den Untergrund möglichst effektiv zu unterdrücken, ohne auch nur wenige der gesuchten elastischen Ereignisse zu verwerfen. Während dies im Falle des Atomstrahltargets, einem reinen Wasserstofftarget, unproblematisch ist, gilt es im Falle des Fädchentargets (Polypropylen), den starken Kohlenstoffuntergrund zu unterdrücken. Wie gut dies gelingt, soll nun gezeigt werden. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die gezeigten Resultate eine Überlagerung von der „technischen“ Leistungsfähigkeit des Triggers und von den physikalischen Untergrundverhältnissen sind. Aufgrund der Untergrundverhältnisse erwartet man eine starke Abhängigkeit von der Strahlenergie T und dem Polarwinkel Θ der Streuung.

Abb. 3.7 zeigt den Anteil elastischer Ereignisse an allen getriggerten Ereignissen (Triggereffizienz) in Abhängigkeit der Strahlenergie. Während die Triggereffizienz bei niedrigen Energien mit über 60% noch sehr gut ist, sinkt sie bei hohen Stahlenergien auf ca. 10% ab. Dies ist insofern unangenehm, als daß EDDA kein seltenes Ereignis mißt, sondern eine hohe Statistik erreichen will. Allerdings ist es auch unvermeidlich, da quasielastische Streuungen am Kohlenstoff elastischen Proton-Proton-Streuungen sehr ähnlich sehen können. Damit ist der Kohlenstoffuntergrund auf Basis einzelner Ereignisse ununterscheidbar und kann nur statistisch korrigiert werden (s. Kap. 6). Immerhin konnte die Effizienz durch die Einführung der Umprogrammierung des Triggers (s. Abschnitt 3.4) um ca. 20% gesteigert werden (obere Kurve). Entsprechend liegen Messungen bei konstanter Strahlenergie (die Sterne in Abb. 3.7) noch günstiger, da hier der kinematische Trigger nicht für ein ganzes

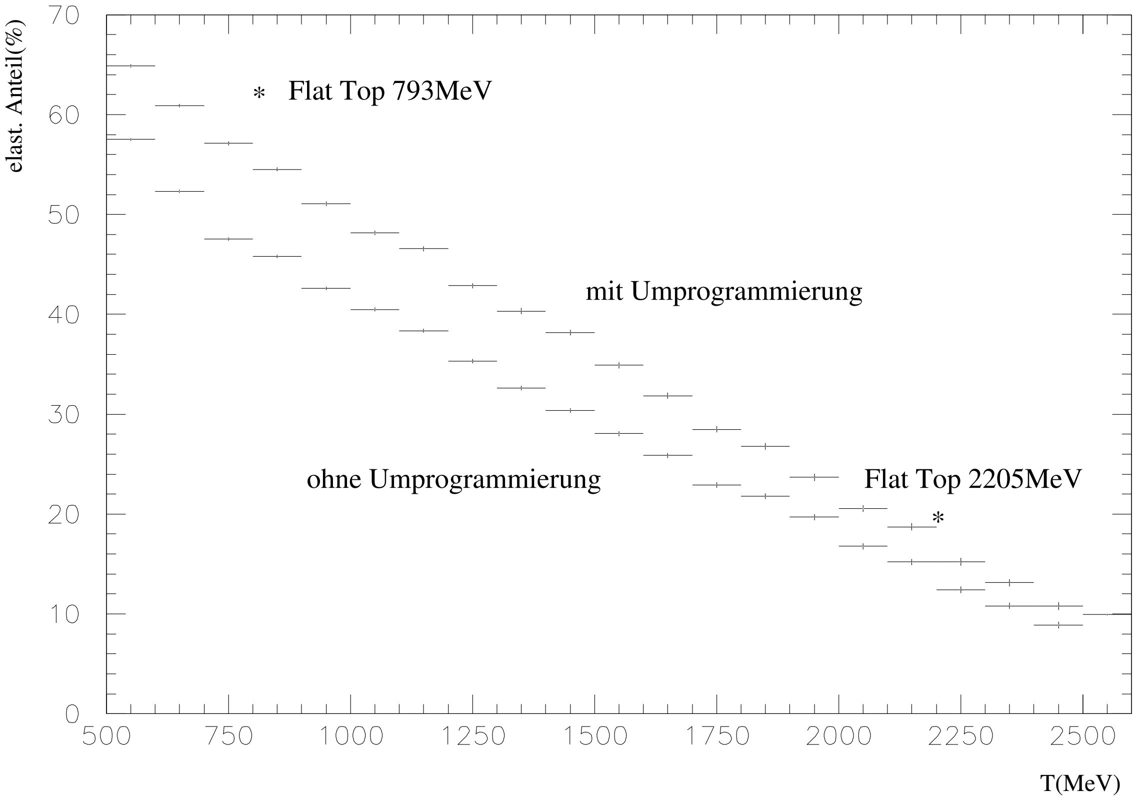


Abbildung 3.7: Triggereffizienz in Abhängigkeit der Strahlenergie bei Messung in der Rampe. Speziell auf Messung bei konstanter Stahlenergie (*) zugeschnittene Triggertabellen ergeben eine höhere Effizienz.

Energieintervall geöffnet ist.

Die Abhängigkeit der Triggereffizienz vom Polarwinkel ist in Abb. 3.8 gezeigt. Hier liegen Daten zugrunde, die bei konstanter Strahlenergie gemessen wurden, so daß bei Messungen in der Beschleunigungsrampe die Effizienzen gemäß Abb. 3.7 ca. 10% niedriger liegen. Auffällig ist, daß die Effizienz bei hohen Energien im Bereich des symmetrischen Winkels extrem klein wird. Dieser Umstand ist die Ursache für die relativ großen statistischen Fehler der EDDA-Daten in diesem Bereich (s. Kap. 6). Die gesamte Problematik entfällt jedoch mit dem kohlenstofffreien Atomstrahltarget.

Desweiteren ist es denkbar, daß die Triggereffizienz von der Luminosität abhängt. Extrem hohe Luminositäten erhöhen die Häufigkeit von zufälligen Koinzidenzen, die die Triggereffizienz reduzieren könnten. Daß dem nicht so ist, zeigt Abb. 3.9. Innerhalb der Fehler ist der Anteil elastischer Streuungen bei allen Luminositäten gleich. Ausgewertet wurde hier eine Messung bei einer konstanten Strahlenergie von $2205 MeV$, die Variation der Luminosität ist dabei durch das Aufzehren des Strahls mit dem Target automatisch gegeben. Einer relativen Luminosität von eins in der Abbildung entspricht etwa das Maximum, das man in einer typischen Messung noch zuläßt.

Ein weiterer Aspekt ist, wieviele Ereignisse durch den Trigger verworfen werden. Dazu ist mit einem Trigger gemessen worden, der nur verlangt, daß irgendein Stab und gleichzeitig irgendein Halbring einen Treffer gesehen haben („offener“ Trigger). Diese offene Triggerbedingung bedeutet im wesentlichen, daß mindestens ein Teilchen beide Lagen der Außenschale durchdrungen hat. Welcher Anteil aller Ereignisse, die den offenen Trigger erfüllen, tatsächlich vom routinemäßig verwendeten Trigger durchgelassen werden, zeigt Abb. 3.10. Der koplanare bzw. der kinematische Trigger läßt jeweils allein noch etwa ein Viertel aller

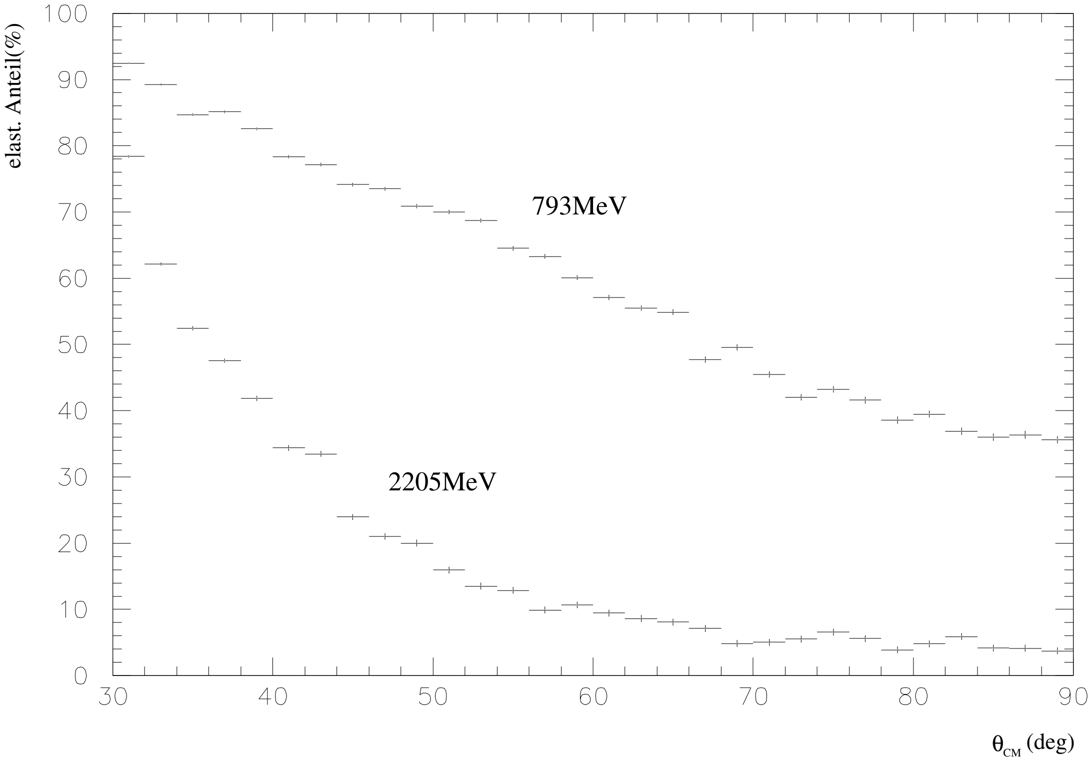


Abbildung 3.8: Triggereffizienz in Abhängigkeit des Polarwinkels bei konstanter Strahlenergie.

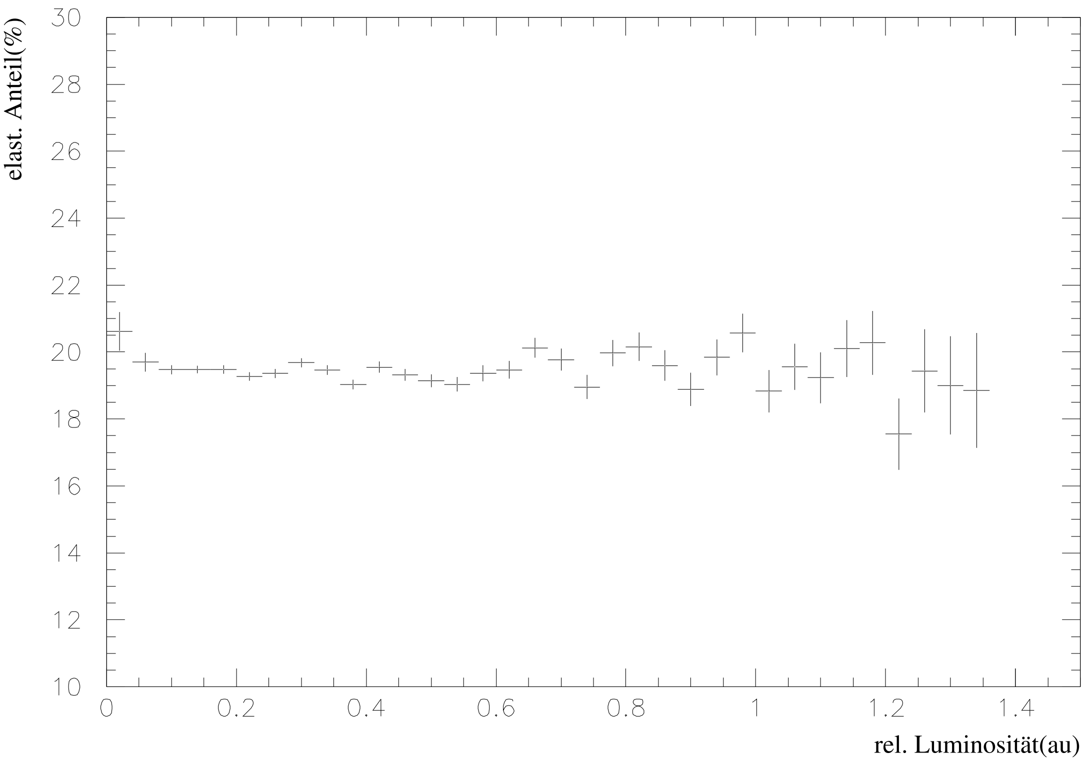


Abbildung 3.9: Triggereffizienz in Abhängigkeit der Luminosität (willkürlichen Einheiten). Bei typischen Messungen wird eine Luminosität von 1 in diesen Einheiten nicht überschritten.

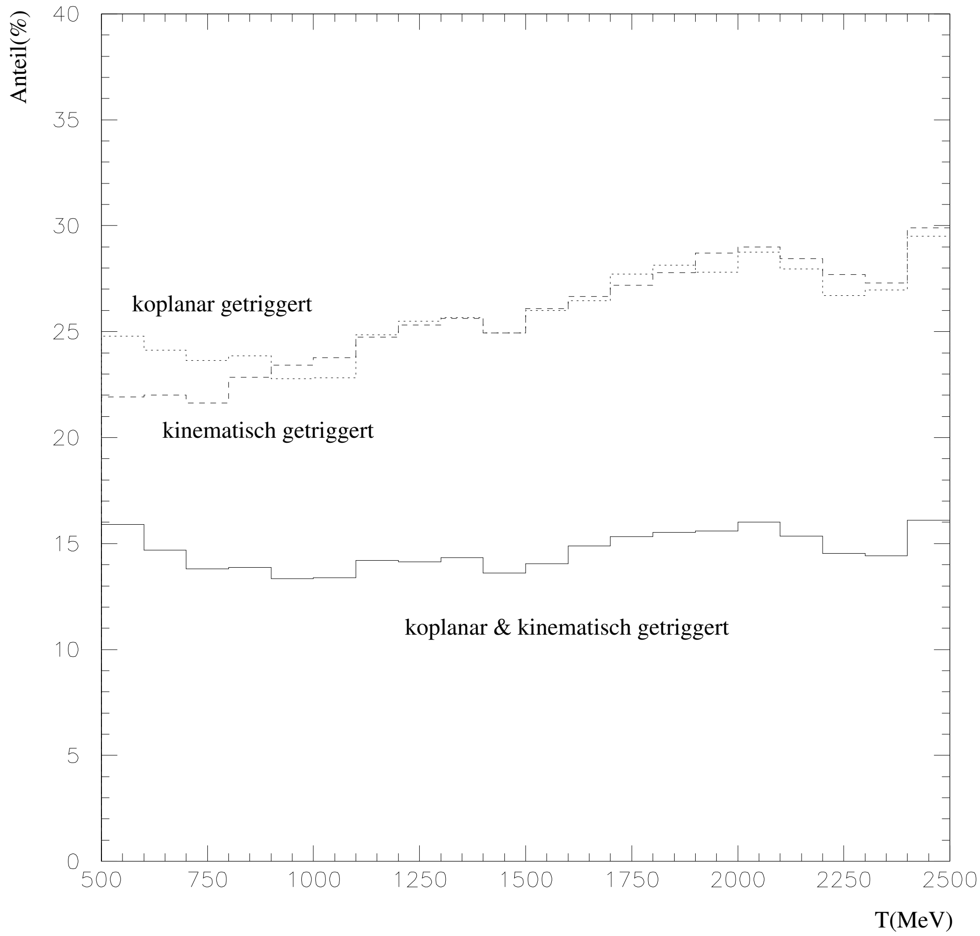


Abbildung 3.10: Anteil der getriggerten Ereignisse, bezogen auf alle Ereignisse (offener Trigger, s. Text).

Ereignisse durch, erst die Verknüpfung der beiden Bedingungen reduziert den Datenstrom auf rund 15%.

Es ist nicht nur wichtig, inwieweit der Trigger Untergrund unterdrückt. Darüberhinaus ist es auch von Bedeutung, daß der Trigger keine elastischen Ereignisse fälschlicherweise verwirft. Dies ist in Abb. 3.11 gezeigt. Die Daten wurden bei konstanter Strahlenergie von $3000 MeV/c$ mit einem offenen Trigger gemessen. Die Größe α („kinematisches Defizit“) bezeichnet die Winkelabweichung von einer exakten elastischen Streuung im Schwerpunktsystem. Sie ist klein für elastische Proton-Proton-Streuung, groß für Untergrundereignisse. Dargestellt ist die Verteilung von α für die Ereignisse, die unter dem angegebenen Trigger nicht getriggert worden wären. Jeder der vier Graphen steht für einen eingestellten Trigger. Im Falle des korrekten Triggers ($3000 MeV/c$) sieht man, daß es unter den verworfenen Ereignissen keine Signatur für elastische Streuungen gibt, kleine kinematische Defizite α sind nicht vorhanden. Dejustiert man den Trigger um $500 MeV/c$ auf $2500 MeV/c$, so bleibt dieses Bild noch weitgehend erhalten. Dies zeigt, wie defensiv der Trigger eingestellt ist. Treibt man die Dejustierung jedoch weiter (untere Graphen), so erhält man in dem scharfen Peak nahe $0°$ ein deutliches Zeichen für verlorengegangene elastische Streuungen. Hier wären die Daten nicht mehr auswertbar.

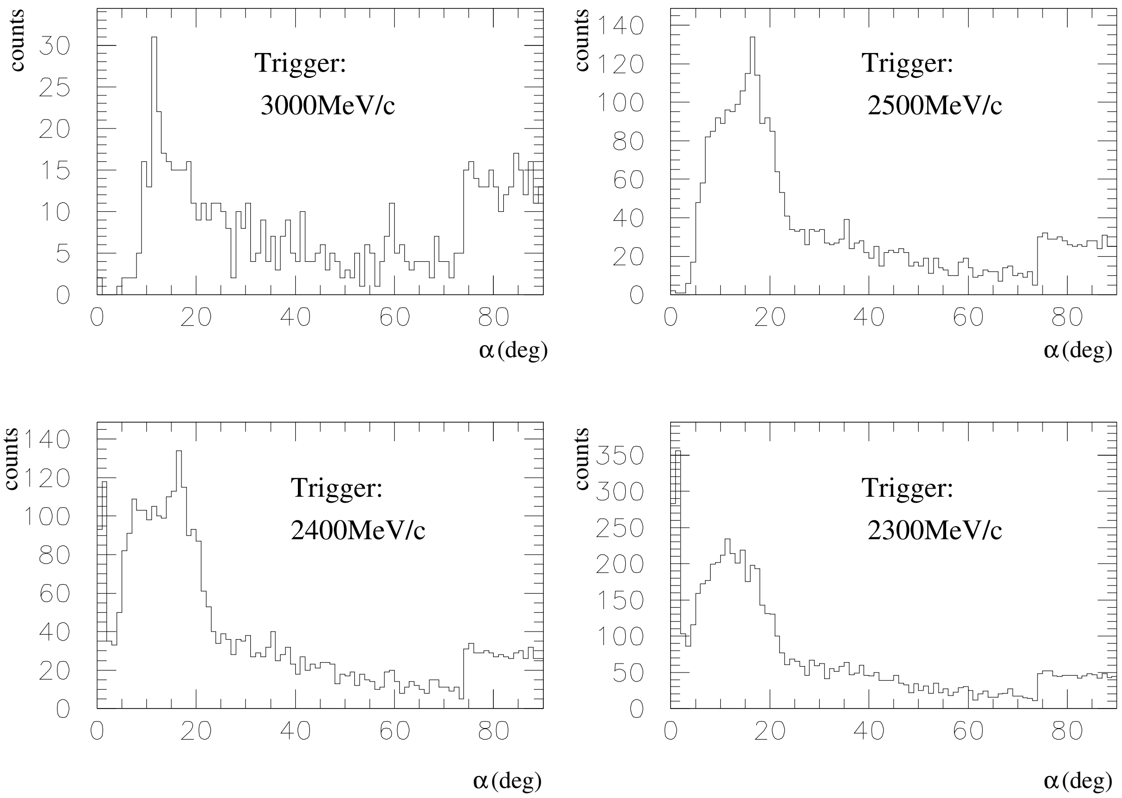


Abbildung 3.11: Kinematisches Defizit α der nicht getriggerten Ereignisse für verschiedene Trigger, gemessen bei $2205 MeV$. Der Trigger ist so defensiv, daß erst eine Dejustierung von über $500 MeV/c$ zum Verlust von elastischen Ereignissen führt (Peak bei kleinem α).

3.6 Spezielle Trigger

Neben der typischen Messung der elastischen Proton-Proton-Streuung bestehen noch zusätzliche Möglichkeiten, den Trigger auf ganz spezielle Zielsetzungen zuzuschneiden:

Messung der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$: Die Kinematik dieser Reaktion ist so beschaffen, daß die Pionen den gesamten Detektor ausleuchten, während die Deuteronen nur kleine Polarwinkel erreichen können. Daher wird der Trigger so geändert, daß ein Pion in einem beliebigen Halbring eine Vorhersage für das korrelierte Deuteron generiert, die mit den tatsächlichen Treffern verglichen wird. Dazu muß allerdings die Verkabelung geändert werden, da anstelle einer Vorhersage von 16 auf 16 Halbringe eine Vorhersage von allen 29 auf die 8 Halbringe mit kleinstem Polarwinkel generiert werden muß.

Messungen unterhalb von $500 MeV$: Der EDDA-Detektor ist für kinetische Strahlenergien von $500 MeV$ - $2500 MeV$ konzipiert. Versucht man dennoch, bei niedrigereren Energien zu messen, ergibt sich folgendes Problem: Der Trigger teilt den Detektor in eine rückwärtige und eine vorwärtige Hälfte. Dabei wird davon ausgegangen, daß immer ein gestreutes Proton in der rückwärtigen und das andere in der vorwärtigen Hälfte registriert wird. Beide Hälften überlappen um drei Halbringe. Bei sehr niedrigen Energien wird aber der Öffnungswinkel zwischen den beiden gestreuten Protonen so groß, daß beide Protonen in der rückwärtigen Hälfte des Detektors nachgewiesen werden, weshalb dann kein Trigger möglich ist. Die Lösung für dieses Problem besteht darin, daß man eine „logische“ vorwärtige Detektorhälfte definiert, die bei gleicher Anzahl von Halbringen stärker mit der rückwärigen Hälfte überlappt. Allerdings verliert man dadurch Akzeptanz bei extremen Vorwärtswinkeln, so daß man mit dieser Verkabelung des Triggers nicht gleichzeitig bei hohen Energien messen kann.

Einschränkung der Winkelakzeptanz: Es kann wünschenswert sein, den polaren Winkelbereich bewußt einzuschränken, etwa um ganz gezielt im symmetrischen Winkel mit guter Statistik zu messen. Dies läßt sich direkt durch eine geeignete Berechnung der Vorhersagetabelle erreichen, eine Änderung an der Hardware ist nicht erforderlich.

Kapitel 4

Bestimmung der Luminosität

Die Luminosität stellt einen direkten Zusammenhang zwischen der experimentellen Zählrate und dem physikalischen Wirkungsquerschnitt her; ihre Bestimmung ist also unverzichtbar, jedenfalls soweit es um die Messung des unpolarisierten Wirkungsquerschnitts geht.

Im einfachsten Fall einer gleichmäßigen Massenbelegung des Targets und eines völlig homogenen Teilchenstrahls wird die zeitintegrierte Luminosität definiert durch:

$$R = N_{beam} \frac{N_{target}}{A} \sigma = L\sigma \tag{4.1}$$

R	: (physikalische) Ereignisrate
N_{beam}	: Anzahl der Strahlteilchen
N_{target}	: Anzahl der Targetteilchen
A	: Fläche des Targets
σ	: Wirkungsquerschnitt
L	: zeitintegrierte Luminosität

Gerade bei internen Targets liegen jedoch nicht diese einfachen Verhältnisse vor. Denkt man etwa an das Fädchentarget von EDDA, so ist zusätzlich der komplizierte Überlapp des Protonenstrahls in COSY mit dem Target zu berücksichtigen. Dann erhält man:

$$R = \int_A \rho_{beam} \rho_{target} dA' \sigma = L\sigma \tag{4.2}$$

ρ_{beam}	: Strahlteilchen pro Fläche
ρ_{target}	: Targetteilchen pro Fläche

Dieser Zusammenhang ist jedoch viel zu komplex, als daß man die Luminosität direkt auf diese Weise bestimmen könnte. Vielmehr normiert man auf einen bekannten Wirkungsquerschnitt, d.h. man mißt eine konkurrierende, wohlbekannte Reaktion in demselben Target. Da für diese Reaktion der Wirkungsquerschnitt bereits bekannt ist, kann man direkt auf die Luminosität zurückschließen (s. Abschnitt 4.1).

Besondere Ansprüche an die Luminositätsbestimmung ergeben sich aus der neuen Meßmethode in der Beschleunigungsrampe von COSY. Dort ist die Luminosität eine Funktion der Strahlenergie und muß deshalb mit hoher Zeitauflösung gemessen werden. Bedenkt man die typische Strahlbeschleunigung von ca. 1GeV/c/s und die angestrebte Energieauflösung von einigen MeV, so ist eine Zeitauflösung von bis zu einigen ms notwendig. Selbstverständlich muß die Messung nicht-destruktiv erfolgen, denn der rezirkulierende Strahl im Beschleuniger darf nicht zerstört werden.

Im EDDA–Experiment sind zwei redundante Luminositätsmonitore verwirklicht:

PIN–Dioden: Dieser Monitor nutzt die Normierung auf den bekannten Rosenbluth–Wirkungsquerschnitt der elastischen pe^-–Streuung. Die gestreuten (δ–) Elektronen werden mit Siliziumzählern nachgewiesen [SCHE94, HEIN95].

Sekundärelektronenmonitor (SEM): Der Hintergrund des SEM ist die Vorstellung, daß von der Oberfläche des Targets Sekundärelektronen „abgedampft“ werden, deren Anzahl proportional der im Target deponierten Energie ist. Der Leckstrom der dann fehlenden Elektronen wird durch ein hochempfindliches Pico-Amperemeter gemessen [SCHE94].

Diese beiden Luminositätsmonitore und insbesondere die Auswertung und Qualität ihrer Signale werden im folgenden genauer beschrieben.

Es ist noch anzumerken, daß das SEM und weitestgehend auch die PIN–Dioden nur ein relatives Luminositätssignal liefern, d.h. ein globaler Skalierungsfaktor bleibt unbestimmt. Dies ist jedoch für das EDDA–Experiment völlig ausreichend (s. Kap. 6).

4.1 PIN-Dioden

Die Luminositätsbestimmung mit den PIN-Dioden beruht auf der vergleichenden Messung des bekannten Wirkungsquerschnitts für elastische pe^- -Streuung [SCHE94, HEIN95]. Entsprechend der Gl. (4.1) gilt

$$R_{e^-} = L_{e^-}\sigma_{e^-} \tag{4.3}$$

Diese Gleichung ermöglicht die Bestimmung der Luminosität bzgl. der Elektronen im Target: σ_{e^-} kann gemäß dem Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt berechnet werden, und R_{e^-} wird experimentell mit den PIN-Dioden gemessen, so daß L_{e^-} bestimmt ist. Zusammen mit der analogen Gleichung für pp-Streuung und Gl. (4.1) ergibt sich für die Luminosität bzgl. der Protonen im Target

$$L_p = \frac{N_p}{N_{e^-}} L_{e^-} \tag{4.4}$$

Dabei ist $\frac{N_p}{N_{e^-}}$ im Falle des Fädchentargets durch das stöchiometrische Verhältnis $\frac{N_p}{N_C}$ gegeben. Dieses muß konstant sein, um eine Übertragung der Luminosität bzgl. der Elektronen auf die gesuchte Luminosität zu ermöglichen. Das stöchiometrische Verhältnis ist jedoch nicht grundsätzlich konstant. Durch den Protonenbeschuß während der Messung wird aus dem Target Wasserstoff ausgetrieben („cross-linking“, [MOSE94]). Dieser Prozeß ist jedoch sehr langsam und macht sich erst über viele Stunden Messung bemerkbar. Dennoch sind Komplikationen denkbar, wenn man den Überlapp von Strahl und Target berücksichtigt, d.h. wenn man von der realistischeren Gleichung (4.2) ausgeht. Daraus ergibt sich die Forderung, daß das effektive, d.h. mit dem Strahlüberlapp gewichtete stöchiometrische Verhältnis konstant ist. Tritt also der Fall ein, daß das stöchiometrische Verhältnis entlang des Targetfädchens durch das „cross-linking“ nicht mehr konstant ist und daß sich gleichzeitig der Protonenstrahl während der Beschleunigung auf dem Target bewegt, so unterliegt man einem gewissen systematischen Fehler. Dieser wird aber durch rechtzeitiges Erneuern der Targetfädchen verhindert. Bei der Messung mit dem Atomstrahltarget entfällt diese Problematik ohnehin, da dort reiner Wasserstoff ohne Verunreinigung mit Kohlenstoff vorliegt.

Die Aufgabe auf experimenteller Ebene besteht darin, die Elektronenrate aus der elastischen pe^--Streuung (δ-Elektronen) zu bestimmen. Dabei gilt es, Elektronen im Energiebereich von ca. $400keV$ – $1200keV$ (bei $\theta = 40°$) zu messen. Dies geschieht mit bis zu vier PIN-Dioden, die gleichmäßig um das Strahlrohr verteilt sind (s. Abb. 4.1). Die innere Position ist nur für eine Diode an der Oberseite des Strahlrohrs realisiert, die anderen befinden sich direkt außerhalb des Strahlrohrs in sogenannten Fenstern. In den Fenstern ist das Strahlrohr nur noch ca. $250\mu m$ dick, um den Nachweis der Elektronen im unteren Energiebereich zu ermöglichen.

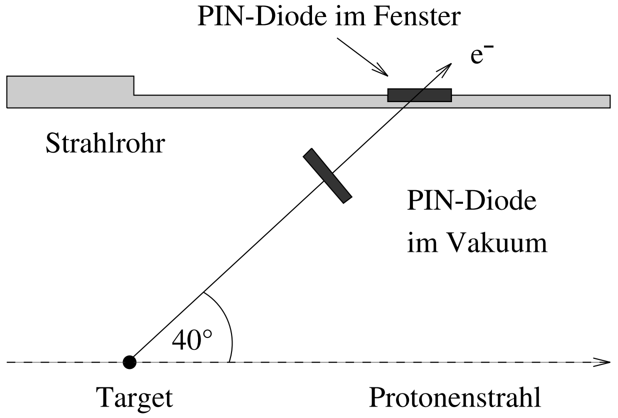


Abbildung 4.1: Anordnung der PIN-Dioden; Die innere Position ist nur für eine der insgesamt vier Dioden realisiert.

Die Ausleseelektronik, mit der die Signale der PIN-Dioden verarbeitet werden, ist in Abb. 4.2 gezeigt. Der Einfachheit halber ist nur eine PIN-Diode dargestellt. Die analogen Signale der PIN-Diode werden diskriminiert und gezählt. Die Zählrate beträgt bei einer Messung mit dem Fädchentarget mehrere kHz, so daß eine individuelle Auslese jedes Ereignisses mit der Datenaufnahme nicht in Frage kommt. Stattdessen wird der Zähler in regelmäßigen Abständen (ca. alle $2.5ms$) ausgelesen. Alle anderen Komponenten dienen der Einstellung und dem Verständnis des Systems. So wird für einen geeigneten Bruchteil der Ereignisse (ca. 1% nach Totzeit) mit einem ADC das Energiespektrum der nachgewiesenen Teilchen aufgenommen. Damit kann eine Eichung der Dioden und eine Einstellung der Diskriminatorschwellen vorgenommen werden.

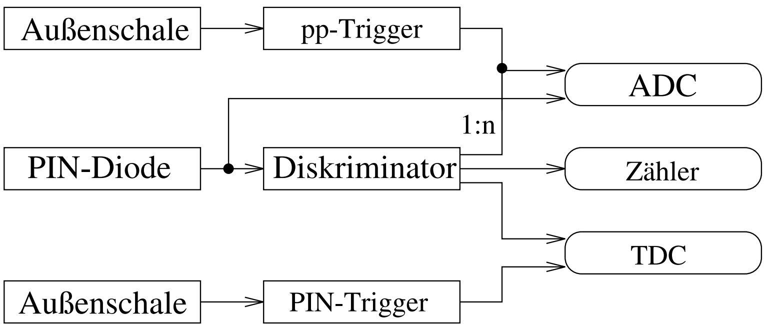


Abbildung 4.2: Ausleseelektronik der PIN-Dioden.

Desweiteren sieht die PIN-Diode nicht ausschließlich Elektronen, sondern auch Untergrund, im Folgenden nicht ganz präzise Hadronen genannt. Man geht davon aus, daß sich die Hadronen dadurch auszeichnen, daß ein koinzidentes Signal in der Außenschale erzeugt wird, während Elektronen aufgrund ihrer viel zu geringen Reichweite spätestens in der Ringschale kein Signal mehr hinterlassen. Um diese Koinzidenz feststellen zu können, gibt es einen speziellen Trigger, der in Abb. 4.2 als „PIN-Trigger“ bezeichnet ist. Dieser PIN-Trigger verknüpft die Treffer der vom Target aus gesehen hinter der jeweiligen PIN-Diode liegenden Stab– und Ringelemente. Wenn einer der beiden Stäbe und gleichzeitig einer der beiden Ringe über ihrer Schwelle gelegen haben, ist die Triggerbedingung erfüllt und es wird ein Trigger erzeugt. Dieser wird zusätzlich mit dem diskriminierten PIN-Diodensignal im TDC zeitlich verglichen, und wenn eine Koinzidenz beider Trigger festgestellt wird, bedeutet dies den Nachweis eines Hadrons. Hier ist eine weitere Komplikation zu berücksichtigen: geht ein Hadron durch die PIN-Diode, so ist es möglich, daß das gesamte physikalische Ereignis den zentralen Trigger der Außenschale auslöst. Dieser „pp-Trigger“ erreicht die Datenaufnahme schneller als das diskriminierte Signal der PIN-Diode, so daß dort die Auslese der Außenschale und nicht der PIN-Dioden angestoßen wird. Um die Information bzgl. dieser Ereignisse nicht zu verlieren, wird bei jeder Auslese der Außenschale auch der ADC der PIN-Dioden mit ausgelesen. Dann kann auch in diesem Fall festgestellt werden, ob eine Koinzidenz zwischen Außenschale und PIN-Diode stattgefunden hat.

Offensichtlich ist diese Art der Teilchenunterscheidung nicht sehr versiert. Das liegt daran, daß jede PIN-Diode nur Einzelereignisse ohne Koinzidenz mißt. In Zukunft wird diese Situation deutlich verbessert: Es sollen „Sandwiches“ der Art PIN-Diode – Absorber – PIN-Diode zum Einsatz kommen, die dann eine echte Teilchenunterscheidung ermöglichen [HÜSK97].

Um von der Anzahl an Ereignissen in einer PIN-Diode auf die (relative) Luminosität zu schließen, müssen im wesentlichen zwei Faktoren bestimmt werden:

1. Der (energieabhängige) Anteil der Elektronen unter den Ereignissen im Zähler (Elektronengehalt).

2. Die Luminosität pro nachgewiesenem Elektron, $L/count$. Hier geht u.a. die Effizienz der PIN-Dioden ein.

Die Bestimmung des Elektronengehalts ist ein schwieriges Unterfangen, da die Detektorinformation für eine exakte Teilchenunterscheidung nicht ausreicht. Es sind verschiedene Vorgehensweisen vorstellbar, die jedoch alle nicht optimal sind. Allerdings ist die Energieabhängigkeit des Elektronengehalts sehr gering, so daß unter dem Ziel relativer Normierung kein großer Fehler zu erwarten ist.

Die einfachste Möglichkeit, den Elektronengehalt zu bestimmen, geht von folgenden, etwas vereinfachenden Annahmen aus: Es gibt genau zwei Klassen von Ereignissen, nämlich Elektronen und den Rest, hier auch „Hadronen“ genannt. Trifft ein Elektron auf die PIN-Diode, so ist der Signalweg eindeutig: Der Trigger der PIN-Dioden feuert und das Elektron wird im ADC gesehen. Der TDC zeigt in diesem Fall keinen Eintrag. Trifft dagegen ein „Hadron“ die PIN-Diode, können zwei alternative Fälle eintreten:

1. Das hadronische Ereignis löst nicht den Proton-Proton-Trigger der Außenschale aus, aber den Trigger der PIN-Dioden. Da das Hadron jedoch die Außenschale direkt hinter der PIN-Diode durchquert, wird hier ein zusätzliches Triggersignal generiert, das zeitgleich mit dem Trigger der PIN-Diode den TDC erreicht und dort einen Eintrag erzeugt, der dieses Hadron von einem Elektron unterscheidet.

2. Das hadronische Ereignis löst den Proton-Proton-Trigger der Außenschale aus. Dieser erreicht die Datenaufnahme so früh, daß der Trigger aus den PIN-Dioden unterdrückt

wird. Zusätzlich zur Außenschale wird der ADC der PIN-Dioden ausgelesen, so daß der koinzidente Treffer in PIN-Diode und Außenschale erkannt wird.

Aus diesen Ereignisklassen kann der Elektronenanteil durch einfache Verhältnisbildung berechnet werden. Dabei macht man sich zunutze, daß die Totzeit der Datenaufnahme und damit die Nachweiswahrscheinlichkeit für alle Ereignisklassen gleich ist. Das Ergebnis dieser Methode ist in Abb. 4.3 in Abhängigkeit der Strahlenergie gezeigt. Der „hadronische“ Untergrund beginnt bei ca. 4% und wächst bis zur Maximalenergie auf etwa 6% an. In die relative Normierung geht nur die Änderung um 2% ein, d.h. es handelt sich um eine kleine Korrektur. Die dargestellten Fehlerbalken bezeichnen den statistischen Fehler.

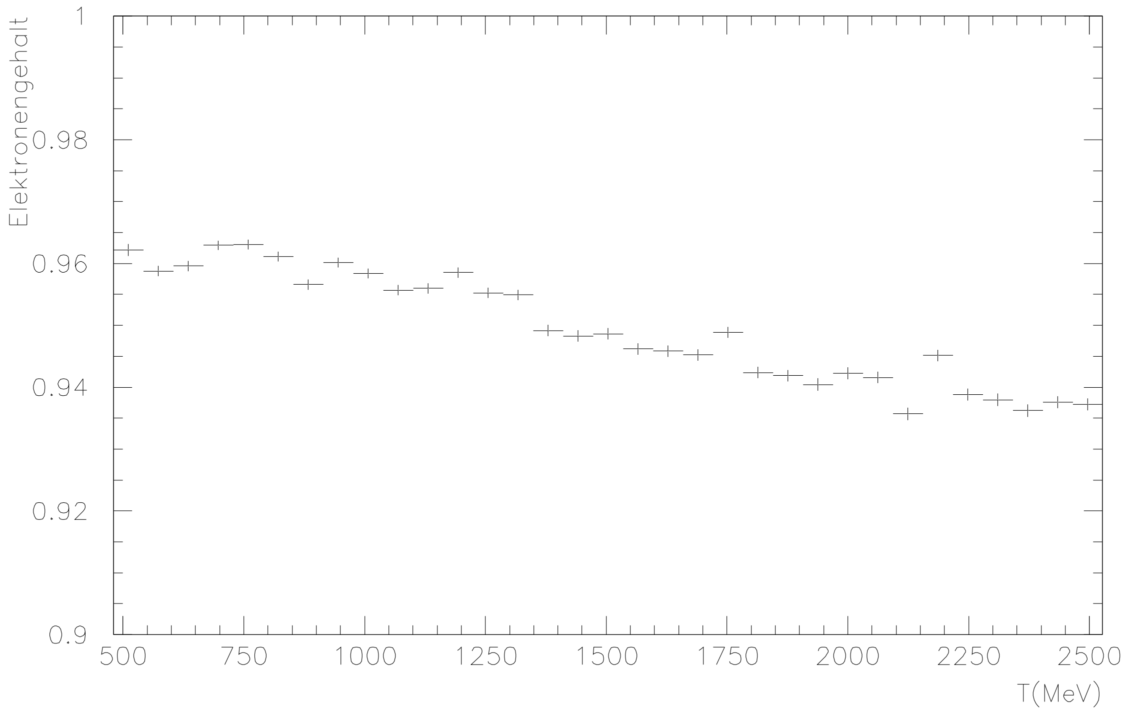


Abbildung 4.3: Anteil der durch Elektronen ausgelösten Ereignisse an allen von einer PIN-Diode gezählten Ereignissen.

Der zweite Schritt auf dem Weg zur Bestimmung der Luminosität ist die Berechnung der Luminosität pro gezähltem Elektron. Dies geschieht mit einer Simulationsrechnung [GROS98]. Ausgehend von

$$N_{sim} = L_{sim}\sigma_{tot,sim} \tag{4.5}$$

N_{sim} : Anzahl der simulierten Teilchen
L_{sim} : simulierte „Luminosität“
$\sigma_{tot,sim}$: totaler Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt

folgt

$$\frac{L}{count} = \frac{L_{sim}}{hits} = \frac{N_{sim}}{\sigma_{tot,sim}}\frac{1}{hits} \tag{4.6}$$

L : zu bestimmende, experimentelle Luminosität
$count$: experimentell nachgewiesener Treffer der PIN-Diode
$hits$: alle in der Simulation nachgewiesenen Treffer der PIN-Diode

Dabei sind $hits$ die Anzahl der simulierten Ereignisse, bei denen die Energiedeposition in der PIN-Diode über deren Schwelle liegt. In der Praxis wird man nur Ereignisse simulieren, bei denen das Elektron in einen Raumwinkel emittiert wird, der die betrachtete PIN-Diode grob umschließt. Da die recht niederenergetischen Elektronen eine sehr starke Streuung und auch Rückstreuung zeigen, darf man den simulierten Raumwinkel nicht zu klein wählen. Die Gleichung 4.6 bleibt unabhängig von der Wahl dieses Raumwinkels immer richtig, solange man für σ_{tot} den über genau diesen Raumwinkel integrierten Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt einsetzt.

Damit hat man im Grunde eine direkte und einfache Möglichkeit, die Luminosität pro gemessenem Ereignis zu bestimmen. Gewisse Schwierigkeiten bereiten allerdings die verschiedenen Parameter, die in die Simulation eingehen:

Eichung: Die PIN-Dioden müssen geeicht werden, damit die Kanal-Information aus dem Experiment und die Energieverluste aus der Simulation verglichen werden können. Dies geschieht durch Einsatz einer Hafnium Elektronenquelle [HEIN95].

Dicke der aktiven Schicht: Die effektive Dicke der aktiven Schicht, die allein sensitiv auf den Energieverlust der Elektronen ist, hängt geringfügig von der individuellen PIN-Diode und der angelegten Hochspannung ab. Sie kann bestimmt werden, indem man das Spektrum elastisch gestreuter Protonen in der PIN-Diode betrachtet. Da die Protonen ungefähr minimalionisierend sind, kann man aus dem Schwerpunkt des Spektrums auf die Dicke der aktiven Schicht zurückschließen.

Reaktionsvertex: Der Raktionsvertex, der durch die Lage des Protonenstrahls relativ zur Symmetrieachse des Detektors bestimmt wird, nimmt Einfluß auf den Winkel und den Raumwinkel, unter dem die PIN-Diode von den Elektronen gesehen wird. Die Bestimmung der Vertexposition aus den gemessenen Daten ist in [ROHD95] beschrieben.

Schrittweite: Die Schrittweite („fractional energy loss") ist ein (unphysikalischer) Parameter des EGS4-Programmcodes, der in der Simulation für das Verfolgen von Elektronen in Materie benutzt wird.

Schwelle: Ab wann eine Energiedeposition auch zu einem registrierten Ereignis („hit") führt, wird durch die Schwelle festgelegt. Die Schwelle wird aus den experimentellen Spektren bestimmt.

Die Summe all dieser Effekte und Parameter ergibt eine gewisse Unsicherheit, die nur schwer quantifiziert werden kann. Hinzu kommt noch die Frage, inwieweit die Simulationsrechnung der Realität entspricht. Eine Möglichkeit, die Qualität der Ergebnisse zu überprüfen, ist ein Vergleich der simulierten mit den gemessenen Energieverlustspektren bei verschiedenen Energien. Abb. 4.4 zeigt die Spektren für 1200 und $3200 MeV/c$ Strahlimpuls. Dabei sind die simulierten Spektren durchgezogen, die gemessenen Spektren gestrichelt gezeichnet. Man erkennt, daß steile Flanken in den Meßdaten etwas weicher sind, ansonsten besteht aber gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung.

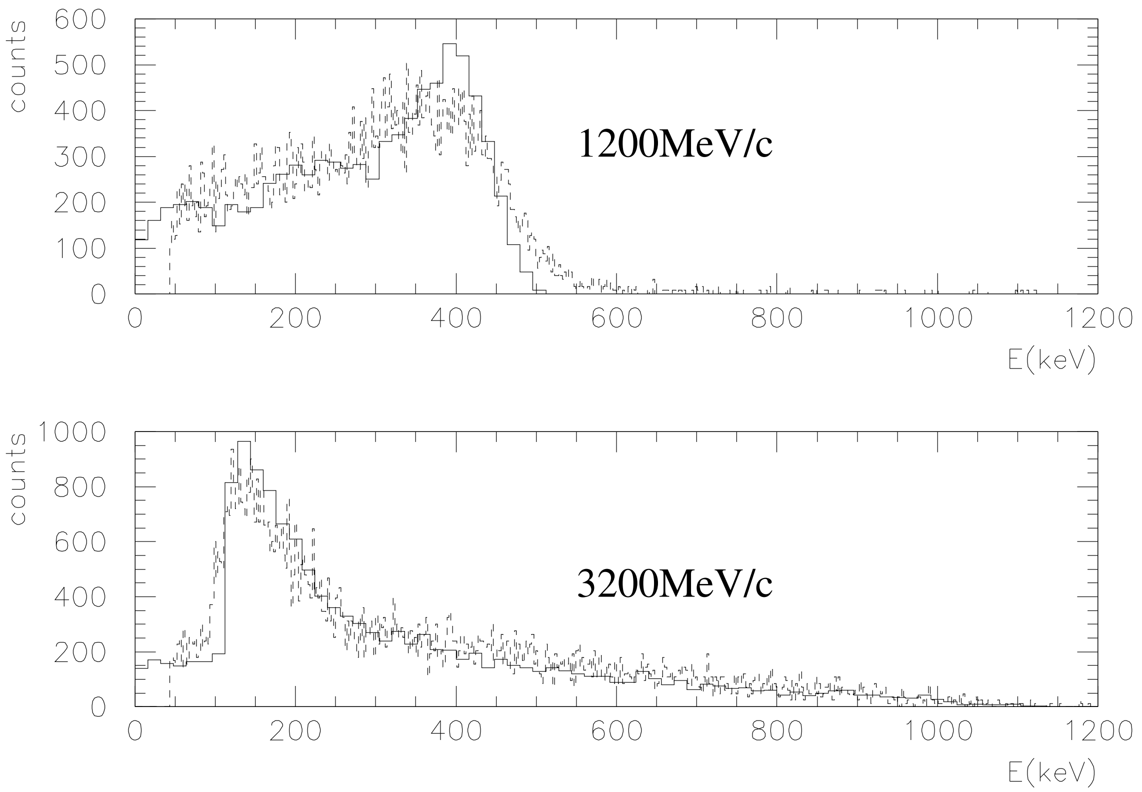


Abbildung 4.4: Energieverlustspektren für Simulation (durchgezogen) und Messung (gestrichelt).

Um weiteren Aufschluß über die Richtigkeit der Ergebnisse zu gewinnen, kann man die verschiedenen Möglichkeiten der Luminositätsbestimmungen auf Konsistenz prüfen. Dies wird in Abschnitt 4.3 dargestellt.

Damit ist ein Überblick über die Faktoren gegeben, die zur Bestimmung der Luminosität mit den PIN-Dioden nötig sind. Abb. 4.5 zeigt die Vorgehensweise im Überblick: Oben ist die Zählrate dargestellt, die im Zähler registriert wird, darunter ist der rekonstruierte Anteil an Elektronen. Der dritte Graph zeigt die Luminosität pro Ereignis im Zähler. Der Anstieg zu niedrigen Strahlenergien hin kennzeichnet den Effizienzverlust aufgrund von Elektronen, die das Aluminiumfenster nicht mehr durchdringen können. Unten ist die resultierende Luminosität dargestellt, die das Produkt der drei oberen Graphen ist. In diesem Fall ist die Luminosität fast konstant und somit meßtechnisch sehr günstig.

4.2 Sekundärelektronenmonitor

Die Funktion des Sekundärelektronenmonitors (SEM) basiert auf der Auslösung von sekundären Elektronen aus dem Target. Dabei werden durch die Strahl–Targetwechselwirkung Elektronen emittiert, deren Energiespektrum von wenigen eV bis zu mehreren MeV reicht. Die Anzahl der erzeugten Elektronen wird von den niederenergetischen Elektronen dominiert. Diese sind im folgenden immer gemeint, wenn von Sekundärelektronen die Rede ist. Ihre Anzahl ist so hoch, daß sie als makroskopischer Strom im nA-Bereich meßbar ist.

Die Messung der Luminosität mit dem SEM stützt sich auf die Annahme, daß die Anzahl der erzeugten Sekundärelektronen proportional zum Energieverlust der Strahlprotonen

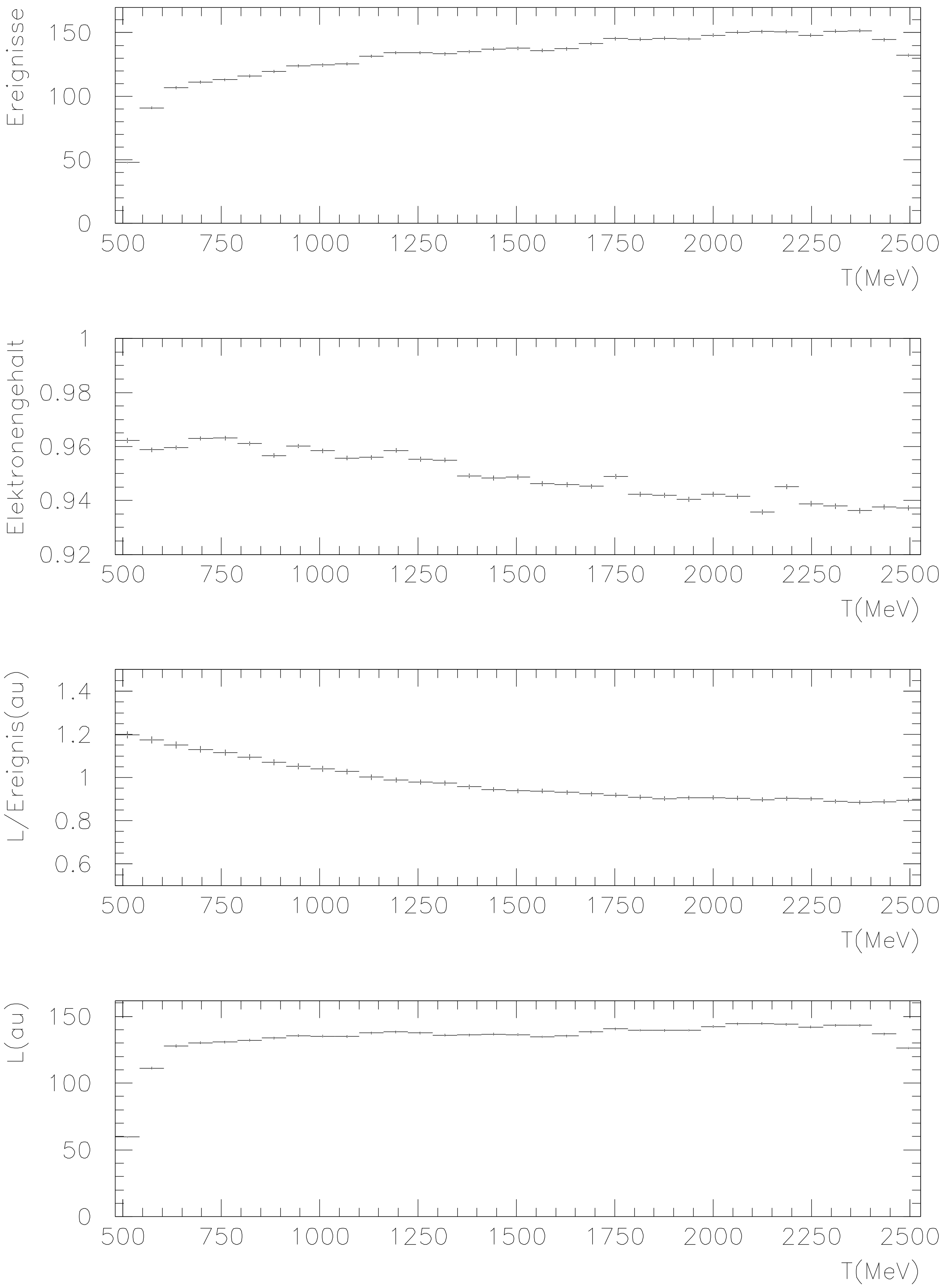


Abbildung 4.5: Der Weg von der Zählrate (oben) zur Luminosität (unten).

im Target und damit proportional zur Wegstrecke der Protonen im Target ist:

$$N_{SEM} \sim \frac{\partial E}{\partial x} \sim N_{beam}\overline{\Delta x} \sim N_{beam}\overline{\rho_{target}} \sim L \tag{4.7}$$

N_{SE} : Anzahl der emittierten Elektronen
$\frac{\partial E}{\partial x}$: Energieverlust der Strahlprotonen nach Bethe–Bloch
$\overline{\Delta x}$: mittlere Weglänge der Protonen durch das Target
$\overline{\rho_{target}}$: mittlere Anzahl von Targetteilchen pro Fläche
L : Luminosität

Die grundsätzliche Richtigkeit dieser Annahme stützt sich letztendlich auf [STER57] und wird in [MOSE94, SCHE94] ausführlicher besprochen. Dort wird auch aufgezeigt, daß ein Berechnen der Proportionalitätskonstante zwischen Luminosität und Sekundärelektronenstrom nicht möglich ist, so daß man hier nur ein relatives Luminositätssignal erhält.

Im Zuge experimenteller Erfahrungen mit dem SEM hat sich gezeigt, daß diese Annahme etwas modifiziert werden muß. Anstelle des einfachen Energieverlustes der Protonen ist nur der Energiebetrag zu berücksichtigen, der tatsächlich im Target „dissipiert" wird, d.h. man muß berücksichtigen, daß die hochenergetischen δ-Elektronen einen Teil der Energie wieder aus dem Target heraustragen, ohne daß sie der Erzeugung von Sekundärelektronen zur Verfügung steht. Diese Tatsache steht nicht im Widerspruch zu den bisher gemachten Überlegungen und führt zu einer guten Konsistenz mit den anderen Luminositätssignalen (s. Abschnitt 4.3).

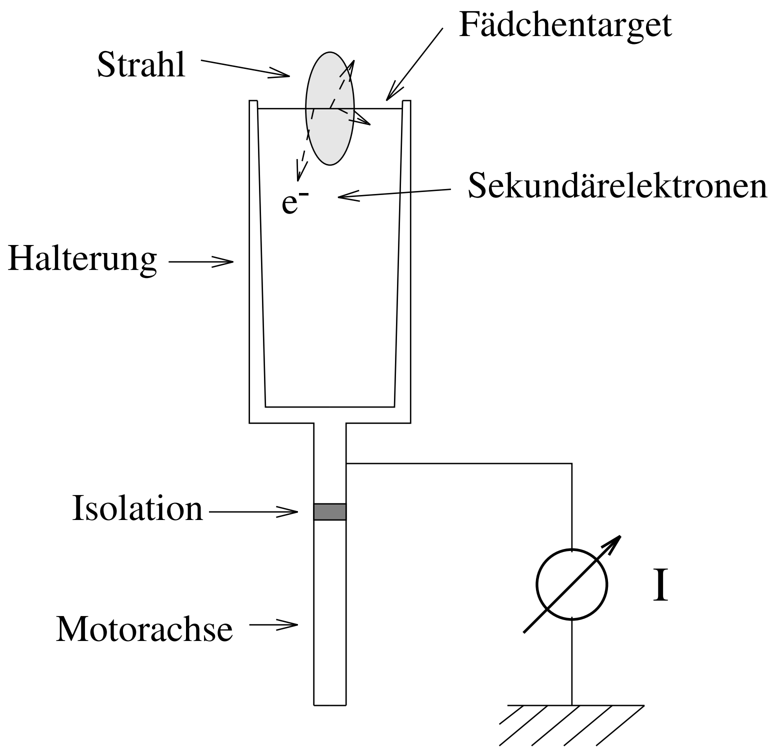


Abbildung 4.6: Funktionsschema des SEM.

Der Aufbau des SEM wird in Abb. 4.6 schematisch gezeigt. Oben trifft der Protonenstrahl auf das dünne Fädchentarget und löst Sekundärelektronen aus. Die Ladung dieser entweichenden Elektronen fehlt dann und muß durch die Targethalterung nachfließen. Dieser Leckstrom wird durch ein extrem empfindliches und schnelles Strommeßgerät, dem

Piko-Amperemeter, gemessen [SCHE94]. Im praktischen Betrieb liegt der Sekundärelektronenstrom bei einigen Nanoampere und die Meßdauer bei ca. 2.5ms.

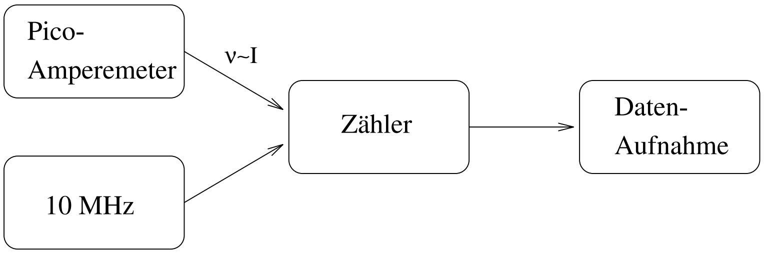


Abbildung 4.7: Signalweg des Piko-Amperemeters.

Um das Signal des Pico-Amperemeters in die Datenaufnahme zu integrieren, wird es in eine Frequenz umgewandelt, die dem gemessenen Strom proportional ist (s. Abb. 4.7). Diese Frequenz dient als Eingang für einen Zähler, der seinerseits von dem Datenaufnahmerechner ausgelesen wird. Durch das Zählen des Frequenzsignals erfolgt eine Integration des Stroms und damit des Luminositätssignals. Die Integrationszeit entspricht dem Abstand zweier Auslesen durch die Datenaufnahme und ist nicht immer genau gleich. Dies ist aber kein Problem, da man gleichzeitig eine hohe Referenzfrequenz zählt und damit die Länge des Integrationsintervalls in jedem Einzelfall kennt. Wenn man das SEM-Signal von mehreren Zyklen aufsummiert, muß man beachten, daß die Integrationsintervalle in jedem Zyklus etwas anders liegen. Deshalb wird in der Auswertung des SEM-Signals grundsätzlich so vorgegangen, daß das Integral aus dem Zähler unter Annahme eines konstanten Signals innerhalb der Integrationszeit gleichmäßig auf dieses Intervall aufgeteilt wird.

Abb. 4.8 zeigt das Ergebnis dieser Methode. Das SEM liefert bereits nach einem Maschinenzyklus ein brauchbares Luminositätssignal (untere Kurve), das jedoch noch relativ stark verrauscht ist. Durch Mittelung über viele Zyklen wird das Signal schnell geglättet: Die obere Kurve zeigt das erheblich bessere Ergebnis für eine Mittelung über 20 Zyklen.

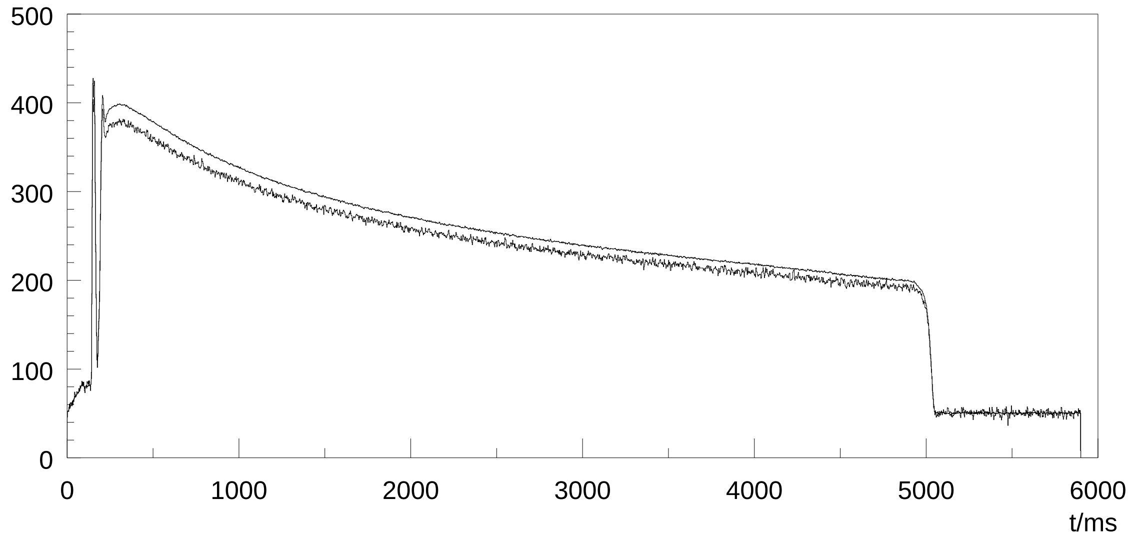


Abbildung 4.8: Das unbearbeitete SEM-Signal. Oben: gemittelt über ca. 20 Zyklen; Unten: Ein Zyklus, mit leicht unterdurchschnittlicher Teilchenzahl im Beschleunigerring.

Um das tatsächliche Luminositätssignal zu extrahieren, muß die Abhängigkeit des Energieverlustes von der Energie der Strahlprotonen berücksichtigt werden. Diese ist in Abb. 4.9

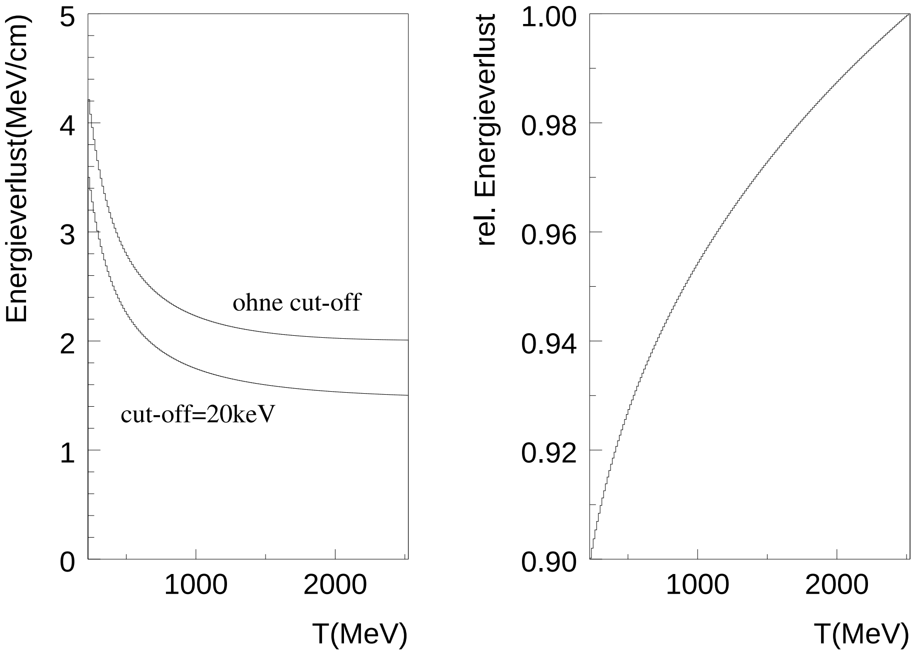


Abbildung 4.9: Links: Energieverlust der Protonen im Target; Rechts: Renormiertes Verhältnis der Energieverluste mit und ohne cut-off von $20keV$.

dargestellt. Außerdem ist neben dem einfachen Energieverlust nach Bethe-Bloch der sogenannte „restricted energy loss" gegenübergestellt [LEO87]. Dieser beschreibt die Energiedissipation im Target, d.h. den um die entkommenen δ-Elektronen verminderten Energieverlust der Protonen. Dies entspricht der Vorstellung, daß der Energieverlust in einem einzelnen Elementarprozess limitiert ist [LEO87]. Die Höhe dieses Limits („cut-off") wird auf $20keV$ geschätzt, dies ist die Energie, ab der Elektronen aus der Mitte des Targets entkommen können. Abb. 4.9 zeigt, daß sich die Energieabhängigkeit und damit das relative Luminositätssignal durch Einführung dieses cut-offs um 5–10% ändert, je nach gemessenem Energiebereich. Andererseits ist die berechnete Luminosität auf den cut-off Parameter nicht sehr sensitiv, da die Energieabhängigkeit in dem in Frage kommenden Bereich nur schwach von der Wahl des cut-off Parameters abhängt. Dies wird in Abb. 4.10 belegt. Für verschiedene cut-off Parameter ist hier der Energieverlust aufgetragen, jeweils relativ zu dem Energieverlust bei einem cut-off von $20keV$. Zum Zweck der besseren Vergleichbarkeit sind außerdem alle Kurven bei der Maximalenergie auf eins normiert. Man sieht, daß selbst bei einem großen Fehler in der Wahl des cut-off Parameters der resultierende Fehler in der relativen Luminosität nicht größer als einige Promille wird. Geht man davon aus, daß nur oberhalb von ca. $500MeV$ gemessen wird, so reduziert sich der mögliche Fehler weiter auf wenige Promille.

Das Ergebnis der gesamten Auswertung zeigt Abb. 4.11. Dargestellt sind Daten einer Messung der vollen Beschleunigungsrampe von $500MeV$ bis $2500MeV$. Der Peak ganz links kennzeichnet den Zeitpunkt, zu dem das Fädchentarget in den Protonenstrahl fährt und dort einschwingt. Der unterschiedliche Verlauf der beiden Kurven ist auf die Energieabhängigkeit der Energiedeposition der Protonen im Target zurückzuführen („restricted energy loss"): Durch den noch relativ hohen Energieverlust bei niedrigen Energien wird das Stromsignal hier deutlich überhöht und täuscht einen starken Abfall der Luminosität vor, während diese aber tatsächlich über die gesamte Rampe hinweg nahezu konstant bleibt.

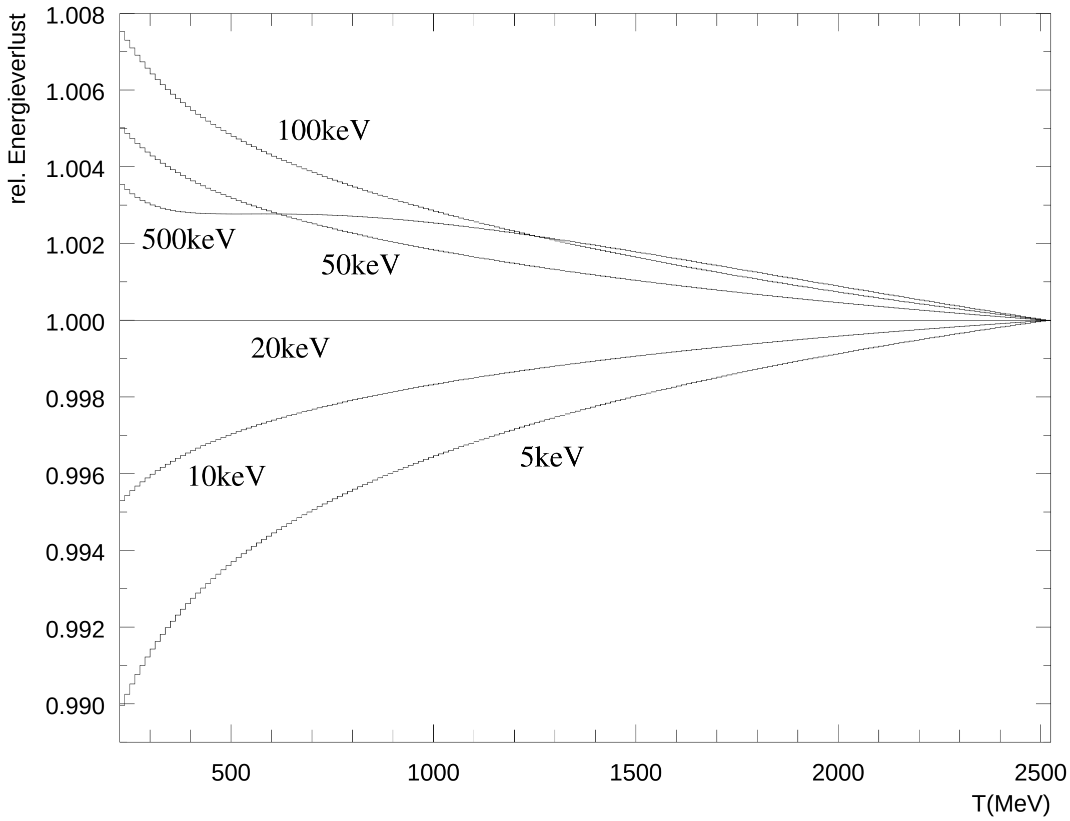


Abbildung 4.10: Energieabhängigkeit des Energieverlustes der Strahlprotonen für verschiedene cut-off Energien, bezogen auf diejenige bei einem cut-off von $20keV$. Die Kurven sind bei $2500MeV$ auf eins normiert.

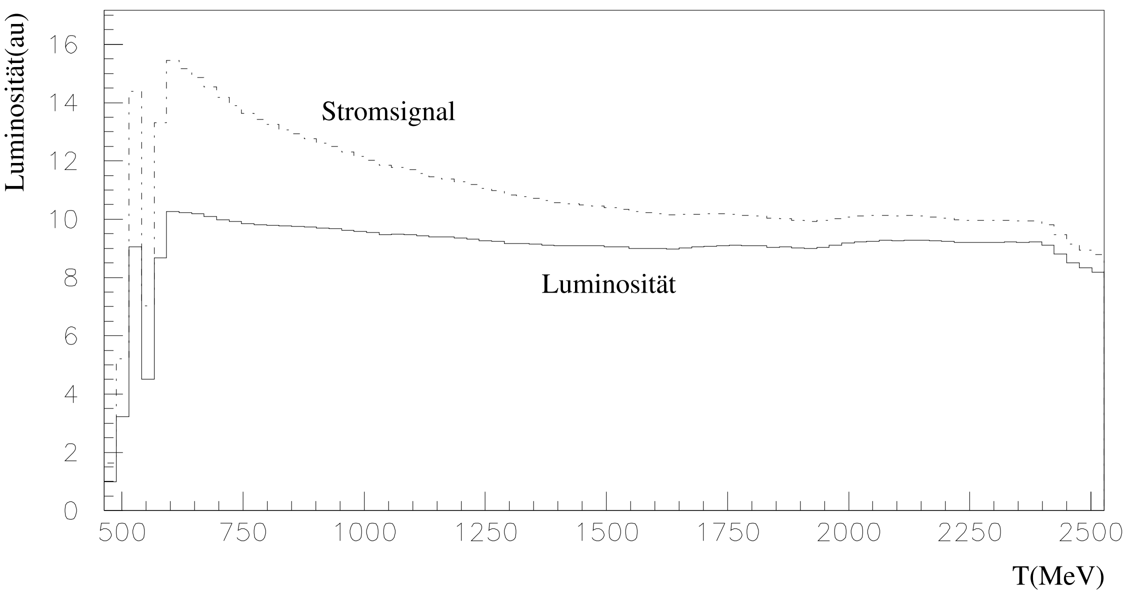


Abbildung 4.11: Vergleich von Stromsignal und daraus abgeleiteter Luminosität beim SEM.

4.3 Ergebnisse

Nun sollen beide Luminositätsmonitore miteinander verglichen und auf Konsistenz überprüft werden. Dazu seien zunächst die charakteristischen Eigenschaften beider Systeme gegenübergestellt:

- PIN-Dioden

  Targetunabhängig: Die PIN-Dioden sind sowohl für Fädchentargets als auch für das polarisierte Atomstrahltarget geeignet. Oberflächeneffekte oder andere, individuelle Eigenschaften einzelner Targets spielen keine Rolle.

  langsam: Es sind einige Stunden Messung in der Beschleunigungsrampe notwendig, um den statistischen Fehler auf wenige Prozent zu reduzieren.

  große Korrekturen: Zur Berücksichtigung der schlechten Effizienz bei niedrigen Energien sind große Korrekturfaktoren nötig, die mit Simulationsrechnungen bestimmt werden.

- Sekundärelekronenmonitor (SEM)

  schnell: Das SEM liefert ein kontinuierliches Luminositätssignal ohne nennenswerten statistischen Fehler.

  nur Fädchentargets: Das SEM steht für das polarisierte Atomstrahltarget naturgemäß nicht zur Verfügung.

  hohe Targetqualität: Durch seine Empfindlichkeit auf Oberflächeneffekte stellt das SEM hohe Ansprüche an die Targetqualität. Vereinzelt kann es vorkommen, daß Targets deswegen ausgesondert werden müssen.

Abb. 4.12 (obere Grafik) zeigt beide Luminositätssignale für denselben Datensatz einer Messung in der Beschleunigungsrampe. Da es sich um relative Signale handelt, ist die absolute Höhe der Kurven willkürlich gewählt. Es ist deutlich zu sehen, daß beide Monitore im wesentlichen das gleiche Signal liefern. Insbesondere die Modulationen der Luminosität, verursacht durch Schwankungen des Protonenstrahls während der Beschleunigung, werden von beiden Systemen gleich gesehen. Zur Verdeutlichung ist in Abb. 4.12 (untere Grafik) der Quotient der beiden Signale gezeigt. Die absolute Höhe des Quotienten ist wieder willkürlich auf etwa eins festgelegt worden. Im Falle perfekter Übereinstimmung erwartet man hier eine Konstante, da sich dann beide Signale nur um einen globalen Normierungsfaktor unterscheiden. Im Experiment wird dieser Idealfall fast erreicht, lediglich bei niedrigen Energien gibt es eine Abweichung von wenigen Prozent.

Offensichtlich stimmen beide Monitore gut überein. Dies gibt Vertrauen in die Messung der Luminosität, beweist jedoch nicht endgültig, daß beide Systeme nicht nur zu gleichen, sondern auch zu richtigen Ergebnissen kommen. Wenn auch ein solcher Beweis nicht zu führen ist, so kann man jedoch durch den Vergleich mit anderen Experimenten weiteres Vertrauen gewinnen. Die Idee dabei ist, daß man Winkelverteilungen von EDDA und solche von anderen Experimenten aufeinander normiert (s. Abb. 4.13). Dieser Normierungfaktor sollte sowohl vom betrachtetem Experiment als auch von der Teilchenenergie unabhängig sein. Innerhalb der sehr starken Streuung zwischen verschiedenen Experimenten sind die Normierungsfaktoren auch konstant, d.h. die relative Normierung von EDDA weicht nicht signifikant von anderen Experimenten ab. Allerdings widersprechen sich die Normierungsfaktoren zu verschiedenen Experimenten häufig. Dies ist Ausdruck für die

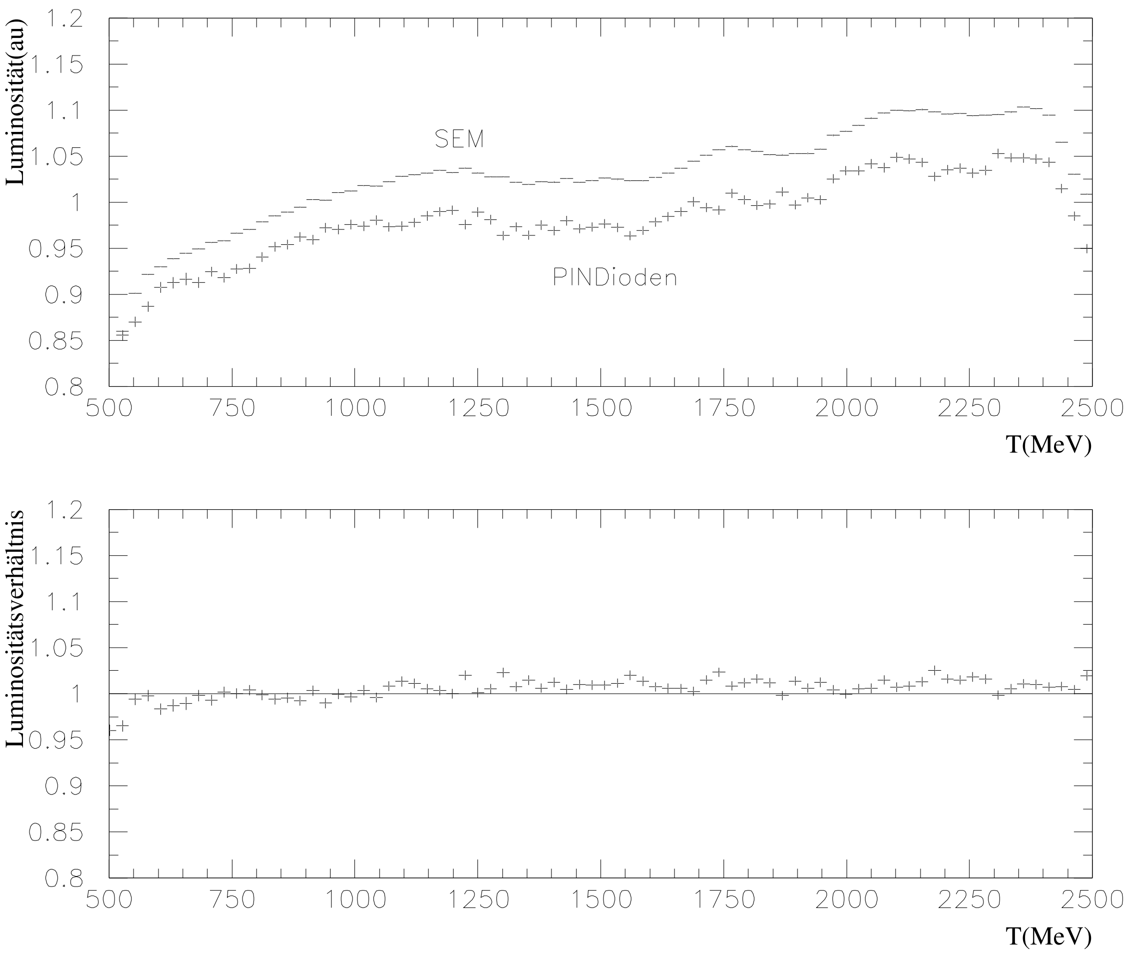


Abbildung 4.12: Vergleich von SEM und PINDioden. Der Quotient (unten) zeigt, daß beide Luminositätssignale bis auf wenige Prozent übereinstimmen.

vielfältigen Schwierigkeiten, eine gute, absolute Normierung zu erreichen. Diese Schwächen in der absoluten Normierung führen bei einer gemeinsamen Auswertung mehrerer Experimente, die bei einer Streuphasenanalyse notwendig ist, zu weiteren Problemen. Sie werden durch den umfassenden, konsistenten Datensatz, den das EDDA-Experiment liefert, vermieden.

Insgesamt stehen mit dem SEM und den PIN-Dioden zwei redundante, auf verschiedenen physikalischen Prinzipien beruhende Luminositätsmonitore zur Verfügung. Beide Monitore sind in der Lage, ein gutes, relatives Luminositätssignal zu liefern. Verbleibende systematische Unsicherheiten können mit Hilfe einer Überprüfung auf Konsistenz der beiden unabhängigen Messungen auf ein Minimum reduziert werden.

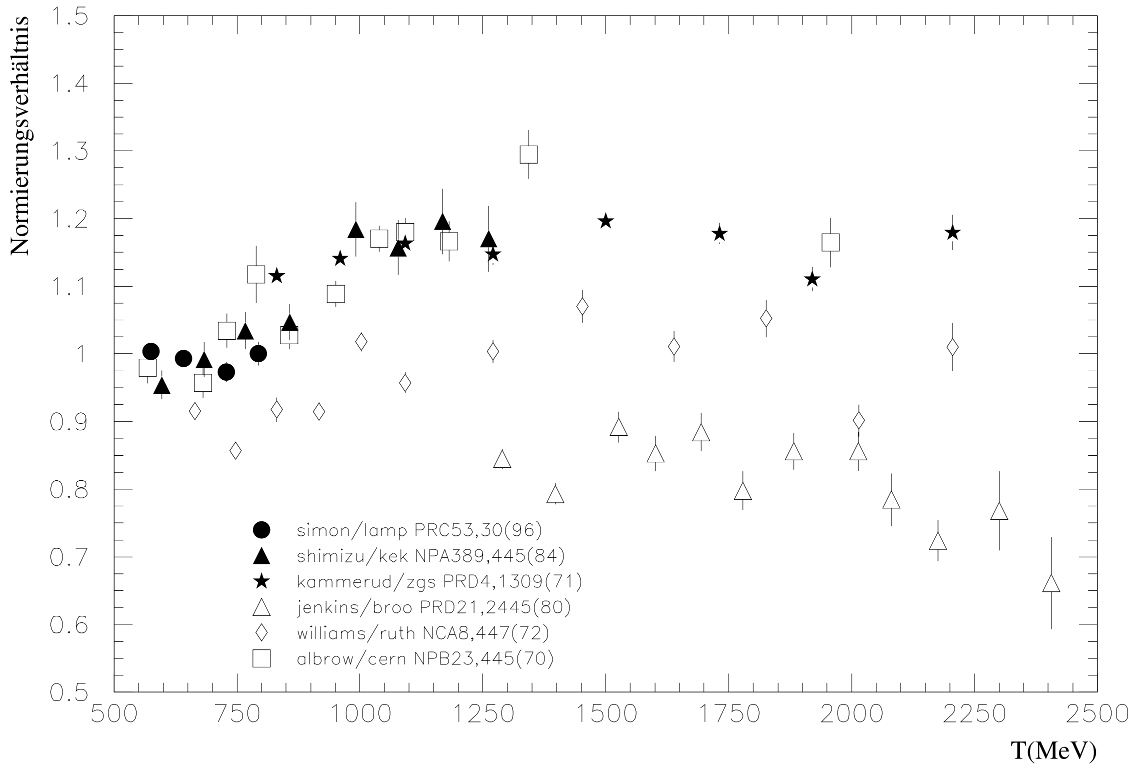


Abbildung 4.13: Die Normierung anderer Experimente relativ zu EDDA. Die breite Streuung der Werte zeigt die Inkonsistenz in der Normierung anderer Experimente untereinander.

Kapitel 5

Rekonstruktion der Streuwinkel

Ganz allgemein bedeutet Datenanalyse immer, daß man von den durch die *Detektortechnik* geprägten Einzelinformationen auf die *physikalischen* Parameter der zu untersuchenden Reaktion schließt. Dabei bedingt die statistische Natur der Teilchenstreuung eine deutliche Zweiteilung dieses Prozesses: Zunächst müssen die physikalischen Parameter jedes *einzelnen Streuereignisses* erschlossen werden; anschließend erhält man die Parameter der *Reaktion* durch statistische Auswertung der Gesamtheit aller gemessenen Streuereignisse. Der erste Schritt, die Rekonstruktion eines einzelnen Streuereignisses, beinhaltet seinerseits sowohl die Rekonstruktion einzelner Teilchentrajektorien als auch deren Kombination zu einem Streuereignis.

Im EDDA-Experiment werden die geradlinigen Trajektorien durch den Azimutwinkel ϕ und den Polarwinkel θ sowie den Reaktionsvertex beschrieben. Die Bestimmung von ϕ und θ, Gegenstand dieses Kapitels, wird auch als Winkelrekonstruktion bezeichnet. Die ist vor allem auf die unpolarisierte Phase des Experiments bezogen, in der nur die Außenschale des Detektors zur Verfügung steht. Dafür liegt hier aufgrund der Verwendung des dünnen Fädchentargets der Vertex weitgehend fest. Winkelrekonstruktion, Bestimmung des Durchstoßpunktes durch die Außenschale und Rekonstruktion der Trajektorien sind in diesem Zusammenhang synonym. Im Zuge der polarisierten Messungen werden die Verhältnisse komplizierter: Eine gute Integration der Innenschale und die sichere Bewältigung einer ausgedehnten Wechselwirkungszone sind hier noch im Aufbau.

5.1 Hohe Auflösung durch Lichtteilung

Zur Durchführung des EDDA-Experiments ist eine gute Winkelauflösung erforderlich. Um diese zu erreichen, gibt es zwei prinzipielle Möglichkeiten:

Hohe Granularität: Je feiner die Granularität der Detektorelemente ist, desto besser ist die Auflösung. Dieses Prinzip wird durch die Innenschale des EDDA-Detektors verwirklicht.

Lichtteilung: Das Signal eines Teilchens wird auf mehrere benachbarte Detektorelemente verteilt und dort quantitativ gemessen. Aus dem Aufteilungsschlüssel kann sehr genau auf den Durchstoßpunkt des Teilchens geschlossen werden. Dies ist das Prinzip der Außenschale des EDDA-Detektors.

Das Prinzip der Lichtteilung wird in Abb. 5.1 für die Ringlage der Außenschale dargestellt. Jedes Proton, das vom Target kommt, trifft in der Regel zwei benachbarte Ringe

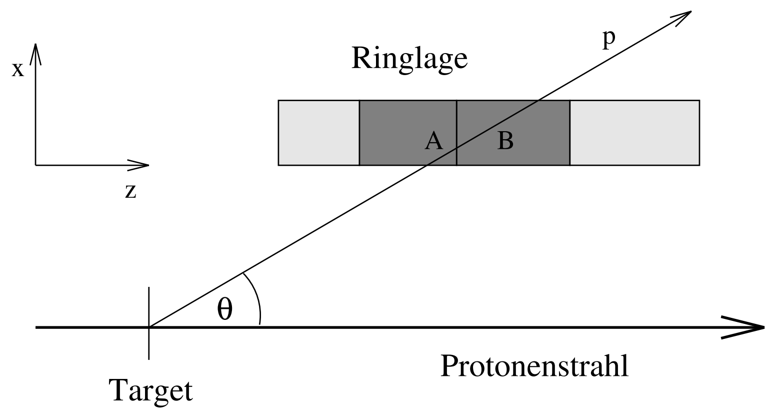


Abbildung 5.1: Prinzip der Lichtteilung am Beispiel der Ringlage der Außenschale. Aus dem Verhältnis der Wegstrecken A und B ergibt sich der genaue Durchstoßpunkt des Teilchens.

(„Cluster der Breite zwei“). Aus den Wegstrecken A und B durch die beiden Ringe folgt der Polarwinkel des Protons: Je kleiner A im Verhältnis zu B ist, desto kleiner der Polarwinkel. Der formale Zusammenhang wird in Abschnitt 5.2.1 erläutert.

Mit diesem Verfahren der Lichtteilung ist es möglich, die Auflösung erheblich zu steigern. Beträgt die reine Granularität der Ringlage noch ca. 3° (FWHM) im Laborsystem, so kann mit der Lichtteilung eine Auflösung von ca. 0.5° erreicht werden. Mit der Stablage erhält man bei einer Granularität von 11.25° eine Auflösung von ca. 1.8° (FWHM).

Die erfreuliche Erhöhung der Auflösung bringt aber auch eine zusätzliche Schwierigkeit mit sich: Es muß der Gefahr begegnet werden, daß sich die Detektorstruktur in den Winkelverteilungen durchprägt. Insbesondere an den Grenzen der Elementarzellen, an denen gerade ein weiteres Detektorelement getroffen wird, kommt es leicht zu Unstetigkeiten. Letztendlich führt jeder systematische Fehler bei der Bestimmung der Lichtteilung nicht nur zu einer gewissen Verschlechterung der Auflösung, sondern auch zu einer unangenehmen, artefaktischen Struktur in den resultierenden Winkelverteilungen. Diese Struktur in der Laborwinkelverteilung überträgt sich durch die Drift der Kinematik mit wachsender Strahlenergie auch in die Anregungsfunktion. Dies bedeutet für die Winkelrekonstruktion mit der Außenschale, daß das vorrangige Ziel nicht die Steigerung der Auflösung, sondern die Vermeidung selbst geringer systematischer Fehler ist.

5.2 Polarwinkel

Im folgenden wird auf die Bestimmung des Polarwinkels θ eines gestreuten Protons eingegangen. Diese Winkelrekonstruktion und die Bestimmung der z-Koordinate des Durchstoßpunktes durch die Außenschale werden als synonym angesehen.

Grundlage für diese Aufgabe ist die Ringlage der Außenschale des EDDA-Detektors (s. Abb. 1.2). Die Ringlage bildet einen Zylinder, dessen Symmetrieachse mit der Sollbahn der Strahlprotonen zusammenfällt. Dadurch wird die Rekonstruktion des Polarwinkels (weitgehend) vom Azimutwinkel ϕ entkoppelt. Dennoch bleibt die Bestimmung von θ komplex. Deshalb soll zunächst die Rekonstruktion im Falle eines „idealen“ Detektors dargestellt werden (s. Abschnitt 5.2.1). Danach wird die beim realen Detektor unabdingbare Beachtung der Ortsabhängigkeit des Signaltransports behandelt (s. Abschnitt 5.2.2). Für den allgemeinen Fall, daß der Reaktionsvertex nicht auf der Symmetrieachse der Ringlage liegt, ist desweiteren eine sogenannte Vertexkorrektur notwendig.

5.2.1 Rekonstruktionsformel

Das Prinzip der Lichtteilung ist bereits in Abschnitt 5.1 beschrieben worden. Nun wird gezeigt, wie der Polarwinkel konkret aus den gemessenen Energieverlusten bestimmt wird. Dazu betrachten wir zunächst einen „idealen" Detektor, der direkt die Weglänge einer Trajektorie durch ein Szintillatorelement liefert. Die Schwierigkeiten einer ortsabhängigen Verstärkung und des polarwinkelabhängigen Energieverlusts werden zunächst außer Acht gelassen.

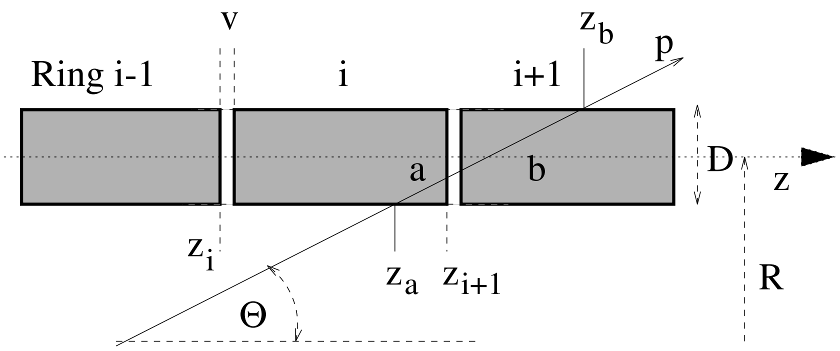


Abbildung 5.2: Die der Rekonstruktion des Polarwinkels zugrunde liegende Geometrie. Die Größen ***a*** *und* ***b*** *bezeichnen die Weglängen durch den jeweiligen Ring.*

Die genauen geometrischen Verhältnisse sind in Abb. 5.2 dargestellt. Ausgehend von

$$\frac{z_{i+1} - z_a}{a} = cos(\theta) = \frac{z_b - (z_{i+1} + v)}{b} \tag{5.1}$$

(Bezeichnungen: s. Abb. 5.2)

und

$$tan(\theta) = \frac{R}{(z_a + z_b)/2} \tag{5.2}$$

kann man zeigen, daß sich der Polarwinkel berechnen läßt als

$$tan(\theta_{rec}) = \frac{R - Q\frac{D}{2}}{z_{i+1} + (1-Q)\frac{v}{2}}, \qquad \text{wobei} \quad Q \equiv \frac{b-a}{b+a}. \tag{5.3}$$

Damit steht eine einfache Rekonstruktionsformel zur Verfügung, allerdings nur für den Fall, daß genau zwei benachbarte Ringe getroffen worden sind (Cluster der Breite zwei). Daneben gibt es schmale Winkelbereiche, in denen drei benachbarte Ringe getroffen werden. In diesen Fällen hat es sich als am effektivsten erwiesen, wenn man einen Cluster der Breite drei auf einen der Breite zwei verkürzt und dann mit der oben gegebenen Formel rekonstruiert. Dadurch nimmt man einen minimalen Fehler in Kauf, da entweder z_a oder z_b nicht genau auf dem Innen– bzw. Außenradius der Ringe liegt. Ein separater Rekonstruktionsalgorithmus für Cluster der Breite drei hat sich allerdings nicht bewährt, da der stetige Anschluß der Bereiche mit Clustern der Breite zwei und drei zu erheblichen Problemen geführt hat. Er ist aber auch nicht notwendig, da die Rekonstruktion als Cluster der Breite zwei gute Ergebnisse liefert.

5.2.2 Beachtung ortsabhängiger Verstärkung

Zuvor haben wir gesehen, wie man aus den Weglängen eines Teilchens durch benachbarte Halbringe auf den Polarwinkel zurückschließt. Allerdings sind die Weglängen keine direkten Meßgrößen. Aus den tatsächlich gemessenen, digitalisierten Signalen („ADC-Werten") muß zunächst auf den Energieverlust und dann auf die Weglänge zurückgeschlossen werden. Schwierig ist dabei nur der Übergang vom ADC-Wert zum Energieverlust:

$$ADC = g(\theta, \phi)\Delta E \tag{5.4}$$

$g(\theta, \phi)$: Verstärkung („gain"), definiert durch diese Gleichung

Das Problem ist, daß die Verstärkung g bei weitem nicht konstant ist (s. Abb. 5.3). Dies hängt qualitativ mit dem Unterschied zwischen Innen– und Außenkurve der Halbringe zusammen. Die Lichtleitung und –auskopplung ist zwischen Innen– und Außenkurve eines Halbringszintillators deutlich verschieden. Dieser Effekt läßt sich auch qualitativ nachvollziehen. Aber allein die Individualität der einzelnen Halbringe zeigt, daß eine quantitative, analytische Korrektur nicht möglich ist. Dies bedeutet, daß $g(\theta, \phi)$ aus den experimentellen Daten bestimmt werden muß! Darüber hinaus muß man bei der Anwendung der Verstärkung beachten, daß g selbst von θ abhängt, obwohl doch θ gerade erst rekonstruiert wird.

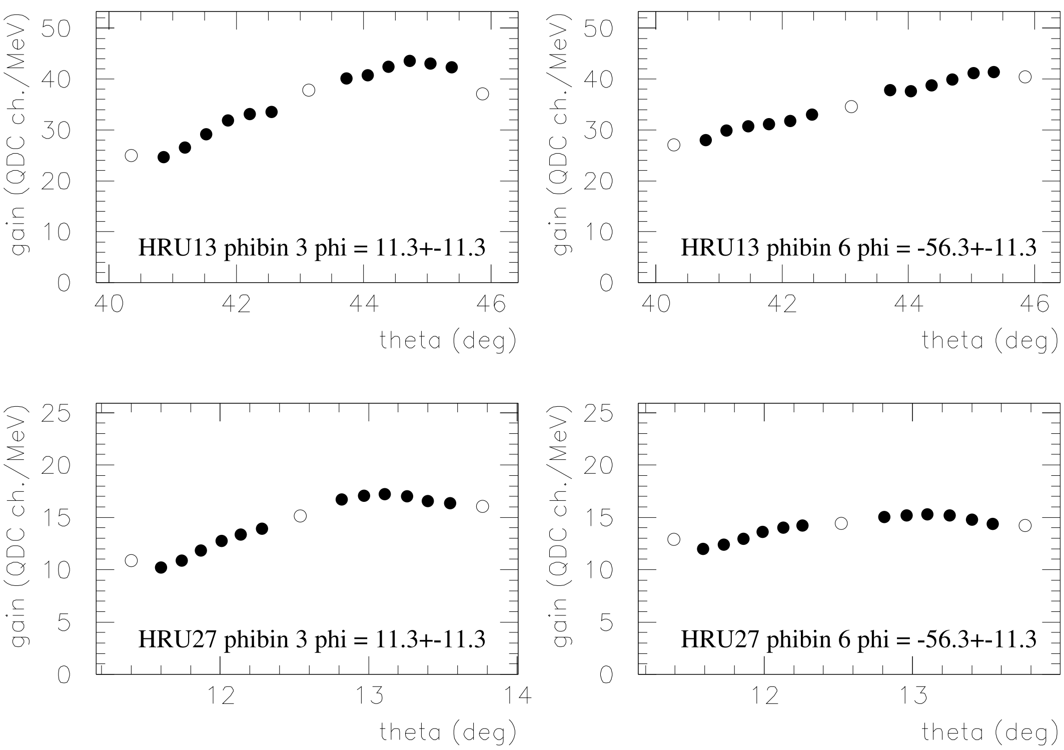


Abbildung 5.3: Ortsabhängigkeit des Verstärkungsfaktors g. Dargestellt sind Halbring 13 (oben) und Halbring 27 (unten), jeweils etwa in der Mitte des Halbrings (links) und am Ende gegenüber der Auslese des Halbrings (rechts).

Zur Bestimmung von $g(\theta, \phi)$ aus den experimentellen Daten werden zwei verschiedene Verfahren angewendet: Eines in den (schmalen) Winkelbereichen, in denen Cluster der Breite drei auftreten, und ein weiteres für die Bereiche mit Clustern der Breite zwei.

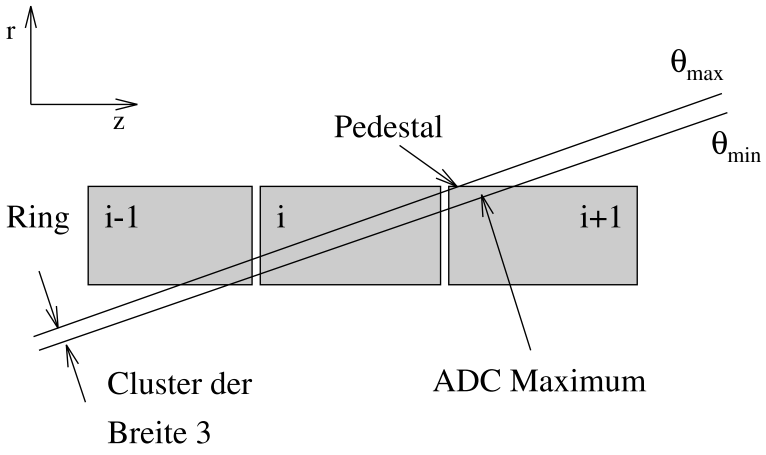


Abbildung 5.4: Auftreten von Clustern der Breite drei.

Die Verhältnisse für Cluster der Breite drei sind in Abb. 5.4 skizziert. Der Bereich, in dem es überhaupt Cluster der Breite drei gibt, wird nicht allein durch die Geometrie der Ringe bestimmt. Denn erst, wenn ein Proton eine gewisse minimale Wegstrecke durch den Szintillator zurücklegt, kann das Signal nachgewiesen werden („Pedestal" in der Abbildung). Dadurch sind die Grenzlinien, d.h. die Größen θ_{min} und θ_{max}, zunächst nicht bekannt.

Sehr einfach zu bestimmen ist der Verstärkungsfaktor g in der Mitte (bzgl. des Polarwinkels) eines Ringes: Für die betrachteten Cluster der Breite drei ist die Wegstrecke im mittleren Ring gerade die bekannte Ringbreite, so daß man aus dem mittleren ADC-Wert in diesem Bereich g sofort bestimmen kann. Die Idee der Bestimmung von g in den Ecken der Ringe ist folgende: Man denkt sich die Grenzen des Bereichs mit Clustern der Breite drei als Trajektorien von Protonen. Dann erhält man aus den Schnitten mit Ring $i-1$ und $i+1$ insgesamt vier ADC-Werte, von denen zwei dann der Schwelle (dem Pedestal) entsprechen. Diesen vier Meßgrößen stehen genau vier Unbekannte gegenüber, nämlich die beiden Winkel θ_{min} und θ_{max}, aus denen alle Wegstrecken hervorgehen, sowie der Verstärkungsfaktor g in den Ringen $i-1$ und $i+1$. Dabei wird angenommen, daß g innerhalb des schmalen Winkelintervalls konstant ist. Damit ist g in den Ecken der Ringe eindeutig bestimmt. In der Praxis sind die Grenzen der Cluster der Breite drei natürlich keine Trajektorien, aber man kann die benötigten ADC-Werte als Maximum aus den ADC-Spektren der Ringe nur für Cluster der Breite drei extrahieren. Dies und alle weiteren Details zur Bestimmung von g mit Clustern der Breite drei finden sich in [ROHD94].

Mit dem oben beschriebenen Verfahren kann für jeden Ring die Verstärkung g an drei Stellen bestimmt werden, nämlich ganz innen, in der Mitte und ganz außen. Aufgrund der starken Variation von g zwischen Innen– und Außenkurve reicht dies jedoch nicht aus. Deshalb ist ein weiteres Verfahren entwickelt worden, mit dem g in den Zwischenbereichen bestimmt werden kann. Die Idee dieses Verfahrens ist es, direkt aus dem gesamten ADC-Spektrum eines Ringes auf die Verstärkung zurückzuschließen: Ein großer Verstärkungsfaktor zieht das ADC-Spektrum in die Breite, während ein kleiner Verstärkungsfaktor das Spektrum staucht. Dieser Sachverhalt wird in Abb. 5.4 genauer dargestellt. Betrachtet wird der Winkelbereich, der zu einem Cluster der Breite zwei in den Ringen $i-1$ und i führt. Es sei zunächst vereinfachend angenommen, daß die Zählrate nicht von θ abhängt. Unterteilt man den betrachteten Winkelbereich in gleiche Teile, so sind dann in jedem Teilbereich jeweils N Teilchen zu finden. Experimentell gemessen wird das ADC-Spektrum von Ring i, das in Abb. 5.4 oben dargestellt ist. Macht man die vernünftige Annahme, daß kürzere

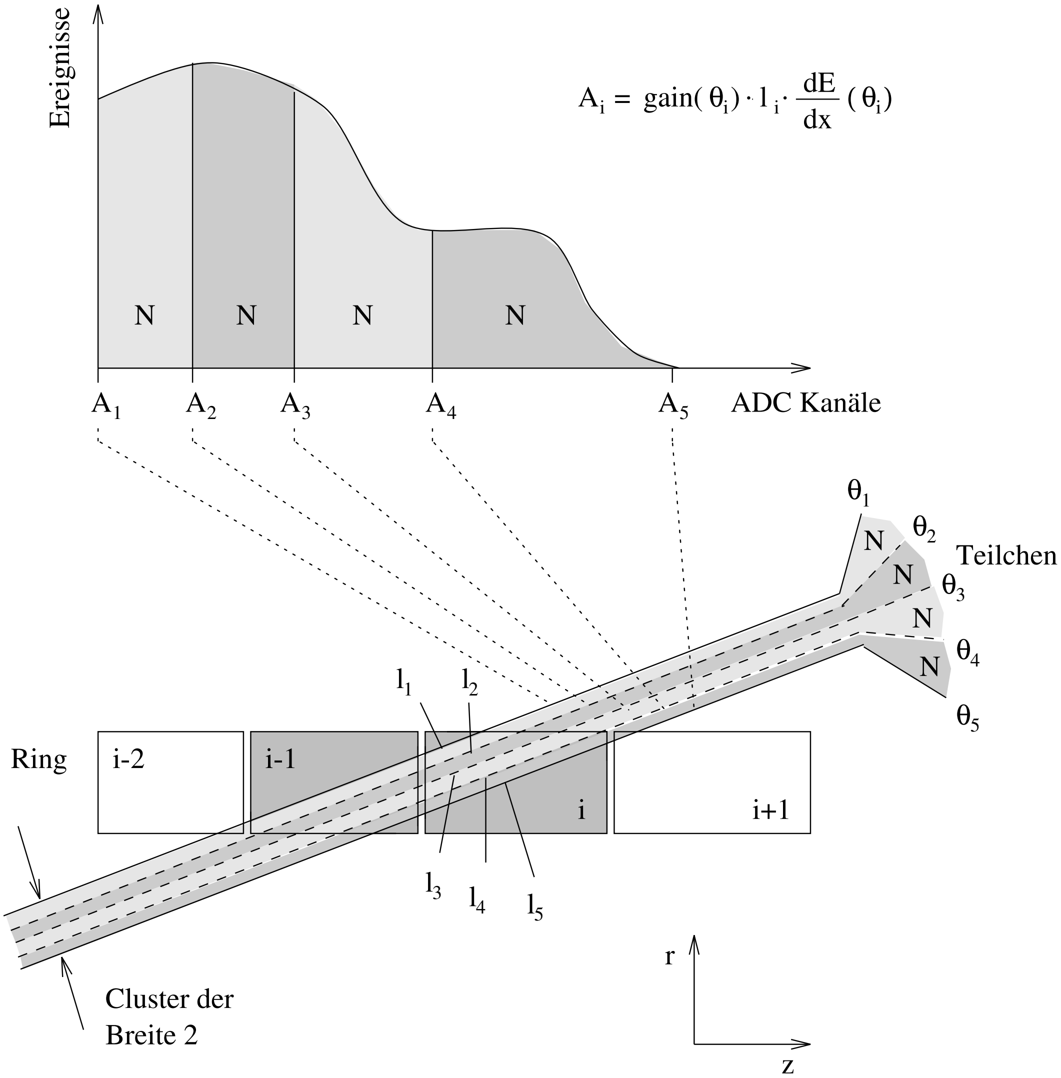


Abbildung 5.5: Bestimmung des Verstärkungsfaktors im Mittelbereich der Elementarzellen.

Wegstrecken durch Ring i auch zu kleineren ADC-Werten führen, kann man die N Teilchen aus einem Winkelintervall im ADC-Spektrum lokalisieren: Die N Teilchen zwischen θ_1 und θ_2 finden sich dann z.B. zwischen A_1 und A_2 im ADC-Spektrum wieder. Dabei bestimmt sich A_2 daraus, daß man N Teilchen vom Beginn des Spektrums abzählt. Damit läßt sich eine einfache Bestimmungsgleichung für den Verstärkungsfaktor g aufstellen:

$$A_i = g(\theta_i) \quad l_i \quad \frac{dE}{dx}(\theta_i) \tag{5.5}$$

A_i : A_i wird dadurch definiert, daß im ADC-Spektrum $(i-1)N$ Ereignisse unterhalb von A_i liegen.
θ_i : Grenzen der Unterteilung (s.Abb. 5.5)
$g(\theta_i)$: gesuchter Verstärkungsfaktor
$\frac{dE}{dx}(\theta_i)$: Energieverlust von elastisch gestreuten Protonen

In dieser Gleichung sind alle benötigten Größen bekannt: Die A_i ergeben sich aus der flächen-äquidistanten Unterteilung der experimentellen ADC-Spektren. Die Winkel θ_1 und θ_5 (und damit alle θ_i) sind aus der oben beschriebenen Untersuchung der Cluster der Breite drei bekannt. Daraus ergeben sich die Weglängen l_i. Also kann $g(\theta_i)$ direkt berechnet werden.

Das hochenergetische Ende des ADC-Spektrums ist offensichtlich etwas problematisch: Hier wird die Monotonie-Annahme, daß kürzere Strecken zu kleineren ADC-Werten führen, durch Auflösungseffekte verletzt. Es gibt an dieser Stelle keine andere Möglichkeit, als auf die Randbereiche des ADC-Spektrums zu verzichten. Immerhin kann man die bestimmten Verstärkungen auf Konsistenz prüfen, indem man auf einen stetigen Übergang zu den mit der ersten Methode bestimmten Verstärkungen achtet (s. Abb. 5.3).

Die Anwendung der Verstärkungen $g(\theta)$ in der Rekonstruktion ist aus folgendem Grund nicht direkt möglich: Die Strecke a in Gleichung (5.3) muß aus dem entsprechenden ADC-Wert A bestimmt werden. Diese Umrechnung gemäß $A = a\frac{dE}{dx}g(\theta)$ benötigt bereits den Polarwinkel θ. Dies bedeutet für die Rekonstruktionsformel eine Abhängigkeit der Form $\theta = f(g(\theta))$, in der θ nicht direkt berechnet werden kann. Stattdessen ist die Umkehrfunktion zu bilden: Für bekanntes θ läßt sich das experimentelle $Q \equiv \frac{B-A}{B+A}$ (ohne Einfluß der Verstärkungsfaktoren berechnet) leicht bestimmen. Tatsächlich muß jedoch aus dem experimentellen Q der Polarwinkel θ bestimmt werden. Diese Umkehrung wird durch eine geeignete Tabellierung der Funktion („Lookup Table") vorgenommen.

5.2.3 Korrektur aufgrund der Strahllage

Dieser Abschnitt bezieht sich nur auf den Fall, daß allein mit der Außenschale des EDDA-Detektors gemessen worden ist. Während bei Hinzunahme der Innenschale ohnehin Trajektorien rekonstruiert werden, muß in diesem Fall nur aus dem Durchstoßpunkt durch die Außenschale und einem angenommenen Reaktionvertex der Polarwinkel rekonstruiert werden. Da die oben beschriebene Rekonstruktionsformel von einem Reaktionsvertex im Urspung ausgeht, ist bei einer verschobenen Strahllage eine Korrektur notwendig.

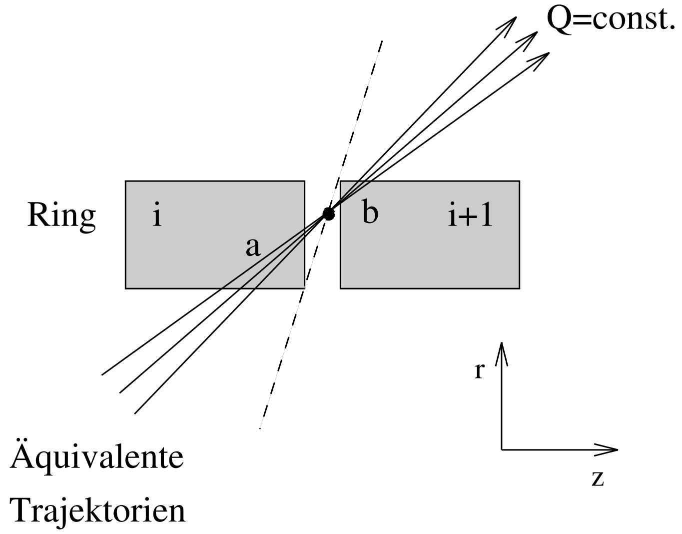


Abbildung 5.6: Äquivalenz von Trajektorien bzgl. des Teilungsverhältnisses $Q \equiv \frac{b-a}{b+a}$.

Insgesamt gehen in die Korrektur drei verschiedene Vertices ein: Der mittlere Vertex der eigentlichen Messung, der mittlere Vertex bei der Messung zur Bestimmung der Verstärkungsfaktoren sowie der Ursprung, auf den sich die Rekonstruktionsformel bezieht. Um diese verschiedenen Vertices in den Griff zu bekommen, führt man den Gedanken eines „Äquivalentereignisses" ein (s. Abb. 5.6). Trajektorien, die um einen festen Punkt auf der

Symmtrieachse eines Ringpaares (gestrichelte Linie) gedreht sind, hinterlassen eine ununterscheidbare Signatur im Detektor (gleiches $Q \equiv \frac{b-a}{b+a}$). Geht man davon aus, daß sich der Verstärkungsfaktor g auf so kleinem Raum nicht ändert, folgt die Ununterscheidbarkeit aus dem Strahlensatz. Dies erlaubt folgendes Vorgehen zur Vertexkorrektur: Zunächst wird unter den äquivalenten Trajektorien diejenige ausgesucht, die durch den Vertexpunkt verläuft, bei dem die Verstärkungsfaktoren bestimmt worden sind. Für diesen Vertex ist die oben beschriebene Lookup Table berechnet worden, so daß man den Polarwinkel bezogen auf diesen Vertex erhält. Tatsächlich ist das Teilchen jedoch durch den Vertex der eigentlichen Messung gegangen, aber auch durch den zusammen mit dem Polarwinkel rekonstruierten Symmetriepunkt. Anschließend berechnet man den Polarwinkel für eine Trajektorie, die durch diesen Symmetriepunkt und durch den Vertex der Messung geht. Dies ist der gesuchte Streuwinkel θ im Laborsystem.

5.2.4 Faserringe

Die beschriebene Methode zur Winkelrekonstruktion gilt nur für die massiven Szintillatorringe, nicht für die aus szintillierenden Fasern aufgebauten Faserringe im Winkelbereich von $51° - 72°$ (Laborsystem) [ROTB95]. Hier erfolgt die Winkelrekonstruktion allein aufgrund der Granularität der Faserringe. Die quadratischen Fasern haben eine Kantenlänge von $2.2mm$. Da stets mehrere benachbarte Fasern getroffen werden, ergibt sich eine Ortsauflösung von $1.1mm$, entsprechend einer Winkelauflösung von $0.24° - 0.33°$. Die Faserringe liefern (zusammen mit der Außenschale) direkt einen Durchstoßpunkt. In Verbindung mit dem (mittleren) Reaktionsvertex folgt der Polarwinkel des Teilchens.

5.2.5 Auflösung der Winkelrekonstruktion

Die Auflösung ist experimentell schwierig zu ermitteln, deshalb wird sie an dieser Stelle mit Hilfe einer Simulationsrechnung bestimmt. Diese stellt sowohl den tatsächlichen als auch den rekonstruierten Streuwinkel zur Verfügung, somit kann die Winkelauflösung für ein Ensemble von Ereignissen direkt bestimmt werden. Das Ergebnis zeigt Abb. 5.7. Im Fall hohen Strahlimpulses ($3500MeV/c$) ist die Auflösung mit einer Standardabweichung von $0.1° - 0.2°$ (Laborsystem) durchweg sehr gut. Bei niedrigem Stahlimpuls ($1000MeV/c$) tritt eine gewisse Verschlechterung auf. Insbesondere bei großen Polarwinkeln θ, gekennzeichnet durch eine geringe Energie der gestreuten Protonen, sinkt die Auflösung aufgrund von Kleinwinkelstreuung auf ca. $0.6°$ ab.

Unabhängig von der Strahlenergie zeigt die Auflösung bei ca. $52°$ eine Unstetigkeit. Die Ursache dafür liegt in dem Übergang von massiven Szintillatorringen auf die Faserringe, die aus szintillierenden Fasern aufgebaut sind. Man erkennt, daß die Faserringe eine bessere Auflösung besitzen. Diese kommt allerdings nur bei hohen Strahlenergien zur Geltung, da ansonsten die Kleinwinkelstreuung dominiert.

5.2.6 Winkelverteilungen

Beispiele für die Winkelverteilungen, die sich aus oben beschriebenem Verfahren ergeben, sind in Abb. 5.8 dargestellt. Es handelt sich um Daten einer Messung in der Beschleunigungsrampe, aus der zwei Strahlimpulse ausgewählt sind. Es sei darauf hingewiesen, daß der mit nur einer Detektorhälfte rekonstruierte Polarwinkel eines Protons dargestellt ist. Man erkennt sofort den typischen Verlauf des Wirkungsquerschnitts. Das Abbrechen am linken bzw. rechten Rand resultiert daraus, daß das korrelierte Proton nicht mehr in

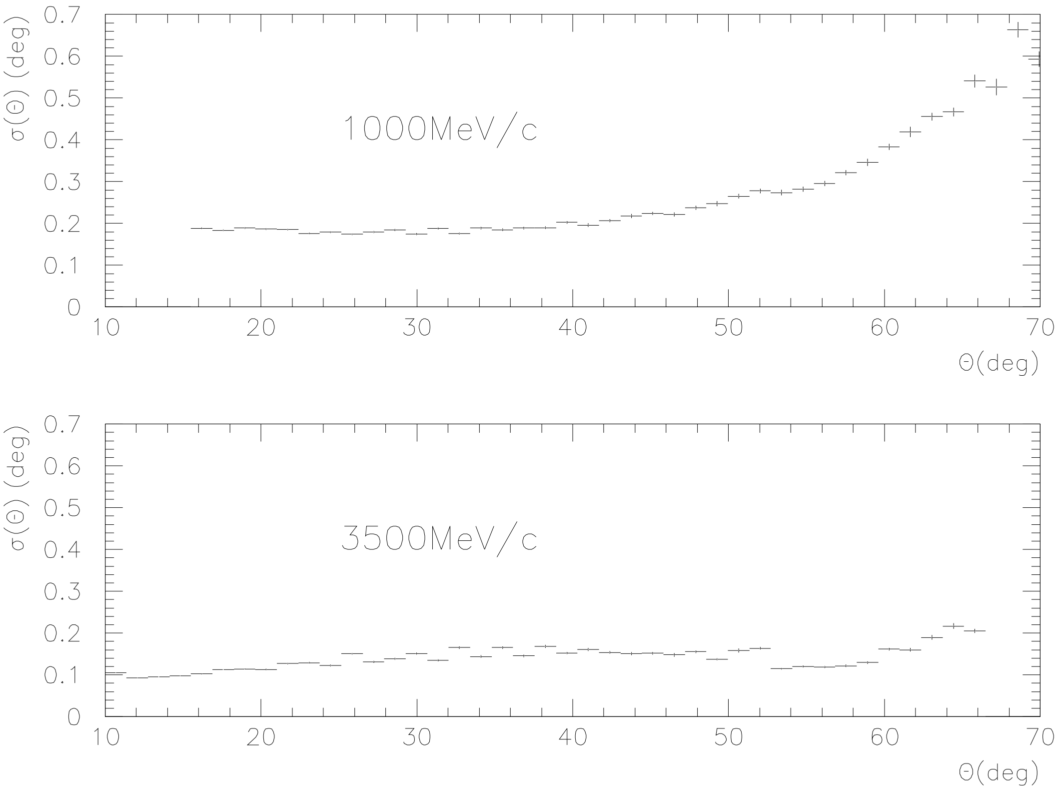


Abbildung 5.7: Auflösung der Rekonstruktion des Polarwinkels.

die Akzeptanz des Detektors fällt. Die größeren Schwankungen bei Polarwinkeln von über 51° werden durch die diskrete Winkelekonstruktion im Bereich der Faserringe verursacht („Binning-Effekt"). Dies entfällt, sobald ein komplettes Ereignis rekonstruiert wird (s. Abschnitt 6.1). Die gute Winkelauflösung ist jedoch auch in dieser Abbildung zu erkennen.

5.3 Azimutwinkel

In diesem Abschnitt wird die Rekonstruktion des Azimutwinkels ϕ dargestellt. Hierzu gibt es eine lange Historie: Erste Versuche haben gezeigt, daß eine Rekonstruktion ohne artefaktische Strukturen in der Winkelverteilung wesentlich schwieriger ist als zunächst angenommen. Anschließend ist im Rahmen einer Diplomarbeit ein (analytischer) Algorithmus entwickelt worden [HEID95]. Da jedoch auch diese Rekonstruktion noch in bestimmten Energie– und z-Bereichen Schwächen zeigt, wurde ein weiterer Algorithmus entwickelt. Dieser wird im folgenden erklärt.

5.3.1 Idee

Die Idee bei diesem Verfahren ist, eine Eichung der Stablage vorzunehmen. Dies bedeutet, daß man bewußt von einer nicht perfekten, aber einfachen („vorläufigen") Rekonstruktion ausgeht. Die Anwendung dieses einfachen Verfahrens führt dann zu Winkelverteilungen, die nicht der Realität entsprechen. Allerdings ist die wahre Form der azimutalen Winkelverteilung von vornherein bekannt, wenn man unpolarisiert mißt: die Physik verlangt hier eine konstante Verteilung. Das Vorliegen einer konstanten Verteilung läßt sich außerdem im Rahmen der Granularität der Stablage überprüfen. Aus dem Vergleich der vorläufigen Winkelverteilung mit einer Konstanten kann dann eine Korrekturfunktion bestimmt

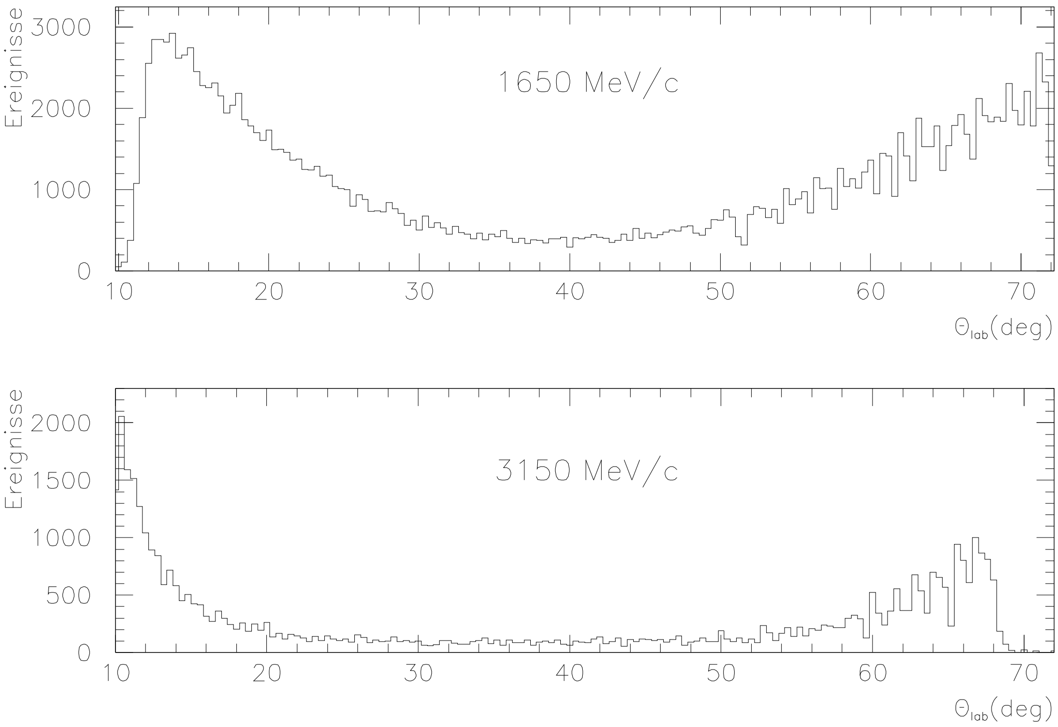


Abbildung 5.8: Verteilung des mit einer Halbschale des Detektors rekonstruierten Polarwinkels eines Protons im Laborsystem.

werden (Eichung). Die vorläufige Rekonstruktion ergibt dann zusammen mit der Korrekturfunktion insgesamt eine gute Rekonstruktion.

Um eine Eichung durchführen zu können, sind Eichdaten notwendig. Die Menge dieser Eichdaten darf nicht zu groß werden, deshalb kann nur bei einer festen Strahlenergie geeicht werden. Außerdem vergewissert man sich mit der Eichung bei genau einer Energie noch einmal, daß lediglich Detektoreigenschaften korrigiert und keine echten Strukturen unterdrückt werden. Auf der anderen Seite stellt sich aber die Frage, ob sich die Rekonstruktion von der Eichenergie auf andere Strahlenergien übertragen läßt. Dies ist leider nicht der Fall. Insbesondere die statistische Natur des Energieverlustes der Teilchen („Energiestraggling") spielt hier je nach Wahl der vorläufigen Rekonstuktion eine mehr oder weniger große Rolle. Simulationsrechnungen ermöglichen es jedoch, diese Energieabhängigkeit zu korrigieren.

Die gesamte Rekonstruktion besteht also aus drei Schritten: Die Berechnung einer einfachen, vorläufigen Rekonstruktion, die Korrektur der Energieabhängigkeit auf Basis von Simulationsrechnungen und schließlich die Anwendung der aus der Eichung gewonnenen Korrekturfunktion. Diese einzelnen Stufen der Rekonstruktion werden im folgenden ausführlich beschrieben.

5.3.2 Vorläufige Rekonstruktion

An erster Stelle wird eine vorläufige Rekonstruktion benötigt. Vorläufig bedeutet, daß man an dieser Stelle noch nicht fordert, daß die Rekonstruktion frei von Verzerrungen und systematischen Fehlern ist. Genauer gesagt soll sich die vorläufige Rekonstruktion durch Anwendung einer monotonen Abbildung in eine optimale Rekonstruktion umwandeln lassen. Dies entspricht einer Verzerrung der ϕ-Koordinate, die sich gerade durch die unten dargestellte Eichung bestimmen und korrigieren läßt.

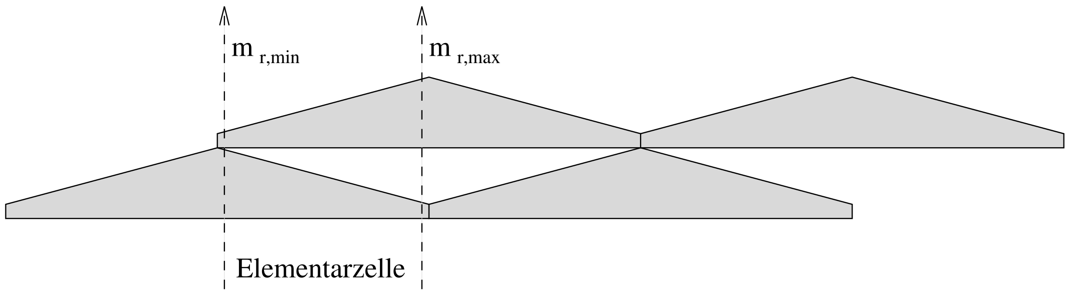


Abbildung 5.9: Vereinfachte, effektive Geometrie der Stabschale. Durch das „Entrollen" der Stabschale entfallen Effekte höherer Ordung, wie etwa ein nicht lotrechter Einfall der Teilchen.

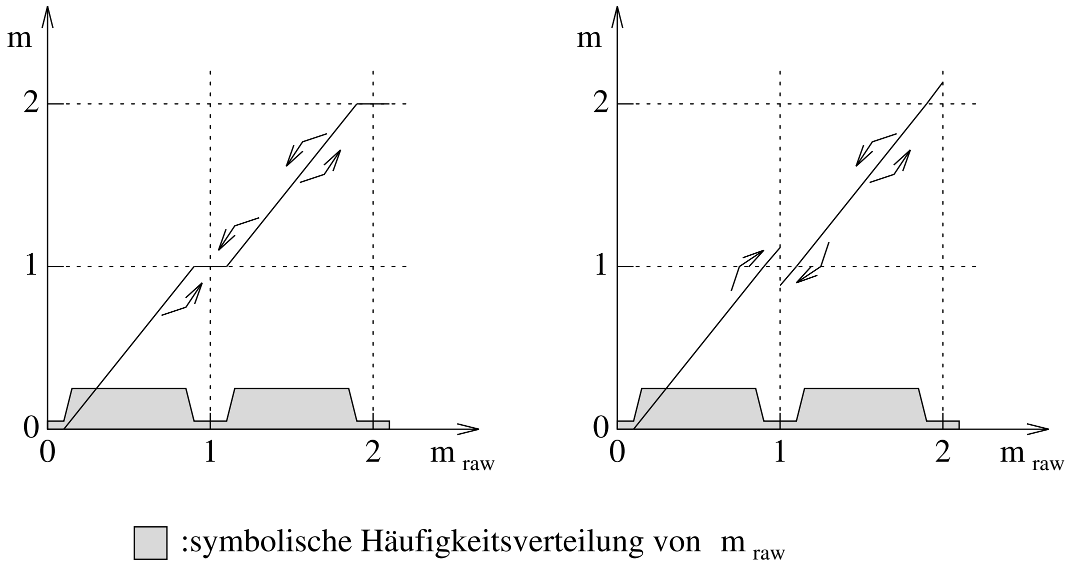


Abbildung 5.10: Bestimmung des erweiterten Clusterschwerpunkts m aus m_{raw}. Der elementarzellentreuen Zuordnung (links) wird eine stark verringerte Energieabhängigkeit (rechts) vorgezogen (s. Text).

Der einfachste Ansatz, den man für eine vorläufige Rekonstruktion machen kann, ist die Berechnung des „Cluster-Schwerpunkts" m_{raw}:

$$m_{raw} \equiv \frac{\sum_i iADC_i}{\sum_i ADC_i} \tag{5.6}$$

i : Stabnummer
ADC_i : gemessener ADC-Wert von Stab i

Dieser Ansatz hat abgesehen von seiner einfachen Durchführbarkeit den Vorteil, daß er von der Clusterbreite unabhängig ist. Dadurch brauchen keine Fallunterscheidungen gemacht werden, die ihrerseits wieder die Notwendigkeit des stetigen Anschlusses der verschiedenen Fälle bedeuten würden. Dieser Ansatz wird der Geometrie der Stablage allerdings nicht in ausreichendem Maße gerecht, da der Sockel der Stäbe durch diesen linearen Ansatz nicht berücksichtigt wird (s. Abb. 5.9). An den Rändern des Sockels wird $m_{raw}(\phi)$ sogar unstetig. Dieses Problem läßt sich jedoch durch folgende Ergänzung beheben: Legt man den mittleren Energieverlust zugrunde, so variiert gemäß Abb. 5.9 m_{raw} innerhalb einer Elementarzelle nicht zwischen n und $n+1$, sondern nur in einem kleineren Bereich zwischen etwa $n + 0.092$ und $n + 0.908$. Man definiert nun einen erweiterten Clusterschwerpunkt m, indem man m_{raw} pro Elementarzelle so streckt, daß der Bereich zwischen n und $n + 1$ gerade ausgefüllt wird (s. Abb. 5.10). Einziges Problem hierbei ist, daß aufgrund der Energieverluststreuung („Energiestraggling") m_{raw} mitunter auch die Werte zwischen $n - 0.092$ und $n + 0.092$ annehmen kann. Dann ist es nicht von vornherein klar, auf welche m solche m_{raw} abgebildet werden. Der erste Gedanke ist, alle diese m_{raw} auf das eine m abzubilden, das den Rändern der Lücke entspricht (Abb. 5.10, links). Hierbei gibt es jedoch einen Effekt, der auf das Energiestraggling zurückgeht: Die statistische Natur des Energieverlusts führt dazu, daß die Größe m_{raw} „unscharf" wird, d.h. Ereignisse können gegenüber dem „wahren" (mittleren) Wert von m_{raw} entsprechend den Pfeilen verschoben werden. Nimmt nun die Energie der Teilchen zu, so verstärkt sich das Energiestraggling erheblich. Dadurch werden sehr viel mehr Teilchen in die Lücke bei ganzzahligem m_{raw} geschoben. Ein stark energieabhängiger Nadelpeak in der Verteilung von m ist die Folge. Dieser Effekt ist nicht tragbar, da er nicht mit der in Abschnitt 5.3.3 beschriebenen Korrektur der Energieabhängigkeit in den Griff zu bekommen ist. Deshalb wird m entsprechend Abb. 5.10, rechts, bestimmt. Hier ist der lineare Mittelteil extrapoliert worden. Auch bei dieser Vorgehensweise verschiebt das Energiestraggling die Ereignisse, aber es gibt in der Bilanz keine nennenswerte Auswirkung auf die Verteilung von m. Damit wird die benötigte Korrektur der Energieabhängigkeit auf ein Minimum reduziert. Dieser Gewinn geht allerdings damit einher, daß die vorläufige Rekonstruktion nun nicht mehr elementarzellentreu ist, d.h. ein Ereignis kann außerhalb seiner getroffenen Elementarzelle rekonstruiert werden, da die Abbildung von m_{raw} auf m nun die ganzzahligen Grenzen der Elementarzellen durchbricht. Dieser Fall tritt jedoch nur an den Rändern der Elementarzelle auf, und auch hier wird die Auflösung nicht schlechter als im Mittelteil einer Elementarzelle, wo das Energiestraggling ebenfalls auflösungsmindernd wirkt. Da aber, wie schon oben erwähnt, Verzerrungsfreiheit und Freiheit von systematischen Fehlern höher als Auflösung zu bewerten sind, wird dies in Kauf genommen.

Abb. 5.11 zeigt die Verteilung von m für experimentelle Daten. Zu erwarten ist eine konstante Verteilung, entsprechend der Isotropie der Streuung bzgl. des Azimutwinkels. Diese Erwartung wird in der Stabmitte ($z = 500mm$) weitgehend erfüllt (Die beiden großen Einbrüche werden vom Überlappbereich der Halbringe, die Nadeln von geringfügigen Justageabweichungen der Stäbe verursacht). In manchen Bereichen, insbesondere in der Nähe der Auslese der Stäbe, gibt es dagegen erhebliche Verzerrungen (Graph unten, $z = 80mm$). Diese Verzerrungen dürften im wesentlichen auf Lichtleitungseffekten bei der Lichtauskopplung beruhen. Das bedeutet, daß diese Effekte nur durch eine Eichung in den Griff zu bekommen sind. Allerdings wird das Problem auch schon dadurch entscheidend entschärft, daß die Stäbe an beiden Seiten ausgelesen werden. Dadurch eröffnet sich die Möglichkeit, sich jeweils auf die Auslese zu stützen, die im betrachteten Bereich die besseren Ergebnisse liefert.

5.3.3 Korrektur der Energieabhängigkeit

Trotz des oben beschriebenen Vorgehens ist die vorläufige Rekonstruktion in geringem Maße energieabhängig. Die Ursache hierfür liegt vor allem darin, daß an den Rändern der Stäbe die Schwelle in die (asymmetrische) Energieverlustverteilung hineinschneidet. Bei sehr niedrigen Strahlenergien ist es außerdem möglich, daß der Energieverlust während des Durchtritts durch die Stablage nicht konstant ist. Da nur bei genau einer Energie geeicht werden soll, müssen diese Effekte anhand von simulierten Daten korrigiert werden.

Um die Korrektur durchzuführen, wird für jedes simulierte Ereignis das Tupel

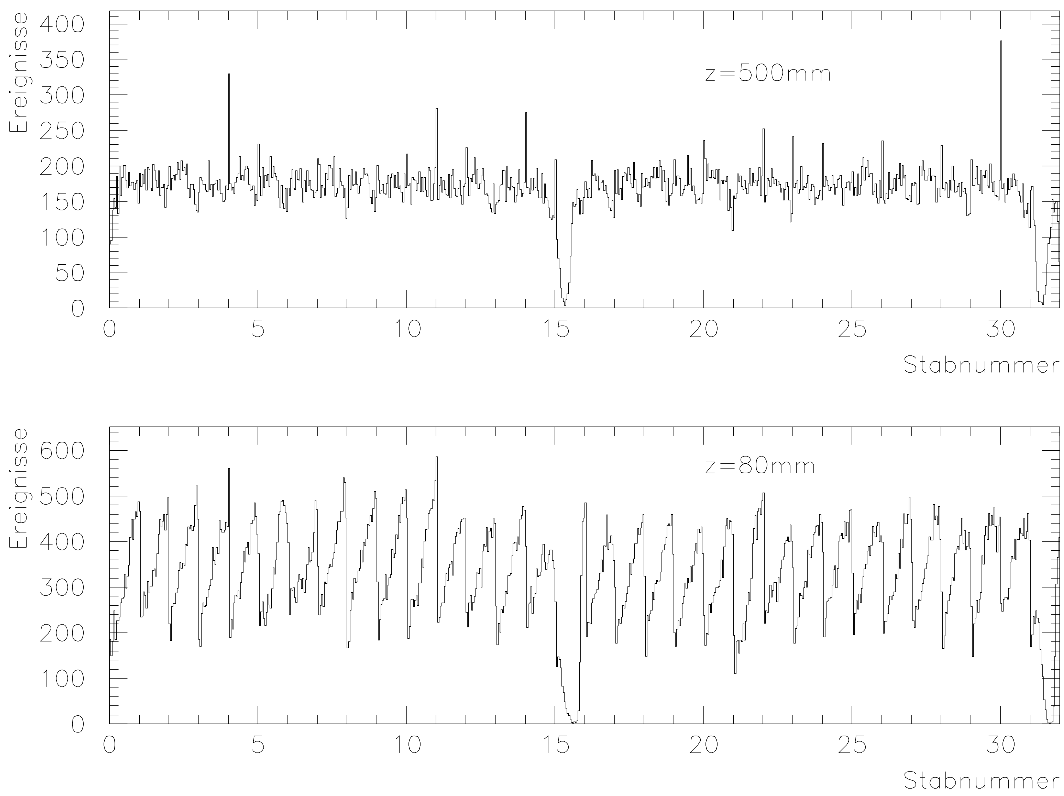


Abbildung 5.11: Verteilung des erweiterten Clusterschwerpunkts m, in der Mitte (Bild oben) und nahe der Auslese (Bild unten) der Stäbe.

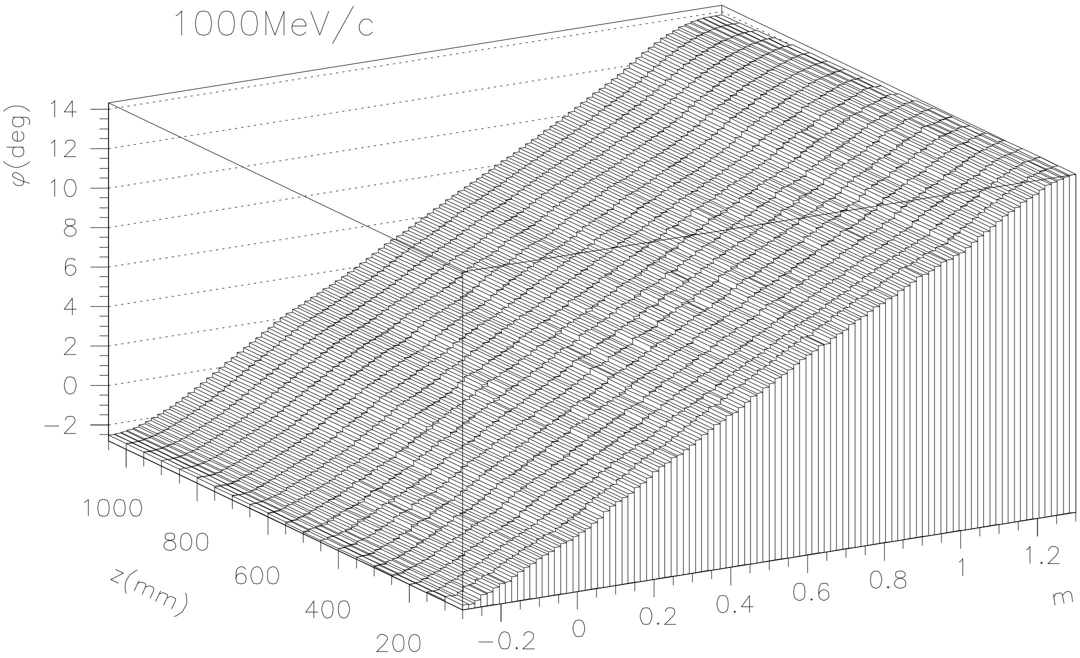
(m, ϕ, z, T) bestimmt. Aus einer Vielzahl dieser Tupel läßt sich dann eine Funktion $\phi(m, z, T)$ bestimmen. Hierzu trägt man die einzelnen Datenpunkte in ein diskretes Gitter ein („3-dimensionales Histogram"). Mehrfacheintragungen werden gemittelt, um sich vom Energiestraggling einzelner Ereignisse zu lösen. Anschließend wird $\phi(m, z, t)$ noch geglättet, um statistisches Rauschen und ggf. Lücken im dreidimensinalen Eingaberaum (ϕ, z, T) zu eliminieren.

An dieser Stelle soll darauf hingewiesen werden, daß das beschriebene Korrekturverfahren außerdem automatisch die Umrechnung von der vorläufigen Rekonstruktion m in den gewünschten Azimutwinkel ϕ vornimmt. Hier geht die volle Leistungsfähigkeit der Simulation ein, so daß auch kleine Effekte aufgrund von Kleinwinkelstreuung, nicht senkrechtem Auftreffen auf die Stabunterseite usw. berücksichtigt werden.

Abb. 5.12 gibt einen Eindruck von $\phi(m, z, T)$. Eine lineare Fläche würde bedeuten, daß keine Korrektur stattfindet. An den Rändern der Elementarzellen sind jedoch deutliche Stufen zu erkennen, die auf die Schwierigkeiten der Rekonstruktion in diesen Bereichen hinweisen. Die leichte Änderung der Stufen mit der Strahlenergie T bedeutet die Korrektur der Energieabhängigkeit.

5.3.4 Eichung

Wie bereits in Abb. 5.11 (unteres Bild) gezeigt, kann das rekonstruierte ϕ aufgrund von detektoreigenen Effekten z.T. erheblich verzerrt sein. Ziel der Eichung ist, diese Verzerrung zu bestimmen und eine Korrektur anzugeben. Sie wird bei genau einer Energie durchgeführt, zum einen, um den Umfang benötigter Eichdaten zu begrenzen, zum anderen, um die Gefahr der Unterdrückung energieabhängiger, physikalischer Strukturen endgültig



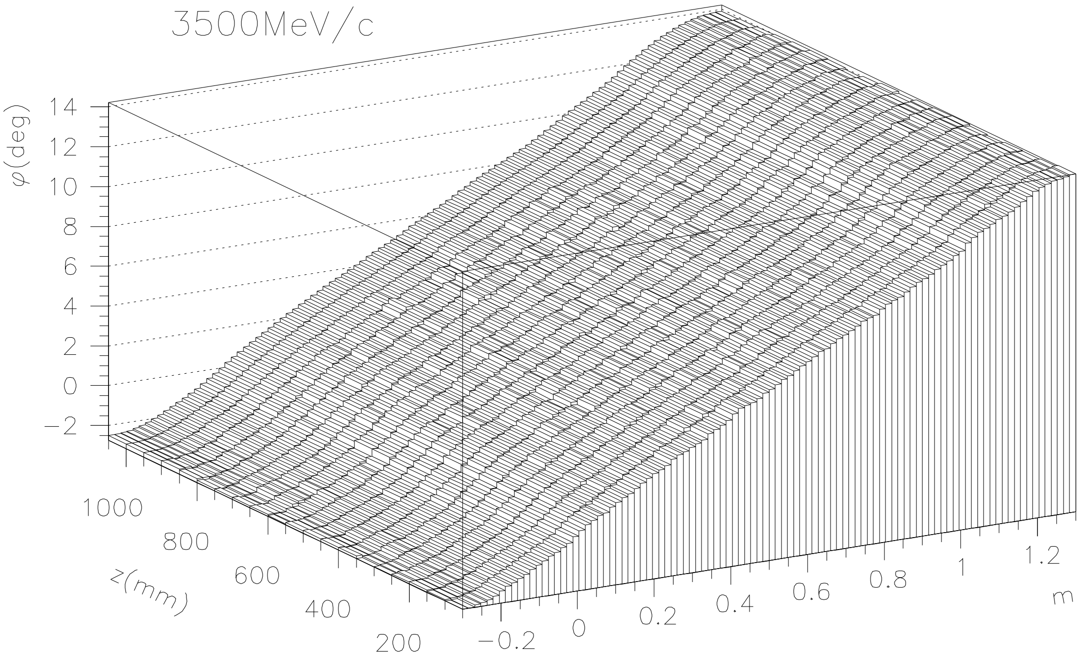


Abbildung 5.12: Bestimmung von ϕ aus m in Abhängigkeit von z und dem Strahlimpuls. Diese tabellierte Funktion wird mittels der Simulation bestimmt.

auszuschließen.

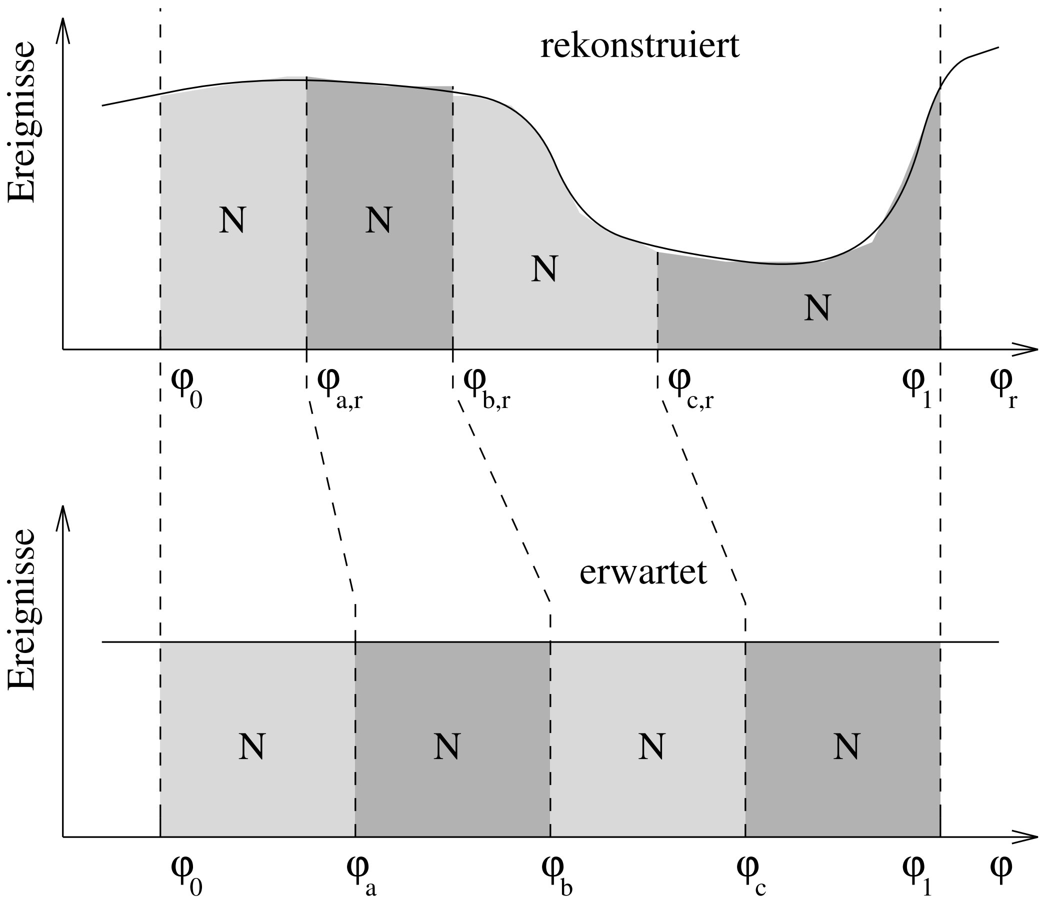


Abbildung 5.13: Eichung: Bestimmung des „wahren“ ϕ aus dem zunächst rekonstuierten ϕ_r durch Anwendung der Flächentreue zwischen den festen Grenzen der Elementarzellen.

Die Eichung erfolgt anhand einer unpolarisierten Messung. Da die „wahre“ ϕ-Verteilung isotrop ist, kann man die Verteilungen des „wahren“ und des rekonstruierten ϕ gegenüberstellen (s. Abb. 5.13). Man geht davon aus, daß außerdem die Anordnung der Ereignisse bzgl. ϕ unter der Verzerrung erhalten bleibt. Damit gilt eine Flächenerhaltung, anhand der man rekonstruierte und „wahre“ ϕ einander zuordnen kann (s. Abb. 5.13). Die Grenzen der Elementarzellen dienen dabei als Fixpunkte. Der gezeigte Übergang vom rekonstruierten zum „wahren“ ϕ wird dann tabelliert, so daß bei der Rekonstruktion eine schnelle Korrektur möglich ist.

5.3.5 Korrektur aufgrund der Strahllage

Die Vertexkorrektur ist im Fall der Rekonstruktion des Azimutwinkels einfach. Das oben beschriebene Verfahren ergibt einen Durchstoßpunkt durch die Stabschale, dargestellt als Azimutwinkel bzgl. des Koordinatenursprungs. Liegt nun der Reaktionsvertex bei der auszuwertenden Messung nicht im Ursprung, so ist lediglich der Azimutwinkel der Verbindungslinie Vertex – Durchstoßpunkt zu berechnen.

5.3.6 Auflösung der Winkelrekonstruktion

Da die Winkelauflösung experimentell schwierig zu ermitteln ist, soll sie an dieser Stelle mit Hilfe von Simulationsrechnungen untersucht werden. Im Falle von simulierten Daten ist sowohl der tatsächliche als auch der rekonstruierte Streuwinkel bekannt. Dies erlaubt es, die Winkelauflösung für eine Menge von Ereignissen direkt zu bestimmen. Aufgrund der Symmetrie des Detektors genügt es außerdem, nur eine Elementarzelle zu untersuchen. Das Ergebnis zeigt Abb. 5.14. Mit einer mittleren Standardabweichung von etwa 0.7° ergibt sich eine gute Auflösung. Allerdings ist deutlich zu erkennen, daß die Auflösung in der Mitte der Elementarzelle merklich schlechter ist als an den Rändern. Hierfür gibt es folgende Erklärung: Ausgehend vom Clusterschwerpunkt z.B. der ersten Elementarzelle, $m_0 = \frac{0A+1B}{A+B}$ und normalverteilten ADC-Werten A, B zeigt eine Berechnung der Fehlerfortpflanzung, daß in der Mitte der Elementarzelle der Fehler am größten und damit die Auflösung am schlechtesten ist.

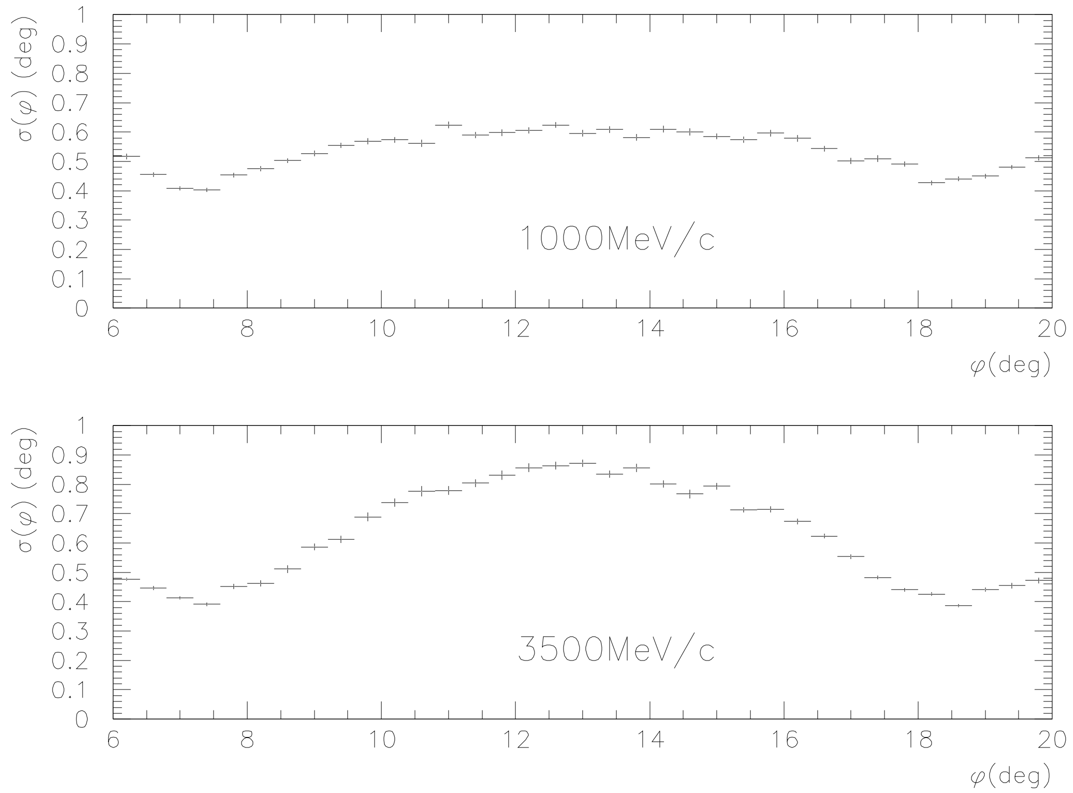


Abbildung 5.14: Auflösung der Rekonstruktion des Azimutwinkels.

Darüber hinaus ist ein deutlicher Einfluß der Strahlenergie auf die Winkelauflösung zu erkennen. Das Energiestraggling ist bei hohem Strahlimpuls wesentlich stärker und verursacht dadurch eine wesentlich stärkere Modulation (und Verschlechterung) der Auflösung. Jedoch auch im ungünstigsten Fall bleibt die Auflösung immer besser als 1° (Standardabweichung).

5.3.7 Winkelverteilungen

Zwei typische Winkelverteilungen, erstellt mit dem oben beschriebenen Rekonstruktionsalgorithmus, sind in Abb. 5.15 dargestellt. Es handelt sich um Daten einer Messung in der

Beschleunigungsrampe, aus der zwei Strahlimpulse ausgewählt sind. Es sei darauf hingewiesen, daß der aus nur einem Proton rekonstruierte Azimutwinkel dargestellt ist. Da bei EDDA die Messung überbestimmt erfolgt, läßt sich die Rekonstruktion durch die Einbeziehung des anderen Protons (s. Abschnitt 6.1) noch deutlich verbessern.

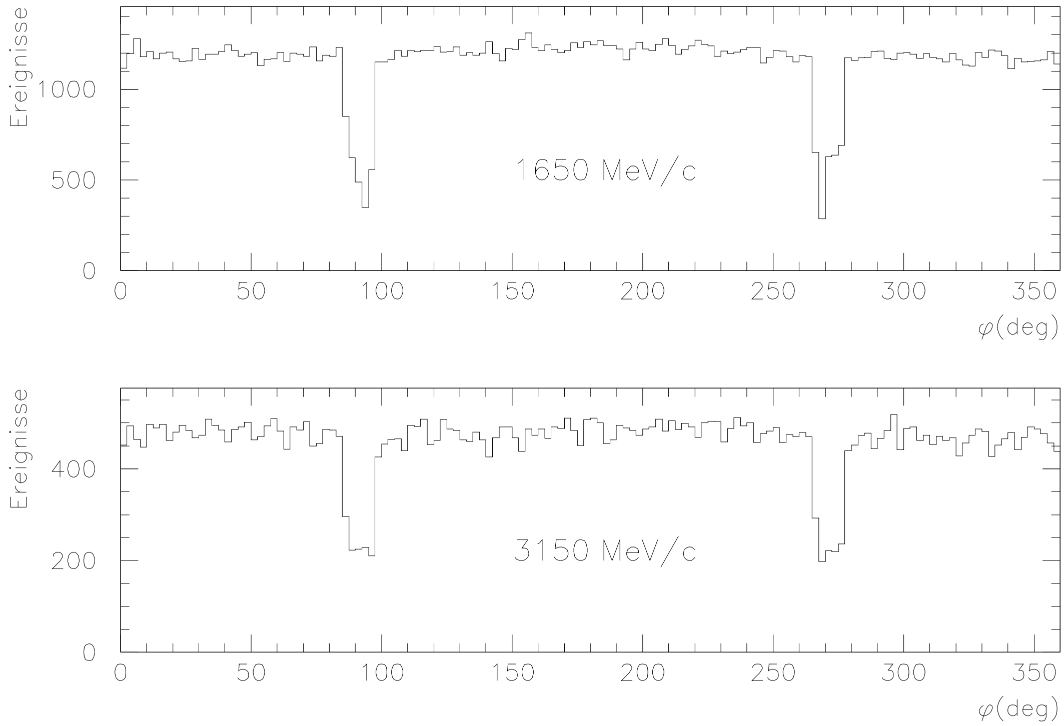


Abbildung 5.15: Verteilung des aus nur einem Proton rekonstruierten Azimutwinkels im Laborsystem.

Man erwartet eine konstante Verteilung, da es sich um eine unpolarisierte Messung handelt. Diese Erwartung ist offensichtlich erfüllt. Lediglich die zwei markanten Einbrüche kennzeichnen die Stelle, an der die Halbringe aneinanderstoßen; dort gibt es eine kleine Lücke in der Akzeptanz des Detektors.

Kapitel 6

Elastische Wirkungsquerschnitte

Die vorangegangenen Kapitel beschreiben jeweils einen bestimmten Gesichtspunkt der Datenanalyse. Dieses Kapitel stellt dar, wie diese Einzelstücke zu einer vollständigen Auswertung zusammengesetzt werden. Es wird vor allem gezeigt, wie Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen (im Fall unpolarisierter Messungen) zustande kommen. Das Ergebnis dieser Auswertung wird präsentiert und mit Literaturdaten verglichen.

6.1 Kinematischer Fit

Der kinematische Fit [ROHD97] ermöglicht die optimale Ausnutzung der Meßinformation. Er basiert darauf, daß bei EDDA die Messung der elastischen Proton–Proton Streuung überbestimmt ist. Als Meßgrößen stehen bei jedem Ereignis die beiden Azimutwinkel, die beiden Polarwinkel sowie als „Quasi–Meßgrößen“ der mittlere Reaktionsvertex $\overline{x_v}$ und $\overline{y_v}$ zur Verfügung. Diesen sechs Meßgrößen stehen dagegen nur vier zu bestimmende Größen gegenüber, nämlich Polar– und Azimutwinkel im Schwerpunktsystem sowie der individuelle Reaktionsvertex x_v und y_v. Der kinematische Fit legt nun die vier Bestimmungsgrößen so fest, daß die Abweichung in den sechs Meßgrößen minimal ist. Dazu wird ein „Least–Square“–Verfahren eingesetzt. Durch den kinematischen Fit wird erreicht, daß sich ein überdurchschnittlich großer Meßfehler in einer Meßgröße nur wenig auf die Rekonstruktion des Gesamtereignisses auswirken kann. Somit wird eine hohe Zuverlässigkeit der Rekonstruktion erzielt.

6.2 Korrektur des Kohlenstoffuntergrunds

Messungen mit dem Polypropylen– (CH_2–) Target sind immer von Ereignissen des Kohlenstoffanteils im Target durchsetzt. In der Auswertung ist dieser Kohlenstoffuntergrund zu korrigieren. Dabei ist die quasi-elastische Streuung an den Protonen des Kohlenstoffkerns zu beachten. Diese Reaktion unterscheidet sich von der gewünschten elastischen Streuung an freien Protonen lediglich durch die Fermi-Bewegung im Kern sowie durch die unbedeutete Bindungsenergie im Kohlenstoffkern. Ein Teil des quasielastischen Untergrundes ist daher grundsätzlich nicht zu unterscheiden. Er kann nicht auf der Basis einzelner Ereignisse korrigiert werden. Deshalb ist ein statistischer Untergrundabzug erforderlich, d.h. man ist darauf beschränkt, in bereits akkumulierten Spektren den Untergrund zu subtrahieren. Diese Vorgehensweise wird am Beispiel einer Winkelverteilung deutlich: Um den Untergrund statistisch zu korrigieren, bildet man eine Winkelverteilung sowohl für die untergrundbehaftete Messung (CH_2-Target) als auch für eine reine Untergrundmessung (^{12}C-Target). Die

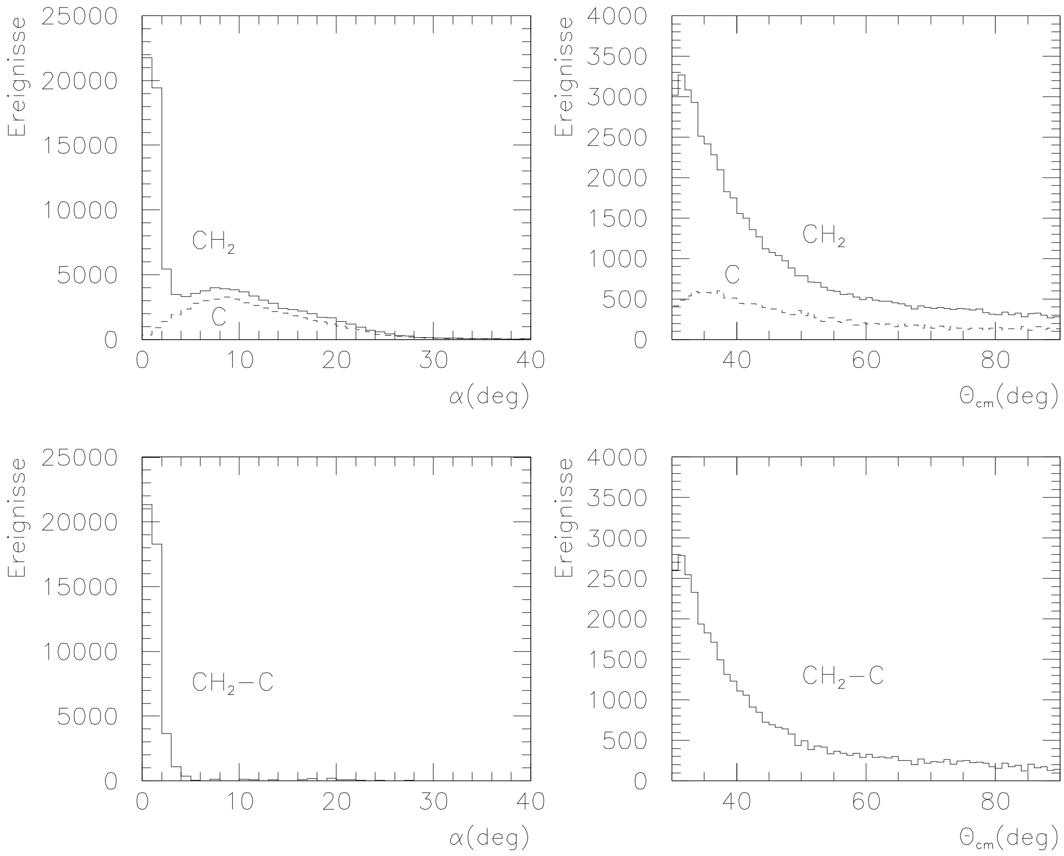


Abbildung 6.1: Prinzip des statistischen Kohlenstoffabzugs. Die Hilfsspektren (links) bestimmen den Untergrundanteil in der gesuchten Winkelverteilung (rechts).

Untergrundverteilung muß so skaliert werden, daß sie dem Untergrundanteil in der Messung mit dem CH_2-Target entspricht. Dieser Skalierungsfaktor folgt aus der Verteilung des kinematischen Defizits α, d.h. der Abweichung von θ_{cm} von 180° unter der Hypothese einer elastischen Streuung. Große Werte von α werden nur für Untergrundereignisse erreicht. Der Skalierungsfaktor ist dann richtig bestimmt, wenn die Verteilung großer α-Werte für Untergrund und Messung übereinstimmt. Nach erfolgter Skalierung wird die Winkelverteilung des Untergrundes von der Winkelverteilung der untergrundbehafteten Messung subtrahiert (s. Abb. 6.1). Das Ergebnis ist die gesuchte, untergrundfreie Winkelverteilung.

Bei der beschriebenen Form des Untergrundabzugs ist es wichtig, den statistischen Fehler klein zu halten. Dieser wird minimal, wenn die „Verunreinigung" der Winkelverteilung mit Untergrund möglichst gering ist. Vorteilhaft ist also ein Verfahren, das den Untergrund bereits vor der Korrektur möglichst effektiv unterdrückt. Im Vergleich zu einer Selektion kleiner kinematischer Defizite haben sich selbstorganisierende Karten (SOM, Self Organizing Map) als deutlich effektiver erwiesen [BUSC97].

Den Anteil des zu korrigierenden Untergrundes zeigt Abb. 6.2. Auffällig ist die deutliche Erhöhung zu hohen Energiewerten hin. Zusätzlich konzentriert sich der Untergrund bei hohen Energien zunehmend auf den symmetrischen Winkel, so daß hier der statistische Fehler besonders groß wird. Dagegen entfällt die gesamte Korrektur, sobald das Atomstrahltarget benutzt wird, denn es enthält keinen Kohlenstoff.

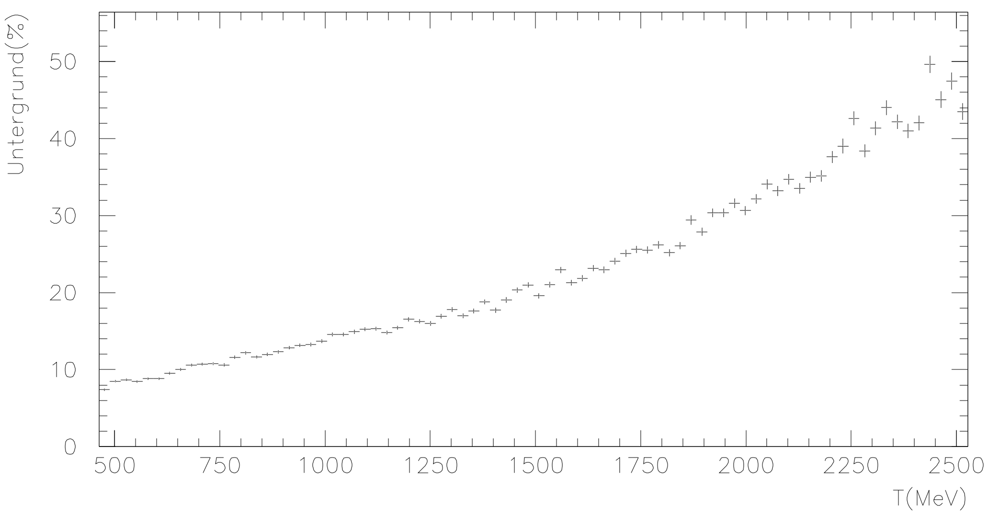


Abbildung 6.2: Relativer Anteil des Kohlenstoffuntergrundes bei einer Messung mit dem $CH_2 - Target$.

6.3 Normierung der Zählratenspektren

Im Verlauf der Auswertung werden zuerst Zählratenspektren erstellt. Um die darin enthaltene Anzahl an Ereignissen in einen Wirkungsquerschnitt umzurechnen, benötigt man die Luminosität (s. Kap. 4):

$$\sigma = \frac{N}{L} \tag{6.1}$$

σ : Wirkungsquerschnitt
N : Anzahl der Ereignisse
L : (zeitintegrierte) Luminosität

Diese Gleichung muß für jedes Energieintervall einzeln berechnet werden. Da nur die relative Luminosität gemessen wird, bleibt ein globaler, energieunabhängiger Skalierungsfaktor unbestimmt (relative Normierung). Die Bestimmung dieses Faktors (absolute Normierung) kann nicht aus dem Experiment heraus erfolgen, da die absolute Luminosität mit den Mitteln, die bei EDDA zur Verfügung stehen, nicht bestimmt werden kann (s. Kap. 4). Stattdessen erfolgt die absolute Normierung mit Hilfe von Literaturdaten hoher absoluter Genauigkeit. Die bei genau einer Strahlenergie gemessene Winkelverteilung wird auf diejenige der Literaturdaten skaliert. Dadurch bestimmt man einen Skalierungsfaktor, den man bei jeder Strahlenergie auf die Meßdaten anwendet und so die absolut normierten Daten erhält.

Als Literaturdaten werden typischerweise die Messung von Simon et al. [SIMO93] bei $793 MeV$ gewählt. Diese Messung zeichnet sich durch eine sehr gute absolute Normierung aus.

6.4 Effizienz des Detektors

Die Nachweiswahrscheinlichkeit (Effizienz) des EDDA-Detektors für elastische Proton-Proton-Streuungen ist in allen Winkelbereichen kleiner als 100% (s. Abb. 6.3). Das liegt vor allem an Sekundärreaktionen, die von den gestreuten Protonen ausgelöst werden. Findet dies z.B. im Material des Strahlrohres statt, wird die Signatur des Ereignisses völlig zerstört, und eine Rekonstruktion des Ereignisses ist nicht mehr möglich. Häufig wird ein solches Ereignis noch nicht einmal den Trigger auslösen. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte werden nicht von der Nachweiswahrscheinlichkeit beeinflußt, solange die Effizienzeinbuße unabhängig von der Energie und vom Streuwinkel ist, denn in diesem Fall wird der Effekt durch die Normierung automatisch korrigiert. Tatsächlich hängt aber die Effizienz sowohl vom Streuwinkel θ als auch von der Strahlenergie T ab (s. Abb. 6.3).

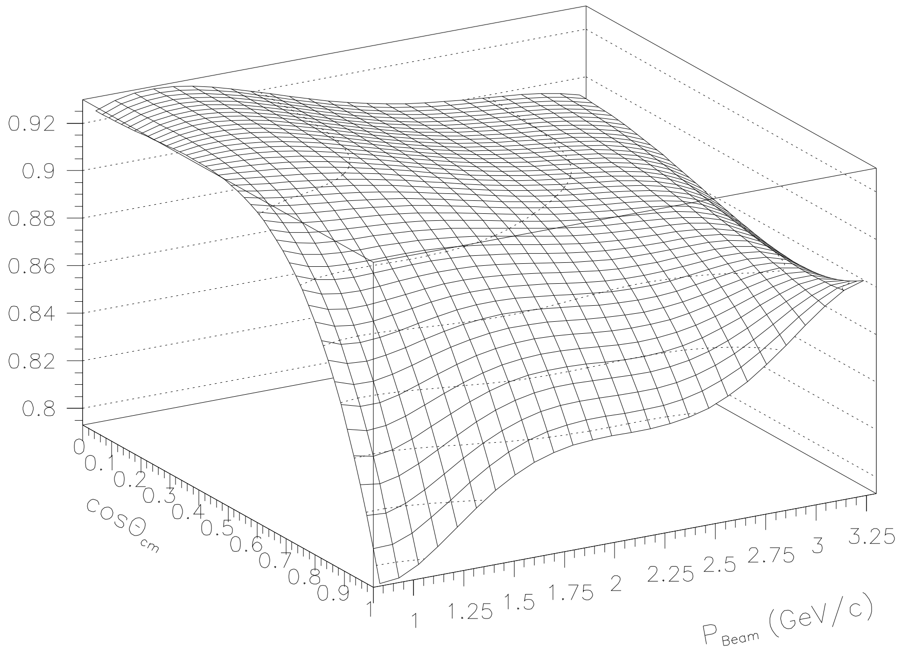


Abbildung 6.3: Parametrisierung der Effizienz des EDDA-Detektors in Abhängigkeit vom Strahlimpuls und vom Polarwinkel (aus [WEIS97]).

Die Effizienz ist einer direkten, experimentellen Messung nicht zugänglich. Deshalb muß auf Simulationsrechnungen zurückgegriffen werden [WEIS97]. Das Ergebnis ist die in Abb. 6.3 gezeigte Effizienz. Sie muß sehr genau bestimmt werden, da sie direkt als Korrekturfaktor den bestimmten Wirkungsquerschnitt beeinflußt. Die bestimmte Effizienz bedeutet eine systematische Korrektur von ca. 2%, wenn man berücksichtigt, daß nur die Variation der Effizienz von Bedeutung ist.

6.5 Gemessene Wirkungsquerschnitte

Es sind viele Schritte notwendig, um aus den Rohdaten schließlich den Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Ausgehend von einem einzelnen Ereignis wird der Streuwinkel rekonstruiert. Die Meßinformation wird mit dem kinematischem Fit optimal ausgenutzt. In den akkumulierten Zählratenspektren muß der Kohlenstoffuntergrund korrigiert und die Verteilungen relativ und absolut normiert werden. Schließlich muß die Effizienz des Detektors berücksichtig werden. Das physikalisch relevante Ergebnis dieser Auswertung ist

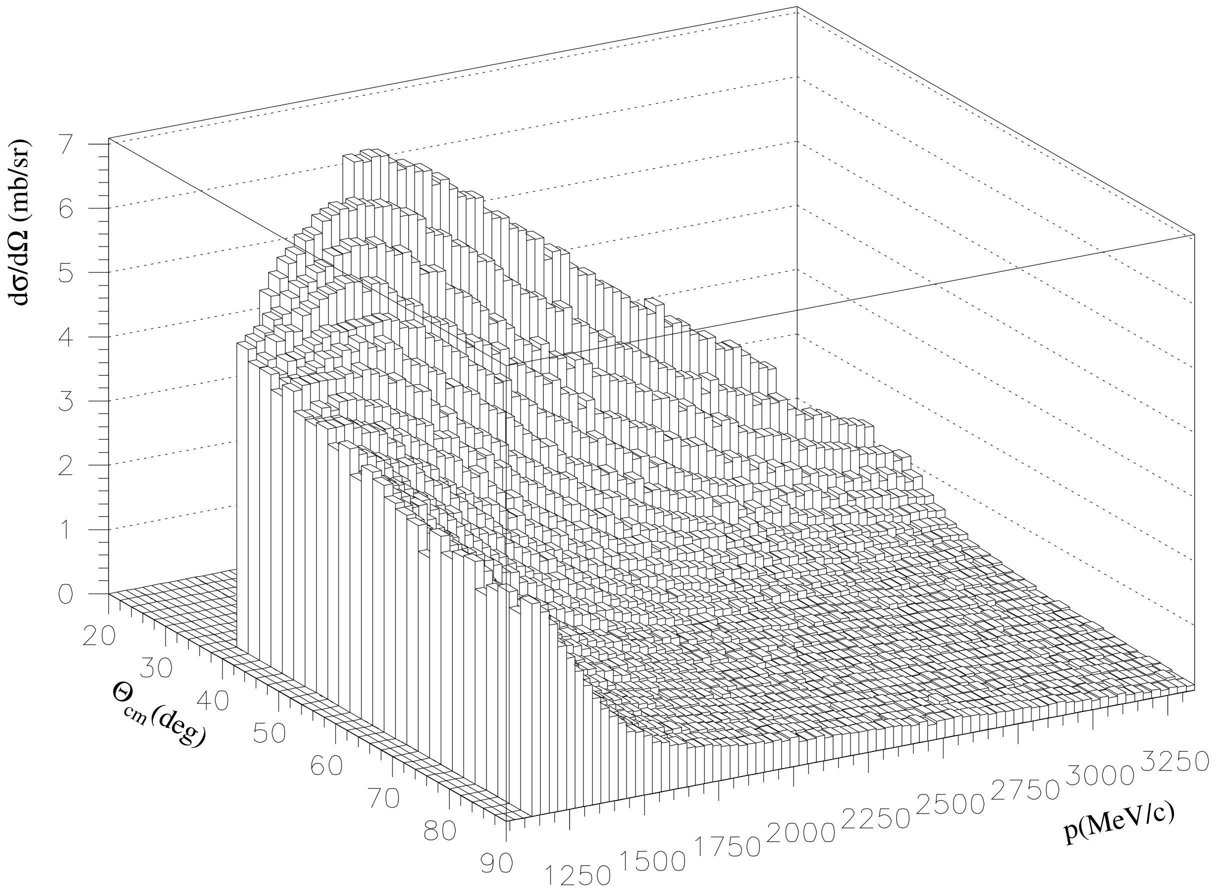


Abbildung 6.4: Der differentielle Wirkungsquerschnitt. Die Daten liegen mit kleiner Schrittweite sowohl im Streuwinkel als auch im Strahlimpuls vor.

der differentielle Wirkungsquerschnitt (Abb. 6.4). Die Messung erfolgt für jede beliebige Kombination von Streuwinkel und Strahlimpuls. Insbesondere ist die Schrittweite bzgl. des Strahlimpulses außerordentlich gering. Dies ist der Erfolg der neuen Meßtechnik in der Beschleunigungsrampe, die gleichzeitig den relativen Fehler zwischen benachbarten Strahlimpulsen minimiert. Allerdings benötigt eine vollständige Messung eine erhebliche Statistik. Abbildung 6.4 repräsentiert 20 Millionen elastische Ereignisse. Aber dieser Aufwand lohnt sich, da sich jede beliebige Anregungsfunktion und Winkelverteilung bilden läßt: Jeder Querschnitt parallel zur Achse des Streuwinkels ergibt eine Winkelverteilung, jeder Querschnitt parallel zur Achse des Strahlimpulses ergibt eine Anregungsfunktion. Beispiele für Anregungsfunktionen zeigt Abb. 6.5. In der linken Spalte sind die Literaturdaten abgebildet [SAID94], in der rechten Spalte werden die vom EDDA-Experiment bestimmten Wirkungsquerschnitte gegenübergestellt. Die große Fülle der EDDA-Daten bewirkt, daß die Anregungsfunktionen quasi kontinuierlich vorliegen. Auch schmale Exkursionen sind daher ggf. leicht nachweisbar. Allerdings gibt es bisher keine Anzeichen für resonante Strukturen. Die geringen Unstetigkeiten bei hoher Energie beruhen auf der weniger guten Statistik der Daten in diesem Bereich.

Entsprechend lassen sich aus dem Gesamtdatensatz Winkelverteilungen extrahieren (s. Abb. 6.6). Hier sind ebenfalls die Literaturdaten (links) den Ergebnissen von EDDA (rechts) gegenübergestellt. Die EDDA-Daten zeichnen sich durch eine gute Winkelauflösung aus. Wo bestehende Daten nicht untereinander konsistent sind, werden Daten mit hoher Konsistenz und geringem Fehler bereitgestellt. Zu hohen Strahlimpulsen hin wird der Be-

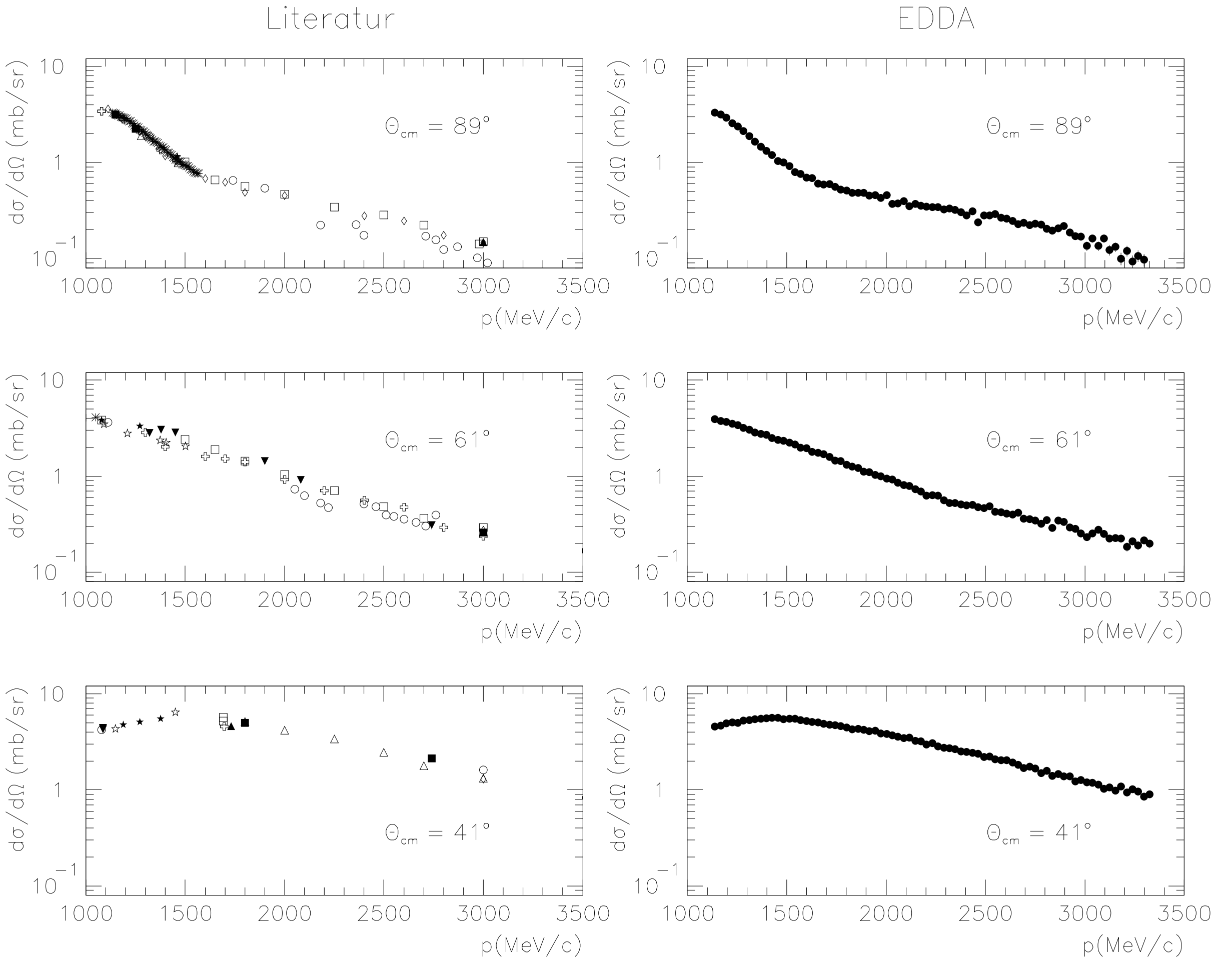


Abbildung 6.5: Beispiele für Anregungsfunktionen. Dargestellt ist der differentielle Wirkungsquerschnitt bei festem Streuwinkel θ_{cm}.

stand an Literaturdaten immer geringer, so daß hier häufig keine Vergleichsdaten mehr zur Verfügung stehen. Hier füllt EDDA Lücken im Datenbestand auf.

Das EDDA-Experiment vergrößert und verbessert den Bestand an Daten zur elastischen Proton-Proton-Streuung erheblich. Folglich werden die Streuphasenanalysen durch Einbeziehung der EDDA-Daten beeinflußt. Eine ausführliche Diskussion hierzu findet sich in [DOHR97].

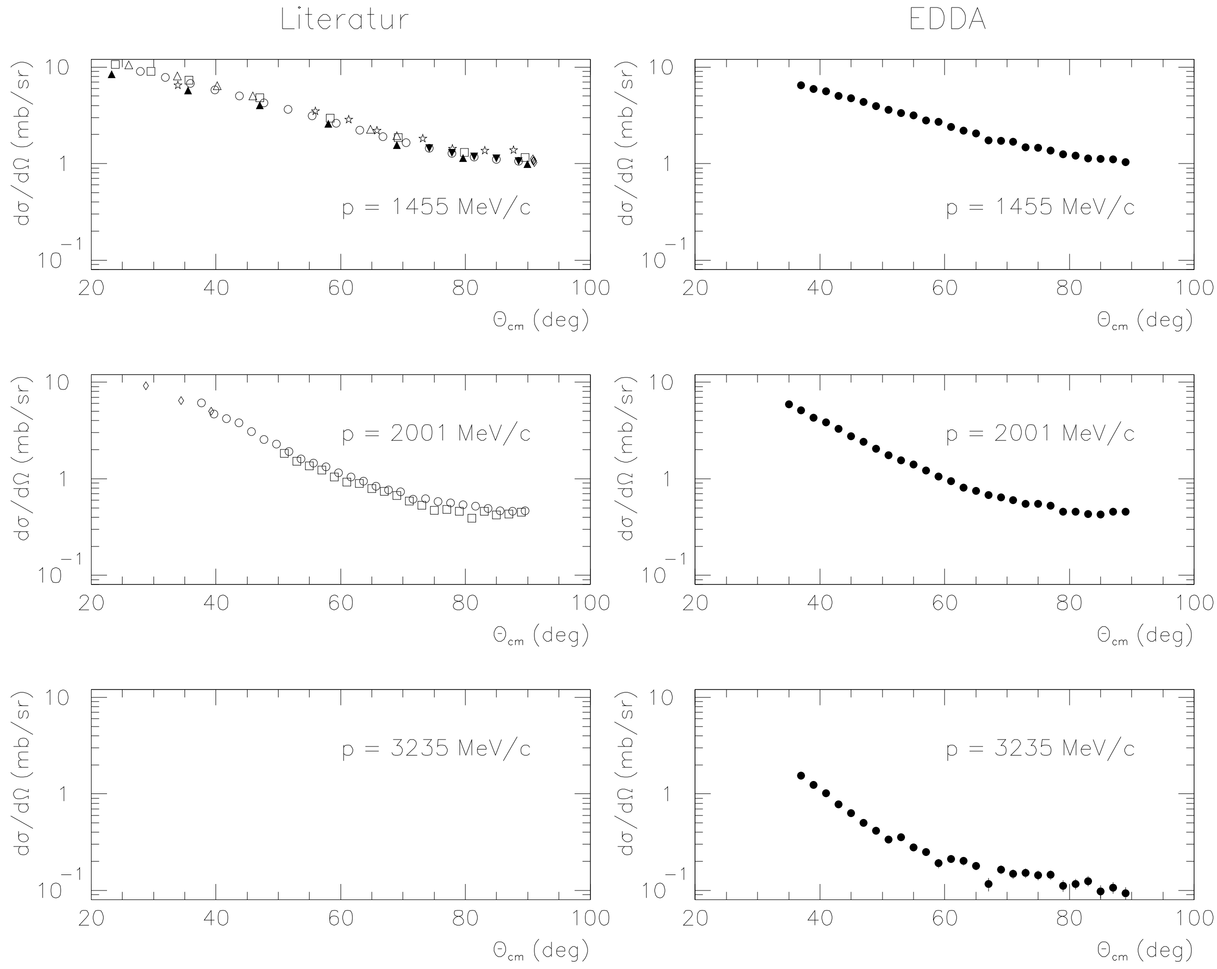


Abbildung 6.6: Beispiele für Winkelverteilungen. Dargestellt ist der differentielle Wirkungsquerschnitt bei festem Strahlimpuls p.

Kapitel 7

Zusammenfassung

EDDA ist ein Teilchenstreuexperiment auf dem Gebiet der Hadronenphysik. Am Cooler Synchrotron COSY mißt es den differentiellen Wirkungsquerschnitt, die Analysierstärke sowie Spinkorrelationsparameter der elastischen Proton-Proton-Streuung mit hoher relativer Genauigkeit. Der Bereich der Strahlenergie von $500 MeV$ bis $2500 MeV$ und der Winkelbereich von $35°$ bis $90°$ im Schwerpunktsystem wird in kleinen Schritten abgedeckt.

Diese Arbeit liefert im Rahmen des EDDA-Experiments einen wesentlichen Beitrag zur Bestimmung des spin-gemittelten Wirkungsquerschnitts und der Polarisationsobservablen der elastischen Proton-Proton-Streuung. Für wesentliche Teilauswertungen der umfangreichen Meßdaten sind spezielle Algorithmen entwickelt und die erforderliche Software geschrieben worden, u.a. die Entwicklung von Algorithmen zur Programmierung des Triggersystems, zur Ermittlung des Elektronenanteils in den PIN-Dioden und bei der Rekonstuktion der Streuwinkel.

Zu Beginn dieser Arbeit wurde die Datenaufnahme einschließlich des Triggersystems vorgestellt. Mit den Daten des Sekundärelektronenmonitors und der PIN-Dioden wurde anschließend die Luminosität bestimmt. Besondere Bedeutung bei der Datenauswertung kommt allerdings der Rekonstruktion der Streuwinkel zu. Bei ihrer Entwicklung traten zahlreiche Probleme auf, die ein Lichtteilungsverfahren auf der Basis von kompliziert geformten Szintillatoren mit sich bringt. Letztendlich wurde mit Hilfe von verschiedenen Korrekturverfahren ein für die Datenauswertung befriedigendes Resultat erreicht. Ausgehend von der Berechnung der Luminosität und der Rekonstruktion der Streuwinkel konnte schließlich der spin-gemittelte Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Der anschließende Vergleich mit vorhandenen Wirkungsquerschnitten in der Literatur läßt eine gute Qualität der Daten des EDDA-Experiments erkennnen.

Literaturverzeichnis

[ALBR70] M.G. Albrow et al. Polarization in Elastic Proton-Proton Scattering between 0.86 and 2.74GeV/c. Nucl. Phys. B, 23:445-465, 1970

[EDDA97] D. Albers et al.: Proton-proton elastic scattering excitation functions at intermediate energies; Phys. Rev. Lett. **78**, 1652 (1997)

[BALL93] J. Ball et al. Phys. Lett. B320 (1993) 206-210

[BERT85] R. Bertini et al. Phys. Lett. B162 (1985) 77

[BUSC97] M. Busch: Anwendung selbstorganisierender Karten in der EDDA-Datenanalyse; Diplomarbeit am ISKP der Universität Bonn, 1997

[DANI97] R. Daniel: Verbesserung der Datenspeicherung im EDDA–Experiment; Diplomarbeit am ISKP der Universität Bonn, 1997

[DOHR97] F. Dohrmann: Ergebnisse des EDDA-Experiments zur elastischen Proton-Proton-Steuung und Studien zu deren Einfluß auf Steuphasenanalysen; Dissertation am I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, 1997

[ENGE98] H.P. Engelhardt: Bestimmung des COSY-Strahlimpulses während der Hochbeschleunigung sowie Einbau und Überwachung eines Vertexdetektors aus szintillierenden Fasern für das EDDA-Experiment; Dissertation am ISKP der Universität Bonn, 1998

[GROS98] R. Groß-Hardt: NN; Dissertation in Vorbereitung am ISKP der Universität Bonn, 1998

[HEIN95] A. Heine: Luminositätsüberwachung am EDDA–Experiment; Diplomarbeit am ISKP der Universität Bonn, 1995

[HEID95] S. Heider: Bestimmung des Azimutwinkels im EDDA–Experiment; Diplomarbeit am ISKP der Universität Bonn, 1995

[HÜSK97] T. Hüskes: Verbesserung der Luminositätsüberwachung im EDDA-Experiment mit Hilfe elastischer e^-p -Streuung; Diplomarbeit am ISKP der Universität Bonn, 1997

[JENK80] K.A. Jenkins et al. Measurement of wide-angle elastic scattering of pions and protons off protons. Phys. Rev. D, 21(9):2445-2496, 1980

[KAMM71] R.C. Kammerud et al. Large-Angle Proton-Proton Elastic Scattering at Intermediate Momenta. Phys. Rev. D,4(5):1309-1321, 1971

[LECH93] C. Lechanoine-Leluc and F. Lehar, Nucleon-Nucleon Elastic Scattering and Total Cross Sections, Rev. Mod. Phys. 65(1), 1993, and references therein

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

[LIND96] J. Lindlein: Die Überwachung der Außenschale des EDDA-Detektors mit einem Laser-Monitorsystem; Diplomarbeit am I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, 1996

[LOCH86] M.P. Lochner, M.E. Sainio and A. Svarc, Adv. Nucl. Phys. 17,47 (1986), and references therein

[MOSE94] F. Mosel: Ein internes Wasserstofftarget für Speicherringexperimente; Dissertation am ISKP der Universität Bonn, 1994

[ROHD94] H. Rohdjeß, O. Diehl: Offline Analysis of EDDA Run June 13–17, 1994: θ-Reconstruction; EDDA internal report 94-02, ISKP der Universität Bonn, 1994

[ROHD95] H. Rohdjeß: Determining COSY Beam Parameters from Elastic Proton-Proton Scattering; EDDA internal report 95-04, ISKP der Universität Bonn, 1995

[ROHD97] H. Rohdjeß: A Kinematic Fit for the EDDA Experiment; EDDA internal report 97-02, ISKP der Universität Bonn, 1997

[ROTB95] K. Woller: Rotbuch der EDDA-Außenschale, Technischer Bericht; EDDA int. report 95-01, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1995

[SAID94] R.A. Arndt et al., Phys. Rev. **C50**,2731 (1994); solution SM95

[SCHE94] H. Scheid: Methoden zur Luminositätsbestimmung am COSY–Experiment EDDA; Dissertation am ISKP der Universität Bonn, 1994

[SCHW91] F. Schwandt: Konzeption, Aufbau und Test des Triggersystems für das EDDA-Experiment; Diplomarbeit am ISKP der Universität Bonn, 1991

[SCHW95] F. Schwandt: Datenaufnahme und Datenanalyse im EDDA-Experiment; Dissertation am ISKP der Universität Bonn, 1995

[SIMO93] A.J. Simon et al. Absolute pp-elastic crosssections from 492 to 793 MeV. Phys. Rev. C, 48(2):662-675, 1993

[STER57] E.J. Sternglass: Theory of Secondary Electron Emission by High-Speed-Ions; Phys. Rev. 108 (1957) 1

[SHIM94] H. Shimizu et al. Nucl. Phys. A569 (1994) 791-820

[WEIS97] E. Weise: Simulationsrechnung zur elastischen Streuung polarisierter Protonen; Diplomarbeit am ISKP der Universität Bonn, 1997

[WILL72] D.T. Williams et al. Wide-Angle Proton-Proton Elastic Scattering from 1.3 to $3.0 Gev/c$. Nuovo Cimento, 8A(2):447-469, 1972

[ZIEG97] R. Ziegler: Die Innenschale des EDDA-Detektors und Messungen zur elastischen Proton-Proton-Streuung; Dissertation am ISKP der Universität Bonn, 1998

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen herzlich danken, die zu dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere

Prof. Dr. R. Maschuw, der mir die Durchführung dieser Arbeit am Institut für Strahlen– und Kernphysik ermöglicht hat,

Prof. Dr. J. Bisplinghoff, unter dessen Anleitung diese Arbeit entstanden ist, für seine ständige Unterstützung und sein Engagement für EDDA,

Dr. H. Rohdjeß für seine fachliche Betreuung, zahlreichen Anregungen und die ständige Bereitschaft, Fragen zu beantworten,

Dipl. Phys. R. Groß-Hardt für seine wertvolle Unterstützung besonders in schwierigen Fragen der EDV,

Dr. F. Schwandt für seine zahlreichen Hilfestellungen,

Dipl. Phys. E. Weise, Dr. F. Dohrmann, Dipl. Phys. M. Schulz-Rojahn und Dr. R. Ziegler für konstruktive Kommentare und Anregungen,

allen Mitgliedern der EDDA-Kollaboration in Bonn und Hamburg für gute Zusammenarbeit und erfolgreiche Strahlzeiten,

der Betriebsmannschaft des Protonenbeschleunigers COSY in Jülich,

meiner Lebensgefährtin D. Schräder für ihre Geduld und Unterstützung bei der sprachlichen Ausarbeitung,

meinen Eltern und Großeltern für ihre Toleranz und Unterstützung während meiner gesamten Studienzeit.

Lebenslauf

Diehl, Olaf	Am Römerkastell 28 53111 Bonn

Zur Person:

Geburtsdatum	27.02.68
Geburtsort	Koblenz
Familienstand	ledig

Schulbildung:

1974 – 1975	Grundschule Koblenz-Lützel
1975 – 1978	Grundschule Kesselheim
1978 – 1987	Staatliches Eichendorff-Gymnasium, Koblenz
Jun. 1987	Abschluß: Abitur

Wehrdienst:

Jul. 1987 – Sep. 1988	Wehrpflicht

Berufsausbildung:

Ab Okt. 1988	Physikstudium an der Universität Bonn
Jan. 1993 – Apr. 1994	Diplomarbeit am Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn bei Prof. Dr. J. Bisplinghoff, Thema: „Steuerung, Überwachung und Dokumentation im EDDA-Experiment“
Apr. 1994	Abschluß: Diplom in Physik
Mai 1994 – Mär. 1998	Promotion am Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn bei Prof. Dr. J. Bisplinghoff, Thema: „Aufnahme und Auswertung elastischer Streudaten im EDDA-Experiment“ und Stipendiat im Graduiertenkolleg „Erforschung subnuklearer Strukturen der Materie“

Bonn, 9. Mär. 1998