Simulationsuntersuchungen und Partialwellenanalysen an den Proton-Proton-Streudaten des EDDA-Experimentes.

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Jürgen Lindlein

aus Bad Oldesloe

Hamburg 2000

Gutachter der Dissertation :	Prof. Dr. W. Scobel
	Prof. Dr. G. Heinzelmann
Gutachter der Disputation :	Prof. Dr. W. Scobel
	Prof. Dr. K. Wick
Datum der Disputation :	29.02.2000
Der Dekan des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses :	Prof. Dr. F.-W. Büßer

Abstract

The EDDA experiment aims at a precise determination of the observables $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, A_N, A_{NN}, A_{SS} and A_{SK} in elastic proton-proton scattering. These data shall then serve as input to global and fixed energy phase-shift analyses.
The experiment is setup at the proton Cooler Synchrotron COSY (FZ Jülich). Measurements are performed during the acceleration of the circulating beam with an internal target. The detector is optimized for the signatures (coplanarity, kinematic correlation) of the elastic pp scattering with projectile energies ranging from $500MeV$ to $2600MeV$. It consists of two plastic scintillator hodoscopes cylindrically aligned around the beampipe extending the angular range $30° \leq \Theta_{CM} \leq 90°$ with full azimuthal coverage.

Phase one of the experiment ended in 1996, it was devoted to the measurement of the unpolarized excitation functions $\frac{d\sigma}{d\Omega}(T, \Theta_{CM})$. A third of these data has been published [Alb97] and used in phase-shift analyses since then. Since summer 1999 the experiments on the excitation functions $A_N(T, \Theta_{CM})$ with the unpolarized COSY beam impinging on the polarized protons of an atomic hydrogen beam target are finished too.

The material for this thesis was prepared during the measurements and analysis of the $A_N(T, \Theta_{CM})$-data. The first part deals with Monte-Carlo-Studies. They are in particular devoted to the impact of the inner scintillator hodoscope – that become necessary and was inserted for all measurements with the extended atomic beam target – by secondary hadronic reactions and on the vertex reconstruction. Explicit population of individual inelastic pp reaction channels allowed to test the selectivity of the experiment in event identification and background subtraction. The *proper-flip-technique* for compensation of so called false asymmetries could be verified on a 0.1% significance level.

The second part of this thesis focuses on the conduct of phase-shift analysis with inclusion of the EDDA results. Concepts and formalism of the SAID program package developed by Prof. R.A. Arndt are explained and applied to the excitation functions $A_N(T, \Theta_{CM})$. It should be stressed that this is the first data set of a polarization observable that covers an extended angular and energy range with a consistent normalization.
Also studied is the impact of the complete data set $\frac{d\sigma}{d\Omega}(T, \Theta_{CM})$ with its improved statistics and energy range. The results of these phase-shift analysis are compared to those of existing and previous ones.
The thesis ends with a search for resonant excursions in the excitation functions $A_N(T, \Theta_{CM})$. No such structures with total width Γ in the order $30MeV$ to $\approx 120MeV$ are found such that only limits on the elasticity $\eta_{el} = \Gamma_{el}/\Gamma$ can be posted.

Zusammenfassung

Das EDDA–Experiment hat die präzise Vermessung der Observablen $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, A_N, A_{NN}, A_{SS} und A_{SK} der elastischen Proton–Proton–Streuung zum Ziel. Die Ergebnisse der Messungen sollen als Eingabedatensätze für Streuphasenanalysen bereitgestellt werden.
Das Experiment befindet sich am Targetplatz TP2 des Protonen–Beschleunigers COSY im Forschungszentrum Jülich. Die Messungen erfolgen an einem internen Target während der Beschleunigung des umlaufenden Protonenstrahls. Der Detektor ist optimiert auf die Kinematik der elastischen pp–Streuung bei Projektilenergien zwischen $500 MeV \leq T \leq 2600 MeV$. Er besteht aus zwei zylindrischen Schalen aus Plastikszintillator, die den Winkelbereich $30° \leq \Theta_{CM} \leq 90°$ und den vollen Azimuth überdecken.

Die erste Phase des Experiments wurde mit Abschluß der Messungen zum spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt im Sommer 1996 beendet. Ein Teil dieser Daten wurde in [Alb97] veröffentlicht und hat bereits Eingang in Streuphasenanalysen gefunden. Seit Sommer 1999 sind auch die Messungen der Analysierstärke $A_N(T, \Theta)$ abgeschlossen worden. Bei diesen Messungen wurde der unpolarisierte COSY–Strahl auf den kernspinpolariserten Wasserstoffstrahl des Atomstrahltargets geschossen.

Die vorliegende Arbeit entstand während der Messungen und Analyse der A_N–Daten. Sie behandelt im ersten Abschnitt Simulations–Untersuchungen. Insbesondere wurde der Einfluß der inneren, für die Messung mit dem ausgedehnten Atomstrahltarget eingebauten Detektorlage auf die Rate an Sekundärreaktionen ebenso wie auf die Vertexrekonstruktion bestimmt. Durch gezielte Population inelastischer Kanäle der pp-Streuung konnte die Selektivität des Experiments bezüglich Ereignisidentifikation und Untergrundabtrennung getestet werden. Für das zur Bestimmung der Analysierstärken A_N eingesetzte *proper–flip–Verfahren* konnte die Korrektur falscher Asymmetrien auf einem 0.1%–Signifikanzniveau bestätigt werden.

Der zweite Schwerpunkt der Arbeit befaßt sich mit der Durchführung von Streuphasenanalysen unter Einbeziehung der EDDA–Daten. Hierfür werden die theoretischen Grundlagen vorgestellt und der konkrete Formalismus der von Prof. Arndt entwickelten Programme zur Streuphasenanalyse (SAID) diskutiert, und auf die A_N-Daten angewandt. Sie stellen einen ersten konsisten Datensatz für eine Polarisationsobservable dar, der zudem einen großen Energie- und Winkelbereich abdeckt und über eine einheitliche Normierung verfügt.
Daneben wird der Einfluß des erweiterten Energiebereiches und der deutlich verbesserten Statistik des kompletten $\frac{d\sigma}{d\Omega}$–Datensatzes untersucht. Die Ergebnisse beider Analysen werden den Resultaten bestehender Streuphasenanalysen gegenübergestellt und diskutiert.
Abschließend wurden die Anregungsfunktionen der Analysierstärke in Hinblick auf resonanzartige Strukturen untersucht. Dabei ergaben sich keine Hinweise auf Strukturen mit totalen Breiten Γ zwischen $30 MeV$ bis etwa $120 MeV$, so daß nur untere Grenzen der Elastizität $\eta_{el} = \Gamma_{el}/\Gamma$ angegeben werden können.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das Verständnis der Nukleon–Nukleon–Wechselwirkung ist von fundamentaler Bedeutung für die gesamte Kern- und Hadronenphysik. In den letzten Jahrzehnten sind auf diesem Gebiet vielschichtige und intensive Anstrengungen – theoretische ebenso wie experimentelle – unternommen worden, um die komplizierte Natur dieser Wechselwirkung zu durchleuchten. Trotzdem ist es bis heute nicht gelungen eine in sich konsistente Beschreibung für den Bereich der Mittelenergiephysik zu entwickeln.

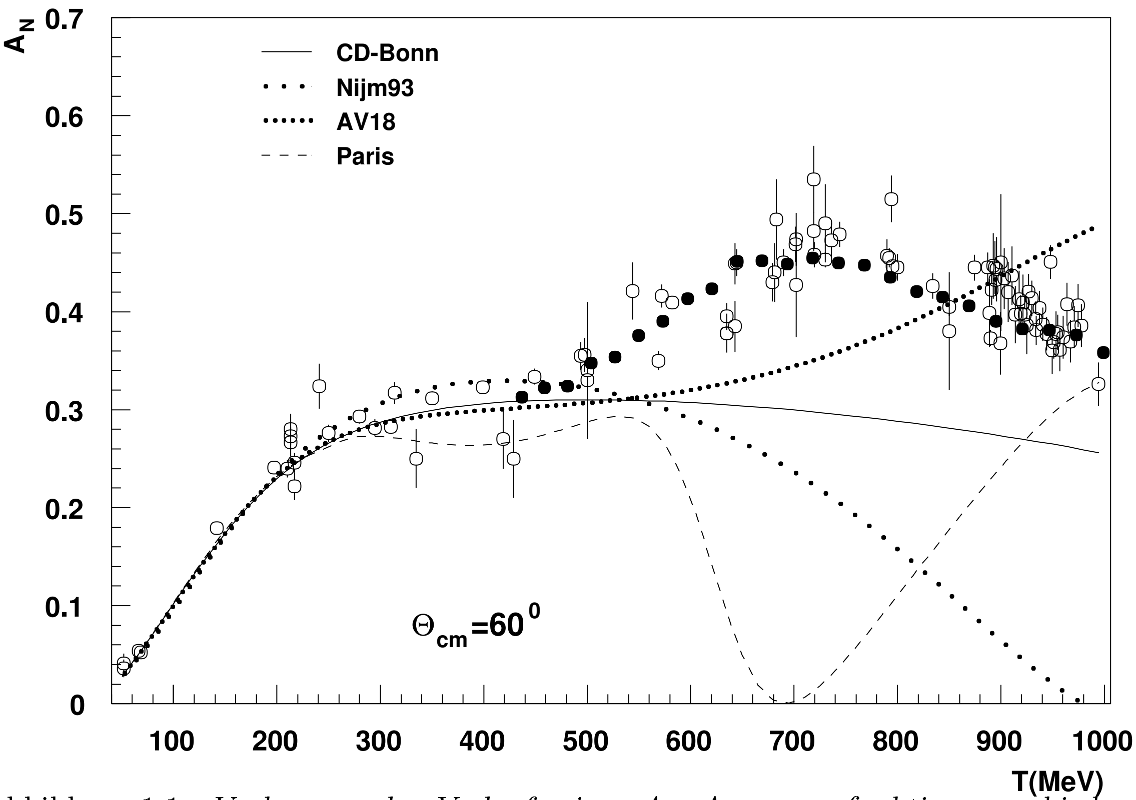


Abbildung 1.1: *Vorhersage des Verlaufs einer A_N–Anregungsfunktion verschiedener Potentialmodelle. Oberhalb einer Energie von $T = 600 MeV$ beschreibt keines der angeführten Modelle die experimentellen Daten zufriedenstellend (aus [Bü99]).*

Für Energien unterhalb der Pionen–Produktionsschwelle $T \leq 280 MeV$ wird die NN–Wechselwirkung maßgeblich durch ihren langreichweitigen Teil bestimmt. Die Darstellung der NN–Wechselwirkung über den Austausch von Mesonen hat sich in diesem Energiebereich als überaus erfolgreiches Konzept etabliert. Für höhere Energien werden die Vorhersagen dieser Mesonen–Austausch–Modelle jedoch zunehmend ungenau. So machen sich bereits im COSY–Energiebereich die ersten Quarkfreiheitsgrade bemerkbar, die von den Modellen nicht berücksichtigt werden. Abbildung 1.1 veranschaulicht, am Beispiel der Analysierstärke der elastischen Proton–Proton–Streuung, die zunehmende Diskrepanz zwischen den Vorhersagen der Potentialmodelle und den experimentellen Daten bei höheren Energien.

Für die weitere Entwicklung sowie den Test von Potentialmodellen kommen dadurch Streuphasenanalysen eine zentrale Bedeutung zu. In ihnen werden die experimentellen Daten der Nukleon–Nukleon–Streuung in der Form energieabhängiger Streuphasen parametrisiert. Die Streuphasen nehmen damit die Funktion einer Schnittstelle zwischen Experiment und den theoretischen Modellen ein.

Um dieser Aufgabe gerecht zu werden muß es das Bestreben sein, die Streuphasen so exakt wie möglich zu bestimmen. So zeigen z.B. die Arbeiten von [Lee92] und [San95], wie bereits kleine Unsicherheiten in den Streuphasen zu signifikanten Variationen im Verlauf eines daraus abgeleiteten Inversionspotentials führen.
Die Genauigkeit, mit der sich die Streuphasen bestimmen lassen, wird dabei sowohl von der Verfügbarkeit experimenteller Daten im betrachteten Energie- und Winkelbereich, als auch von deren Qualität beeinflußt.

Betrachtet man den Weltdatensatz für die Observablen der elastischen Proton–Proton–Streuung, so weisen insbesondere die Spinkorrelationsparameter eine sehr dünne Basis experimentell gemessener Daten auf. In der unteren Hälfte von Abbildung 1.2 ist dazu die Datensituation des Korrelationsparameters A_{SS} dargestellt, für den oberhalb einer kinetischen Energie von 500 MeV keine Meßpunkte existieren.
Deutlich entspannter stellt sich dagegen die Datensituation für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ dar (vergl. Abb. 1.2 oben). Hier macht sich jedoch bemerkbar, daß ein Großteil der hell eingefärbten Datenpunkte aus Messungen von Winkelverteilungen bei fester Energie stammen. Die unterschiedliche Normierung der einzelnen Verteilungen führt zu teilweise deutlichen Inkonsistenzen zwischen den Daten, wenn sie als Funktion der Projektilenergie betrachtet werden. Dementsprechend verfügen auch die daraus abgeleiteten Streuphasen über vergleichsweise große Unsicherheiten.

Eine entscheidende Verbesserung dieser Datensituation erfordert Experimente, die einen konsistenten Satz hochpräziser Daten mit einheitlicher Normierung über einen großen Energie- und Winkelbereich bereitstellen können [Mey97].

Das EDDA[1]–Experiment versucht diese Vorgaben aufzugreifen. Ziel des Experimentes ist die präzise Vermessung der 5 Observablen differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, Analysierstärke A_N, sowie der Spinkorrelationsparameter A_{NN}, A_{SS} und A_{SK} der

[1] **E**xcitation function **D**ata acquisition **D**esigned for the **A**nalysis of phase-shifts

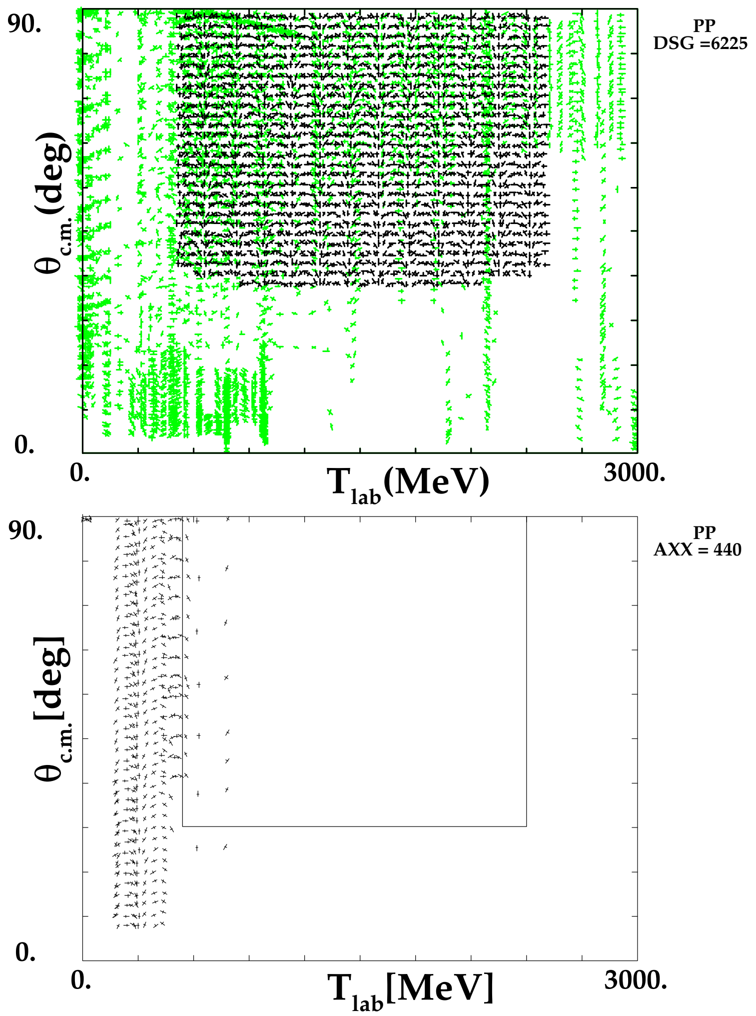


Abbildung 1.2: *Der Weltdatensatz (Stand: Januar 2000) für die Observable $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (oben – Die dunklen Punkte repräsentieren die veröffentlichten EDDA-Daten) und A_{SS} (unten).*

elastischen Proton–Proton–Streuung. Durchgeführt werden die Messungen am internen Targetplatz TP2 des Cooler Synchrotrons COSY am Forschungszentrum Jülich. Die Datennahme erfolgt während der Beschleunigung des rezirkulierenden COSY–Protonenstrahls bei Projektilenergien zwischen $500MeV \leq T \leq 2600MeV$. Auf diese Weise kann in jedem Beschleunigungszyklus eine komplette Anregungsfunktion der betreffenden Observablen vermessen werden. Aus der Mittelung dieser Anregungsfunktionen über alle akkumulierten Beschleunigungszyklen erhält man dann die Ergebnisse. Die Normierung des kompletten Datensatzes erfolgt bei **einer** festen Energie auf präzise Referenzdaten, so daß dadurch die Konsistenz innerhalb der EDDA-Daten gewahrt bleibt.

Die erste Phase des Experimentes wurde mit dem Abschluß der Messungen zum spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ im Sommer 1996 beendet. Ein Teil dieser Daten sind inzwischen veröffentlicht [Alb97] und haben Eingang in die Streuphasenanalyse gefunden [Arn97]. Im Weltdatensatz für $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ sind die EDDA–Daten durch die dunklen Symbole hervorgehoben (vergl Abb. 1.2).

Inzwischen sind auch die Messungen für die Analysierstärke A_N, und damit für die zweite Phase des Experimentes abgeschlossen worden. Bei diesen Messungen wurde statt des zuvor verwendeten Fädchentargets ein ausgedehntes, polarisiertes Atomstrahltarget eingesetzt. Die Analyse dieser Daten sowie ihre Bereitstellung in Form von Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen ist Gegenstand einer zeitgleich entstandenen Arbeit von [Bü99].

Das Detektor-Konzept ist auf die Kinematik der elastischen Proton–Proton–Streuung hin optimiert, bietet jedoch keine Möglichkeit zu einer eindeutigen Identifikation der Ejektile. Dadurch eröffnet sich aber auch die Möglichkeit, daß sich Ereignisse inelastischer Kanäle, die zufällig die elastische Signatur nachahmen, in der Datenmenge ansammeln. Dieser Untergrundanteil ist eine empfindliche Quelle systematischer Fehler und stellt eine der Motivationen für die Durchführung von Simulations–Untersuchungen bei EDDA dar.
Diese Simulationen bilden einen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit. Neben den Untersuchungen zum Untergrundanteil in den experimentellen Daten ergeben sich bei EDDA weitere zentrale Fragestellungen, die nur im Rahmen der Simulation behandelt werden können. Nämlich :

- Untersuchungen zur Genauigkeit und Zuverlässigkeit der Verfahren zur Vertexrekonstruktion unter Einbeziehung der für die Vermessung von Polarisationsobservablen eingebauten Detektorinnenlage aus szintillierenden Fasern, sowie deren Abhängigkeit von äußeren Bedingungen.

- Studien zu Ursache und Auswirkung sog. falscher Asymmetrien, sowie die Untersuchung von Analyseverfahren zu deren Korrektur.

- Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit (Efficiency) des Detektors als Funktion von Energie und Winkel.

Der zweite Teil dieser Arbeit konzentriert sich darauf, den Einfluß der EDDA–Daten auf bestehende Streuphasenanalysen zu untersuchen. Dabei wird mit den A_N–Daten des EDDA–Experimentes erstmals ein konsistenter Datensatz einheitlicher Normierung einer Polarisationsobservablen bereitgestellt. Der Einfluß dieser Daten wird dabei sowohl über den gesamten Gültigkeitsbereich der Streuphasenanalyse, wie auch über eine Anzahl kleinerer Energieintervalle studiert.
Daneben erfolgt eine erneute Analyse der $\frac{d\sigma}{d\Omega}$–Daten [Doh97]. Zusätzliche 30 Mio. Events [Wel98] haben hier zu einer Erweiterung des Energiebereiches sowie einer deutlichen Verbesserung der Statistik geführt.

Die weitere Arbeit gliedert sich wie folgt:

- **Kapitel 2** gibt einen knappen Einblick in die Grundlagen der Streutheorie, und stellt den Formalismus der Streuphasenanalyse von Arndt et al. vor.

- **Kapitel 3** beschreibt den Aufbau des EDDA-Experiments und gibt Auskunft über die Grundlagen der Datenanalyse bei EDDA.
- In **Kapitel 4** werden Ergebnisse der angesprochenen Simulations–Untersuchungen vorgestellt.
- Der Einfluß der EDDA–Daten auf bestehende Streuphasenanalysen wird im Rahmen von **Kapitel 5** diskutiert.
- **Kapitel 6** befaßt sich mit der Frage, ob und inwieweit die Anregungsfunktionen der A_N–Daten einen Rückschluß auf die Existenz sogenannter Dibaryonischer Resonanzen zulassen.
- Den Abschluß bildet **Kapitel 7**, in dem die wesentlichen Aspekte und Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt und ein Ausblick auf die zu erwartenden Entwicklungen bei EDDA gegeben werden.

Kapitel 2

Theoretischer Abriß

Streuexperimente spielen in der Physik eine zentrale Rolle bei der Untersuchung atomarer und subatomarer Strukturen. Als prominentes Beispiel kann dafür das Streuexperiment von Rutherford angeführt werden, das zur Entdeckung des Atomkerns verhalf.

Im ersten Teil dieses Kapitels werde ich die Grundlagen der Streutheorie darlegen, soweit sie für das weitere Verständnis der folgenden Arbeit notwendig sind. Dabei greife ich unter anderem auf Darstellungen von [New82, Tay72, Nol93] zurück. Ausgehend von der Parialwellenzerlegung soll darauf aufbauend der Formalismus zur Durchführung einer Streuphasenanalyse dargestellt werden, die dann in Kap. 5 auf die Daten des EDDA-Experimentes angewendet werden soll.

2.1 Streutheorie

Zur Herleitung der hier dargestellten Grundlagen soll im folgenden immer von der Streuung eines einzelnen Teilchens an einem ortsfesten Potential $V(\vec{r}) = V(r)$ ausgegangen werden, das kurzreichweitig ist und nur vom Abstand zum Teilchen abhängt.
Das Problem der Streuung zweier Teilchen aneinander kann durch die Aufspaltung in die Bewegung des Schwerpunktes einerseits, und die relative Bewegung beider Teilchen im Schwerpunktsystem andererseits, immer auf den obigen Fall zurückgeführt werden.

$$H = H_{CM} + H_{rel} \tag{2.1}$$

Läßt man die Schwerpunktsbewegung an dieser Stelle einmal außer Acht, so kann die Streuung im Schwerpunktssystem als die eines einzigen Teilchens mit der reduzierten Masse $m = (m_1 m_2)/(m_1+m_2)$ und der Ortskoordinate $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ der Relativbewegung aufgefaßt werden.

2.1.1 Der Streuprozeß

Abb. 2.1 soll die Streuung eines Teilchens am Potential $V(r)$ veranschaulichen.

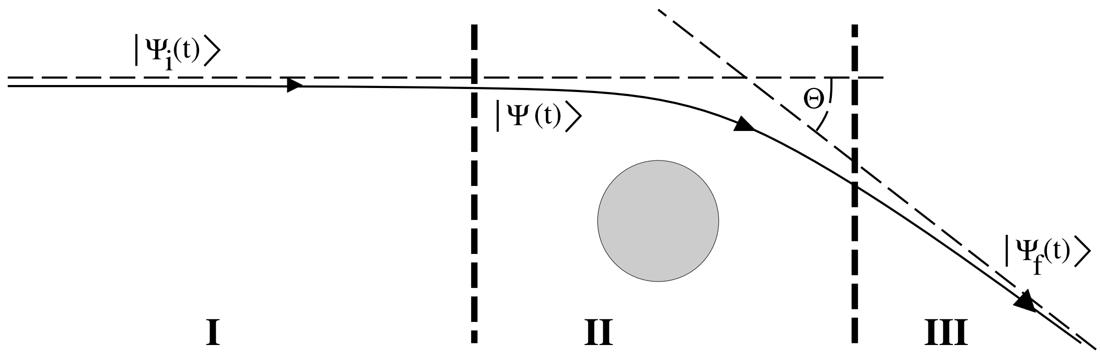


Abbildung 2.1: *Die drei Phasen des Streuprozesses. Die durchgezogene Kurve beschreibt die Trajektorie $|\psi(t)>$ des Teilchens. Die gestrichelten Geraden symbolisieren den asymptotischen Verlauf des einlaufenden $|\psi_i(t)>$ und auslaufenden $|\psi_f(t)>$ Teilchens im potentialfreien Fall.*

Der zeitliche und räumliche Ablauf der Streuung kann in 3 Phasen unterteilt werden

- **I** Die Annäherung des Projektil-Teilchens an das Streuzentrum. Die Bewegung des einfallenden Teilchens kann dabei asymptotisch durch die Bahn eines freien Teilchens beschrieben werden.

- **II** Der eigentliche Streuakt in der Wechselwirkungszone um das Streuzentrum.

- **III** Das Entfernen des gestreuten Teilchens von der Wechselwirkungszone. Auch hier nähert sich die Bahn des Teilchens der Trajektorie des freien Teilchens an.

Für den im Rahmen dieser Arbeit diskutierten Fall der Streuung zweier Nukleonen umfaßt die räumliche Ausdehnung der Wechselwirkungszone typischerweise nur wenige fm, und ist einer direkten Beobachtung durch das Experiment in der Regel nicht zugänglich. Die formale Beschreibung des Streuprozesses konzentiert sich daher darauf eine Verbindung zwischen den experimentell zugänglichen Phasen I und III herzustellen, wo eine Beschreibung der Bewegung durch die Asymptoten des potentialfreien Falls möglich ist. Die charakteristische Meßgröße hierfür ist – solange Azimuthalsymmetrie vorliegt – der Streuwinkel Θ.

Streu-Operator S

In der quantenmechanischen Betrachtung wird das Teilchen durch einen Zustandsvektor $|\psi(t)>$ dargestellt, dessen zeitliche Entwicklung von der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung beschrieben wird.

$$H|\psi(t)> = [-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\vec{r})]|\psi(t)> = i\hbar\frac{d}{dt}|\psi(t)> \tag{2.2}$$

Für Zeiten weit vor (nach) der eigentlichen Streuung $t \to -\infty$ $(+\infty)$ stimmt der Zustand $|\psi(t)>$ des Projektils mit dem asymptotischen Zustand $|\psi_i(t)>$ (bzw. $|\psi_f(t)>$) des freien Teilchens überein.

Formal kann die Überführung des einlaufenden Zustands $|\psi_i>$ in den auslaufenden Zustand $|\psi_f>$ durch die Einführung des sogenannten Streuoperator S beschrieben werden.

$$|\psi_f> = S|\psi_i> \tag{2.3}$$

Eine wesentliche Eigenschaft des Streuoperators ist seine Unitarität, die sicherstellt daß jeder einlaufende Zustand $|\psi_i>$ in eindeutiger Weise mit einem auslaufenden Zustand $|\psi_f>$ verknüpft wird und umgekehrt. Darüberhinaus kommutiert S im Falle elastischer Streuung mit H_0, ist also energieerhaltend.

Partialwellenzerlegung

Betrachtet man nun einen einlaufenden Teilchenstrahl der Dichte n_0, der sich mit einem scharf definierten Impuls entlang der z-Achse auf das Streuzentrum hin bewegt, dann kann ein einlaufendes Teilchen durch eine ebene Welle repräsentiert werden, die einen Eigenzustand bei fester Energie darstellt. Bei elastischer Streuung bleibt die Energie erhalten, so daß die Erwartungswerte zeitunabhängig werden und der Übergang zur stationären Schrödingergleichung möglich wird.
Weit vor dem Streuzentrum (I) kann die Wellenfunktion des einlaufenden Teilchenstrahls noch mit der kräftefreien Schrödingergleichung

$$H_0\varphi_0(\vec{r}) = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\varphi_0(\vec{r}) = E\varphi_0(\vec{r}) \quad \Rightarrow \quad \varphi_0(\vec{r}) = e^{ik_0 z} \tag{2.4}$$

beschrieben werden. In der Wechselwirkungszone (II) muss der Einfluß des Streupotentials $V(\vec{r})$ natürlich mit berücksichtigt werden.

$$H\varphi(\vec{r}) = [H_0 + V(\vec{r})]\varphi(\vec{r}) = E\varphi(\vec{r}) \tag{2.5}$$

Die Wechselwirkung erzeugt hier am Streuzentrum eine auslaufende Streuwelle $\varphi_S(\vec{r})$. Die Gesamtwellenfunktion $\varphi(\vec{r})$ ist also eine Überlagerung von einlaufender und gestreuter Welle. Weit hinter dem Streuzentrum (III) sollte die Gesamtwellenfunktion jedoch wieder den asymptotischen Grenzfall des kräftefreien Zustands beschreiben. Dies motiviert den folgenden Ansatz für $\varphi(\vec{r})$.

$$\varphi(\vec{r}) = \varphi_0(\vec{r}) + \varphi_S(\vec{r}) = A(k)(e^{ik_0 z} + f(\vartheta)\frac{e^{ikr}}{r}) \tag{2.6}$$

Dabei enthält die sog. *Streuamplitude* $f(\vartheta)$ sämtliche Informationen über das streuende Potential. Für eine feste Energie hängt sie ausschließlich vom Streuwinkel ϑ ab. Betrachtet man nun die Stromdichten von gestreuter $\vec{j}_S$ und einlaufender $\vec{j}_0$ Welle,

$$\vec{j}_S = n_0\frac{\hbar k}{m}\frac{|f(\vartheta)|^2}{r^2}\vec{e}_r \quad \text{bzw.} \quad \vec{j}_0 = n_0\frac{\hbar\vec{k}_0}{m} \tag{2.7}$$

so kann der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma(\vartheta)$ für die Streuung in das Raumwinkelelement $d\Omega$ berechnet werden.

$$\frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega} = \frac{j_S(d\Omega)r^2}{j_0} = |f(\vartheta)|^2 \tag{2.8}$$

Das Quadrat der Streuamplitude kann also experimentell durch eine Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ bestimmt werden. Es ist dann Aufgabe der Theorie, aus den experimentellen Ergebnissen Rückschlüsse auf die Natur des Streupotentials $V(\vec{r})$ zu ziehen.

Nutzt man aus, daß der Hamilton-Operator für das Steuproblem mit den Drehimpulsoperatoren $\mathbf{L^2}$ und $\mathbf{L_z}$ kommutiert, so kann eine Zerlegung der Wellenfunktion $\varphi(\vec{r})$ in einzelne Partialwellen $\varphi_{l,m}(\vec{r})$ mit festen Quantenzahlen l und m des Drehimpulses vorgenommen werden. Zweckmäßigerweise führt man eine Entwicklung nach Kugelflächenfunktionen $Y_l^m(\Theta, \phi)$ durch, die die Eigenfunktionen des Drehimpulses darstellen. Aufgrund der azimuthalen Symmetrie ($m = 0$) reduzieren sich diese dann auf Legendre-Polynome $P_l(\cos\vartheta)$. Der Ansatz

$$\varphi(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} \varphi_l(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{u_l(\vec{r})}{r} P_l(\cos\vartheta) \tag{2.9}$$

führt im Fall eines freien Teilchens ($V(r) = 0$) auf

$$u_l^0(r) = i^l(2l+1)rj_l(kr) \simeq \frac{1}{k} i^l(2l+1)\sin(kr - \frac{l\pi}{2}) \tag{2.10}$$

wobei im zweiten Schritt das asymptotische Verhalten (bei $kr \gg l$) der Besselfunktion j_l ausgenutzt wird.
Aber auch unter Einfluß eines Streupotentials ($V(r) \neq 0$) sollte sich die Gesamtwellenfunktion $\varphi(\vec{r}) = \varphi_0(\vec{r}) + \varphi_S(\vec{r})$ im asymptotischen Grenzfall (I + III) wieder auf die Lösung der kräftefreien Bewegung reduzieren. Man erwartet daher, daß sich das Potential dort im wesentlichen nur in Form einer Phasenverschiebung bemerkbar machen wird. Dementsprechend setzt man an :

$$u_l(r) \simeq \alpha_l \sin(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l) \quad \text{mit} \quad \alpha_l = \frac{1}{k} i^l(2l+1)e^{i\delta_l} \tag{2.11}$$

Die δ_l werden als Streuphasen der l-ten Partialwelle bezeichnet, sind ausschließlich von der Energie abhängig und für das gegebene Streupotential charakteristisch. Allgemein sind die δ_l komplexe Größen, deren Imaginärteil nur im Fall der ausschließlich elastischen Streuung verschwindet.

Mit diesem Ergebnis kann die Streuamplitude $f(\vartheta)$ nun ebenfalls als Summe über einzelne Partialamplituden zu festem l entwickelt werden. Man findet

$$f(\vartheta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)e^{i2\delta_l} \sin\delta_l P_l(\cos\vartheta) \tag{2.12}$$

Die Kenntnis aller Streuphasen δ_l erlaubt dann (wg. Gl. 2.8) die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts.

Einen wirklichen Vorteil bringt die Entwicklung nach einzelnen Partialwellen aber nur dann, wenn die unendliche Summe bereits nach vergleichsweise wenigen Termen mit $l \leq l_0$ abgebrochen werden darf.
Ausgehend von der klassischen Betrachtung, wo der Stoßparameter nicht größer sein kann als die Reichweite R_0 des Potentials, ergibt sich unter Anwendung des Korrespondenzprinzips folgende Abschätzung für das maximale l_0, das in der Analyse noch zu berücksichtigen ist (vergl. [Nol93]).

$$l_0 \leq \sqrt{l(l+1)} \leq \frac{1}{\hbar} R_0 \sqrt{2mE} \tag{2.13}$$

Für die Analyse des EDDA-Experimentes müßte man nach dieser Abschätzung bei den höchsten COSY–Energien ($E_{max} = 2500 MeV$) noch die Partialwellen bis $l_0 \approx 11$ berücksichtigen.
Bei höheren Energien ist die einfache Übertragung dieser halbklassischen Abschätzung jedoch fragwürdig. In Kapitel 5 werde ich die Ergebnisse einer Streuphasenanlyse für die Daten des EDDA-Experimentes vorstellen. Hierbei wurden nur Partialwellen mit maximalem Drehimpuls $l = 8$ berücksichtigt.

Streuung von Teilchen mit Spin

Betrachtet man die Streuung zweier Teilchen mit Spin, so muß die bisherige Darstellung erweitert werden. Mit dem Spin S verfügt ein Teilchen über einen weiteren quantenmechanischen Freiheitsgrad mit (2S+1) diskreten Einstellmöglichkeiten, der vollkommen unabhängig von den räumlichen Freiheitsgeraden ist. Der Hilbert-Raum $\mathcal{H}$ der möglichen Zustandsvektoren für ein Teilchen mit Spin ist das direkte Produkt aus dem Hilbert-Raum $\mathcal{H}_{Bahn}$ der Bahnbewegung und dem (2S+1) dimensionalen Spinraum $\mathcal{H}_{Spin}$

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{Bahn} \otimes \mathcal{H}_{Spin} \tag{2.14}$$

Die Eigenwertgleichungen zum Spin gehorchen formal denen des Drehimpulses

$$\mathbf{S^2} |S, m_z> = \hbar^2 S(S+1) |S, m_z> \tag{2.15}$$

$$\mathbf{S_z} |S, m_z> = \hbar^2 m_z |S, m_z> \tag{2.16}$$

Für die folgende Diskussion möchte ich mich auf den Spezialfall der Streuung zweier Teilchen mit Spin $S = \frac{1}{2}$ beschränken.

Amplitudenmatrix M

Eine Streuung an einem Potential mit spinabhängiger Komponente – wie im Fall der starken Wechselwirkung – wird im allgemeinen die Spin-Zustände der beiden Streupartner beeinflussen. Um diese Spindynamik in die formale Beschreibung des Streuaktes mit einzubeziehen, muß das Konzept der Streuamplitude $f(\vartheta)$ entsprechend verallgemeinert werden.

Ein beliebiger Spin-Zustand $|\varrho>$ läßt sich als Linearkombination geeigneter Basisfunktionen entwickeln. Im Falle des Zwei-Teilchen-Systems bietet sich die Entwicklung nach den $(2S_1+1)\cdot(2S_2+1)$ Kombinationsmöglichkeiten der Eigenzustände der z-Komponente des Spin-Operators $S_z = \hbar/2 \cdot \sigma_z$.

$$|\varrho> = \sum_{\nu} \rho_\nu |m_1 m_2> = \rho_1|++> + \rho_2|+-> + \rho_3|-+> + \rho_4|--> \tag{2.17}$$

Durch die Streuung kann nun jede beliebige Spin-Kombination der Teilchen im Eingangskanal in jeden möglichen Spin-Zustand im Ausgangskanal überführt werden. Für eine Beschreibung aller Möglichkeiten werden demnach insgesamt $[(2S_1+1)\cdot(2S_2+1)]^2$ Streuamplituden $f(\rho'_\nu, k', \rho_\nu, k)$ benötigt. Man definiert die Amplitudenmatrix $M(k', k)$, die den Spinor des Eingangskanals auf den des Ausgangskanal transformiert.

$$\begin{pmatrix} \rho'_{++} \\ \rho'_{+-} \\ \rho'_{-+} \\ \rho'_{--} \end{pmatrix} = \mathbf{M}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) \cdot \begin{pmatrix} \rho_{++} \\ \rho_{+-} \\ \rho_{-+} \\ \rho_{--} \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad M_{ij}(k', k) = f(\rho'_j, k', \rho_i, k) \tag{2.18}$$

Hierbei bezeichnet k bzw. k' den Teilchenimpuls vor und nach der Streuung. Die M-Matrix ist (im Gegensatz zur S-Matrix) winkelabhängig und wirkt ausschließlich auf die Zustände im Spin-Raum $\mathcal{H}_{Spin}$. Sie stellt damit die Verallgemeinerung der Streuamplitude $f(\vartheta)$ für den spinbehafteten Fall dar, und enthält alle Informationen, die für eine vollständige Charakterisierung des Streupotentials benötigt werden.
Bei vollständiger Kenntnis von $M(k', k)$ kann wiederum der differentielle Wirkungsquerschnitt berechnet werden.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\rho', k', \rho, k) = \left|\rho'^T M(k', k)\rho\right|^2 \tag{2.19}$$

Das eigentliche Problem besteht nun darin, die genaue Struktur bzw. eine exakte Parametrisierung der M-Matrix zu finden.

2.2 Polarisation

In der experimentellen Realität ist die 100%-ige Ausrichtung der Spins entlang einer definierten Qunatisierungsrichtung niemals anzutreffen. Im allgemeinen liegt in einem Strahl von Teilchen immer ein statistisches Gemisch reiner Spinzustände $|j>$ vor.

Quantenmechanisch kann dies durch die Einführung des Dichteoperators ρ berücksichtigt werden.

$$\rho = \sum_j p_j |\, j >< j\,| \tag{2.20}$$

Hierbei bezeichnet p_j die Wahrscheinlichkeit, daß sich ein einzelnes Teilchen im Zustand $|\, j >$ befindet. Die Streuung am spinabhängigen Potential beeinflußt nun ebenfalls den Dichteoperator. Das Aussehen des Dichteoperators ρ_f nach dem Streuakt kann jedoch aus dem des Eingangskanals berechnet werden, es gilt :

$$\rho_f = M \rho_i M^\dagger \tag{2.21}$$

Die Polarisation P_i kennzeichnet nun den Grad der Spin-Ausrichtung entlang einer vorgegebenen Koordinatenachse i. Sie kann formal als Erwartungswert des zugehörigen Spin-Operators berechnet werden [Fic71].

$$P_i =< S_i >= Tr(\rho \sigma_i) \tag{2.22}$$

Zu einer etwas anschaulicheren Darstellung der Polarisation gelangt man, wenn man die Zahl der Teilchen mit Spin entlang (entgegen) der Quantisierungsachse mit $N_\uparrow$ (bzw. $N_\downarrow$) bezeichnet.

$$P_i = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} \tag{2.23}$$

Der Betrag der Polarisation kann dementsprechend Werte zwischen -1 und 1 annehmen.

2.3 Koordinatensysteme

In der Physik mit polarisierten Nukleonen hat sich eine Vielzahl verschiedener Koordinatensysteme etabliert, die für die unterschiedlichsten Anforderungen und Zielsetzungen entwickelt wurden.
An dieser Stelle will ich jedoch nur die beiden Systeme mit dem größten Verbreitungsgrad kurz vorstellen.

Invariante Amplituden

Das System der invarianten Amplituden benutzt nur ein Koordinatensystem, in dem die Richtung der z-Koordinate von der Vektorsumme des ein- und des auslaufenden Teilchenimpulses definiert wird (vergl. Abb. 2.2 links). Zusammen mit der Streunormalen $\vec{n}$ kann daraus ein rechtshändiges System konstruiert werden. Die Basisvektoren $(\vec{n}, \vec{l}, \vec{m})$ werden wie folgt von den Impulsvektoren $\vec{k}_{i,f}$ definiert

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_i \times \vec{k}_f}{\left|\vec{k}_i \times \vec{k}_f\right|}, \quad \vec{l} = \frac{\vec{k}_i + \vec{k}_f}{\left|\vec{k}_i + \vec{k}_f\right|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}_i - \vec{k}_f}{\left|\vec{k}_i - \vec{k}_f\right|} \tag{2.24}$$

Dieses System hat sich vor allem in den theoretischen Darstellungen zur Nukleon-Nukleon Streuung, sowie im französischen Sprachraum etabliert.

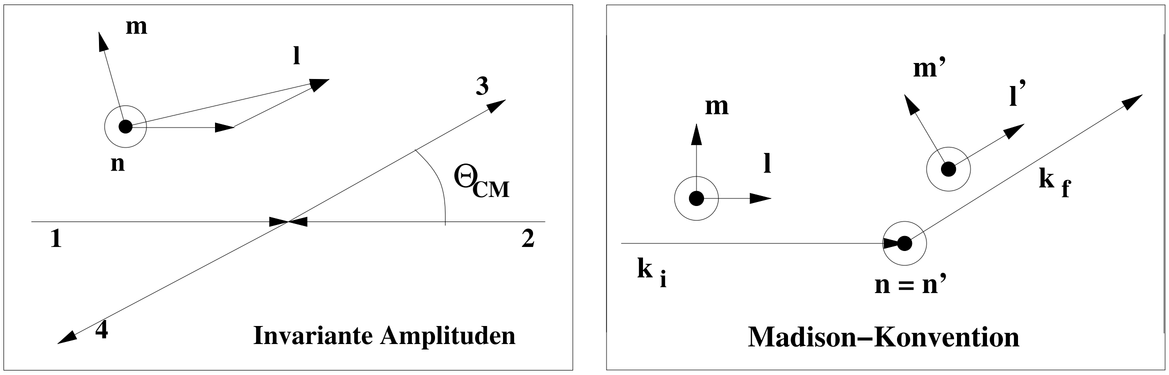


Abbildung 2.2: *Links: Das Koordinatensystem der invarianten Amplituden im CM-System der pp-Streuung. Rechts: Die Definition der Koordinatensysteme gemäß der Madison-Konvention im Laborsystem.*

Madison-Konvention

Für die experimentellen Anwendungen hat sich das sogenannte Helizitätssystem nach der Madison-Konvention durchgesetzt [Bar70]. Hier beschreiben zwei unabhängige Koordinatensysteme die Polarisationszustände der ein- und auslaufenden Teilchen. Beide Systeme verwenden zwar die Streunormale $\vec{n}$ als y-Achse, wählen dann aber die z-Koordinate parallel zum jeweiligen Impulsvektor des Teilchens.

$$\text{Eingangskanal}: \left\{ \begin{array}{lcl} x & = & m = y \times z \\ y & = & n = k_i \times k_f \\ z & = & l = k_i \end{array} \right. \tag{2.25}$$

$$\text{Ausgangskanal}: \left\{ \begin{array}{lcl} x' & = & m = y' \times z' \\ y' & = & n = k_i \times k_f \\ z' & = & l = k_f \end{array} \right. \tag{2.26}$$

Die Madison-Konvention wird auch im Rahmen des EDDA-Experimentes für die Analyse der experimentellen Daten eingesetzt.

2.4 Die Observablen der pp-Streuung

Bei der elastischen Proton-Proton-Streuung kann der Spinvektor der Protonen sowohl vor wie auch nach der Streuung unabhängig voneinander entlang einer beliebigen Koordinatenachse ausgerichtet sein. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, daß die Polarisation eines Protons nicht bekannt ist bzw. nicht bestimmt wurde. Somit ergeben sich formal $4^4 = 256$ mögliche Observablen für die Proton-Proton-Streuung.

Nomenklatur der Observablen

Ebenso wie bei den Koordinatensystemen zur Beschreibung der Streuung, haben sich auch bei der Bezeichnung der 256 möglichen Observablen mehrere Standards heraus-

gebildet. Im folgenden möchte ich den Formalismus der Saclay-Gruppe einführen, die eine 4-fach indizierte Nomenklatur entwickelt hat [Bys78].
Danach muß für eine eindeutige Klassifizierung der Observablen $\mathcal{X}$ der Polarisationszustand von Strahl- (i) und Target-Teilchen (k), sowie vom gestreuten (p) und Rückstoß-Proton (q) bekannt sein. Die Indizes können die Werte {l,m,n,0} annehmen. Für diesen Fall ist mit $\mathcal{X}_{p,q,i,k}$ die Observable eindeutig bestimmt. In Tabelle 2.1 wird die Saclay-Notation einiger Observablen zwei weiteren häufig benutzten Notationsformen gegenübergestellt [Bou80].

Observable	SAID	Argonne-Notation	Sacley-Notation
diff. Wirkungsquerschnitt	DSG	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	I_{0000}
Analysierstärke	P	A_N bzw. A_Y	A_{00n0}
Polarisation	P	P	A_{000n}
Spinkorrelationsparameter	AYY	A_{NN}	A_{00nn}
	AXX	A_{SS}	A_{00mm}
	AZZ	A_{KK}	A_{00ll}
	AZX	A_{SK}	$A_{00ml} = A_{00lm}$

Tabelle 2.1: *Vergleich der verschiedenen Notationen für die dem EDDA-Experiment zugänglichen Observablen*

Erhaltungssätze und Symmetrien

Von den formal 256 möglichen Observablen des pp-Systems sind aber nur 25 wirklich von Null verschieden. Die große Mehrzahl der Observablen darf aufgrund der nachfolgend dargestellten Symmetrien und Erhaltungsätzen nicht von Null verschieden sein.

Unter der Schreibweise $[w]$ sei im folgenden immer die Anzahl der Indizes, die eine Ausrichtung des Teilchenspins entlang der w-Koordinate angeben, verstanden.

- **Paritätserhaltung der starken Wechselwirkung**
  Die Paritätsoperation vollzieht eine Raumspiegelung, unter der im System der invarianten Amplituden nur die Streunormale $\vec{n}$ eine Invariante ist. Unter dieser Randbedingung muß die Summe $[l] + [m]$ eine gerade Zahl ergeben, damit die Paritätserhaltung gewährleistet werden kann. So muß z.B. $\mathcal{X}_{l,0,m,l} = 0$ sein, während $\mathcal{X}_{l,0,m,0} \neq 0$ sein darf.

- **Zeitumkehrinvarianz**
  Bei der Zeitumkehr werden sowohl die Vektoren der Teilchenimpulse $\vec{k}_{i,f}$, als auch die Vorzeichen der beteiligten Pauli-Matrizen $\sigma_{1,2}$ umgekehrt. Eine Invarianz gegen diese Operation bedingt den Zusammenhang

$$\mathcal{X}_{qwer} = (-1)^{[m]} \mathcal{X}_{erqw} \tag{2.27}$$

- **Verallgemeinertes Pauli-Prinzip**
  Eine Vertauschung von Strahl- und Targetteilchen einerseits, sowie von gestreutem und rückgestreutem Teilchen andererseits, sollte nach dem verallgemeinerten Pauli-Prinzip keinen Einfluß auf die experimentellen Ergebnisse haben. Formal läßt sich dies wie folgt ausdrücken

$$\mathcal{X}_{qwer} = (-1)^{[l]+[m]}\mathcal{X}_{wqre} \tag{2.28}$$

- **Bohr'sche Regel**
  Aufgrund der Bohr'schen Regel können diejenigen Observablen bestimmt werden, die zwar ungleich Null sein dürfen, dabei aber nur wieder äquivalente Ausdrücke zu anderen Observablen darstellen. Das Auffinden derartiger Entsprechungen geschieht, indem man die Invarianz der Amplitudenmatrix M bei Spiegelung an der Streuebene testet.

$$\sigma_{1n}\sigma_{2n}M\sigma_{1n}\sigma_{2n} = M \tag{2.29}$$

2.5 Nomenklatur der Partialwellen

Die Bezeichnung der Streuphasen orientiert sich an der aus der Atomphysik bekannten spektroskopischen Notation

$$^{2S+1}L_J \quad mit \quad \begin{cases} S & Spin \\ L & Bahndrehimpuls \\ J & Gesamtdrehimpuls \end{cases} \tag{2.30}$$

Betrachtet man die Streuung zweier Protonen – also zweier identischer Teilchen mit Spin $S = \frac{1}{2}$ – so ergeben sich aufgrund der geforderten Antisymmetrie der Gesamtwellenfunktion Einschränkungen bezüglich der möglichen Partialwellen.
Das verallgemeinerte Pauli-Prinzip verlangt $(-1)^{S+L+T} = (-1)$. Da das System aus zwei Protonen aber immer zum Isospin-Tripplett $T = 1$ koppelt, muß die Summe $L+S$ zwangsläufig eine gerade Zahl ergeben. Triplettzustände gerader Parität (L = 0,2,4,...) kommen im pp-System daher nicht vor [Mus88].
Diejenigen Partialwellen, die dieser Auswahlregel gehorchen, werden auch als *isovektorielle pp–Phasen* bezeichnet. In der Neutron-Proton-Streuung ist hingegen auch der Isospin $T = 0$ möglich, so daß dort auch die sog. *isoskalaren Phasen* einen Beitrag zu der Streuung liefern.
Da der Bahndrehimpuls im zwei Nukleonensystem keine gute Quantenzahl mehr darstellt ist es fernerhin möglich, daß Zustände mit gleichem J und Paritätsverhalten miteinander mischen (so z.B. $^3F_2$ und $^3P_2$). Diesem Umstand wird durch die Einführung der Mischungswinkel ϵ_J Rechnung getragen.

J	$S=0$	$S=1$
0	$^1S_0$	$^3P_0$
1	-	$^3P_1$
2	$^1D_2$	$\epsilon_2 \quad (^3P_2, ^3F_2)$
3	-	$^3F_3$
4	$^1G_4$	$\epsilon_4 \quad (^3F_4, ^3H_4)$
5	-	$^3H_5$
6	$^1I_6$	$\epsilon_6 \quad (^3H_6, ^3J_6)$

Tabelle 2.2: *Die erlaubten Zustände in der pp-Streuung.* $T = 1$

In Tabelle 2.2 sind die möglichen Zustände des pp-System bis zum Gesamtdrehimpuls $J = 6$ aufgelistet. Zustände, die miteinander koppeln können, sind durch die Klammerung hervorgehoben.

2.6 Parametrisierung der Amplitudenmatrix

Ein weit verbreiteter Ansatz zur Darstellung der M-Matrix besteht darin, eine Entwicklung nach direkten Produkten der Pauli-Matrizen des Strahl- und Targetprotons vorzunehmen [Con93]. Die direkten Produkte führen auf 4x4-Matrizen.

$$M = \sum_{j,k} a_{jk} \cdot \sigma_j \otimes \sigma_k \tag{2.31}$$

Aus einer beliebigen Darstellung der M-Matrix läßt sich dann jede der 256 denkbaren Observablen des pp-Systems berechnen. Hierfür muß lediglich die Spur über das bilineare Produkt aus der Matrix und den Paulimatrizen für den Ein- und Ausgangskanal gebildet werden.

$$\mathcal{O}_{jk,lm} = \frac{Tr(M\sigma_{jk}M^\dagger\sigma_{lm})}{Tr(MM^\dagger)} \quad \text{mit} \quad \sigma_{ab} = \sigma_a \otimes \sigma_b \tag{2.32}$$

Ein prominentes Beispiel für eine Parametrisierung der M-Matrix stammt von der Gruppe aus Saclay [Bys78]. Unter Verwendung des Koordinatensystems der invarianten Amplituden kann die gesamte Matrix in Abhängigkeit von 5 komplexen Amplituden dargestellt werden.

$$\begin{aligned} M(k_f, k_i) \quad = \tfrac{1}{2} \cdot [\quad & (a+b) + \\ & (a-b)(\sigma_1, \vec{n})(\sigma_2, \vec{n}) + \\ & (c+d)(\sigma_1, \vec{m})(\sigma_2, \vec{m}) + \\ & (c-d)(\sigma_1, \vec{l}\,)(\sigma_2, \vec{l}\,) + \\ & e(\sigma_1 + \sigma_2, \vec{n}) \quad] \end{aligned} \tag{2.33}$$

Hierbei repräsentiert der Ausdruck $(\sigma_2, \vec{n})$ die Projektion des Vektors der Pauli-Matrizen auf die Achse n. Auf Basis der Saclay-Parametrisierung können die dem EDDA-Experiment zugänglichen Observablen wie folgt dargestellt werden.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \cdot \left\{ |a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 + |e|^2 \right\} \tag{2.34}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A_n = Re\,(a^* e) \tag{2.35}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A_{nn} = \frac{1}{2} \cdot \left\{ |a|^2 - |b|^2 - |c|^2 + |d|^2 + |e|^2 \right\} \tag{2.36}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A_{lm} = Im\,(d^* e) \tag{2.37}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A_{ll} = Re\,(a^* d - b^* c) \tag{2.38}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A_{mm} = Re\,(a^* d + b^* c) \tag{2.39}$$

Für eine Determinierung der 5 komplexen Amplituden müssen dementsprechend 10 reelle Parameter bestimmt werden, von denen einer jedoch als Phasenfestlegung frei wählbar bleibt. Somit ist es bereits hinreichend, 9 von den 25 unabhäbgigen Observablen der pp-Streuung zu vermessen, um die Parametrisierung der M-Matrix aus den experimentellen Ergebnissen zu deduzieren.
Durch eine Streuphasenanalyse auf Basis gemessenen Daten können die 5 komplexen Amplituden bestimmt und daraus die Matrix entwickelt werden. Die auf diese Weise bestimmte Matrix kann dann wieder herangezogen werden, um z.B. Vorhersagen bzw. Vergleiche zu den 16 noch verbliebenen Observablen vorzunehmen.

Für die Untersuchung der Streuphasen geht man über zur S-Matrix, die sich in eindeutiger Weise aus der M-Matrix ergibt. Unterhalb der inelastischen Schwelle hat sich die nachfolgend dargestellte Form der S-Matrix etabliert. Sie geht zurück auf [Mac68].

$$S_{l,J} = \begin{pmatrix} S_J & 0 & 0 & 0 \\ 0 & S_{J,J} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{J-1,J} & S^J \\ 0 & 0 & S^J & S_{J+1,J} \end{pmatrix} \tag{2.40}$$

Die einzelnen Elemente der Matrix sind direkt korreliert mit den Streuphasen. Die Singulett sowie die ungekoppelten Triplett-Phasen werden durch die obere linke 2x2-Teilmatrix, die gekoppelten Triplett-Phasen durch die rechte untere Teilmatrix definiert.

$$S_J = e^{2i\delta_J} \tag{2.41}$$

$$S_{J,J} = e^{2i\delta_{J,J}} \tag{2.42}$$

$$S_{J\pm1,J} = \cos(2\epsilon_J) \cdot e^{2i\delta_{J\pm1,J}-1} \tag{2.43}$$

$$S^J = i \cdot \sin(2\epsilon_J) \cdot e^{i(\delta_{J+1,J}+\delta_{J-1,J})} \tag{2.44}$$

In dieser Darstellung werden die Streuphasen auch als die *Nuclear Bar Phase Shifts* oder aber als Stapp-Parameter bezeichnet [Sta57]. Nahezu alle Autoren, die auf diesem Gebiet arbeiten, verwenden diese Darstellung unterhalb der Pionen-Schwelle.

2.6.1 Die Parametrisierung der VPI-Gruppe

Oberhalb der energetischen Schwelle von ca. 280 MeV öffnen sich die inelastischen Kanäle in der pp-Streuung. Die Parametrisierung der Streumatrix muß daher entsprechend erweitert werden, um die korrekte Ankopplung an die inelastischen Kanäle zu gewährleisten.
An dieser Stelle möchte ich nun auf den Ansatz der Gruppe um Prof. R.A.Arndt vom VPI&SU[1] [Arn83] eingehen. In Kapitel 5 werde ich dann die Ergebnisse einer Streuphasenanalyse vorstellen, die auf den Grundlagen der nachfolgend erläuterten Methodik basiert.

Arndt spaltet die Streumatrix S in einen "exchange" Teil S_x und einen "production" Teil S_p auf.

$$S = S_X^{\frac{1}{2}} S_P S_X^{\frac{1}{2}} = \frac{1 + iK}{1 - iK} \tag{2.45}$$

S_x kommt dabei die Aufgabe zu, den elastischen Anteil und den Pion-Austausch zu beschreiben. Mit dem "production" Teil S_p soll dann die korrekte Ankopplung der inelastischen Kanäle sowie möglicher resonanter Strukturen sichergestellt werden.
Eine direkte Parametrisierung der einzelnen Streuphasen wird hierbei nicht mehr vorgenommen. Die Phasen werden stattdessen aus der Streumatrix heraus berechnet. Für die eigentliche Parametrisierung arbeitet Arndt jedoch mit der sog. K-Matrix, die eine Caley-Transformierte der S-Matrix ist.

Am Beispiel der ungekoppelten Spinzustände möchte ich das Grundschema der Parametrisierung erläutern. Der "exchange" Term

$$S_x = \frac{1 + iK_x}{1 - iK_x} \qquad K_x = K_X^{OPE} + \sum_i a_i F_{li} \tag{2.46}$$

beinhaltet zum einen den Term K_X^{OPE}, der den langreichweitigen Teil der Wechselwirkung über den Ein-Pion-Austausch beschreibt. Er wird gemäß der Born'schen Näherung berechnet. Der zweite Term im exchange Anteil wird durch eine Entwicklung nach den sog. Basisfunktionen F_{li} definiert, die ihrerseits im wesentlichen durch Legendre Funktionen Q_l der II.Art gegeben sind:

$$F_{li} = \frac{4\mu^2}{MT} \int_0^1 Q_l \left(\frac{x_0 - x}{1 - x} \right) \frac{x^{i-\frac{1}{2}}}{1 - x} dx \tag{2.47}$$

[1] Virginia Polytechnic Institute & State University, 24060 Blacksburg VA, USA

Die Matrixelemente des "production" Term werden hingegen als Polynome in der Schwerpunktsenergie W_{CM} entwickelt.

$$K_p = \begin{pmatrix} 0 & K_0 \\ K_0 & K_i \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad K_{0,i} = \sum_j a_j^{0,i} W_{CM}^{j-1} \tag{2.48}$$

Formal ändert sich dieses Schema auch für den Fall der gekoppelten Spinzustände nicht, jedoch sind hier gleichzeitig zwei elastische Kanäle zu behandeln. Der "production" Term muß dann durch eine 3x3-Matrix dargestellt werden. Gekoppelte und ungekoppelte Spinzustände werden dementsprechend getrennt behandelt.

Um dann aus der gegebenen Parametrisierung die Streuphasen zu bestimmen, muß wieder die K-Matrix betrachtet werden,

$$K = \begin{pmatrix} K_+ & K_0 \\ K_0 & K_- \end{pmatrix} \tag{2.49}$$

für deren Matrixelemente folgender Zusammenhang mit den Phasen besteht:

$$Re(K_\pm) = \frac{\sin(\delta_{j+1,j} + \delta_{j-1,j}) \pm \cos(2\epsilon)\sin(\delta_{j+1,j} - \delta_{j-1,j})}{\cos(\delta_{j+1,j} + \delta_{j-1,j}) + \cos(2\epsilon)\cos(\delta_{j+1,j} - \delta_{j-1,j})} \tag{2.50}$$

$$Re(K_0) = \frac{\sin(2\epsilon)}{\cos(\delta_{j+1,j} + \delta_{j-1,j})} \tag{2.51}$$

$$Im(K_+) = \tan^2(\rho_{j+1,j}) \quad , \quad Im(K_-) = \tan^2(\rho_{j-1,j}) \tag{2.52}$$

$$Im(K_0) = \tan(\rho_{j+1,j})\tan(\rho_{j-1,j})\cos\phi \tag{2.53}$$

Im Falle der rein elastischen Streuung sind die Imaginärteile der Streuphasen und Mischungswinkel Null und für diesen Fall reduziert sich die Arndt'sche Darstellung auf die der *Nuclear Bar Phase Shifts* von [Sta57]

Der Einfluß der EDDA-Daten

Die oben dargestellte Form der Parametrisierung wurde bis zum Sommer 1997 verwendet und war Grundlage für die Lösung SM94 des SAID-Programs, die einen Gültigkeitsbereich für Projektilenergien bis 1.6 GeV aufwies. Bis zu jenem Zeitpunkt waren für alle Observablen nur sehr wenige Datenpunkte oberhalb dieser Energie verfügbar, so daß für eine Extension der Lösung zu höheren Energien hin die experimentelle Basis fehlte.

Im Frühjahr 1997 veröffentlichte die EDDA-Kollaboration [Alb97] den ersten Teil ihrer Daten zum spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$. Insgesamt flossen dadurch 2121 neue Punkte in den Weltdatensatz ein, von denen ca. 50% oberhalb einer Energie von 1.6 GeV liegen.
Die zusätzliche Datenmenge ermöglichte nun die Ausweitung der Arndt'schen Phasenanalyse bis zu einer Energie von 2.5 GeV. Jedoch zeigte sich, daß die oben vorgestellte

Form des "exchange" Terms modifiziert werden mußte, um eine zufriedenstellende Beschreibung der Daten erzielen zu können.

$$K_x = K_X^{OPE} + \sum_i a_i F_{li} \left(\frac{T}{T + T_c} \right)^{i-1} \tag{2.54}$$

Dabei wurde der zweite Term durch einen Faktor erweitert, der für eine erhebliche Erweiterung der numerischen Flexibilität eingeführt wurde[2] [Arn97].

Abb. 2.3 zeigt eine Anregungsfunktion des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit

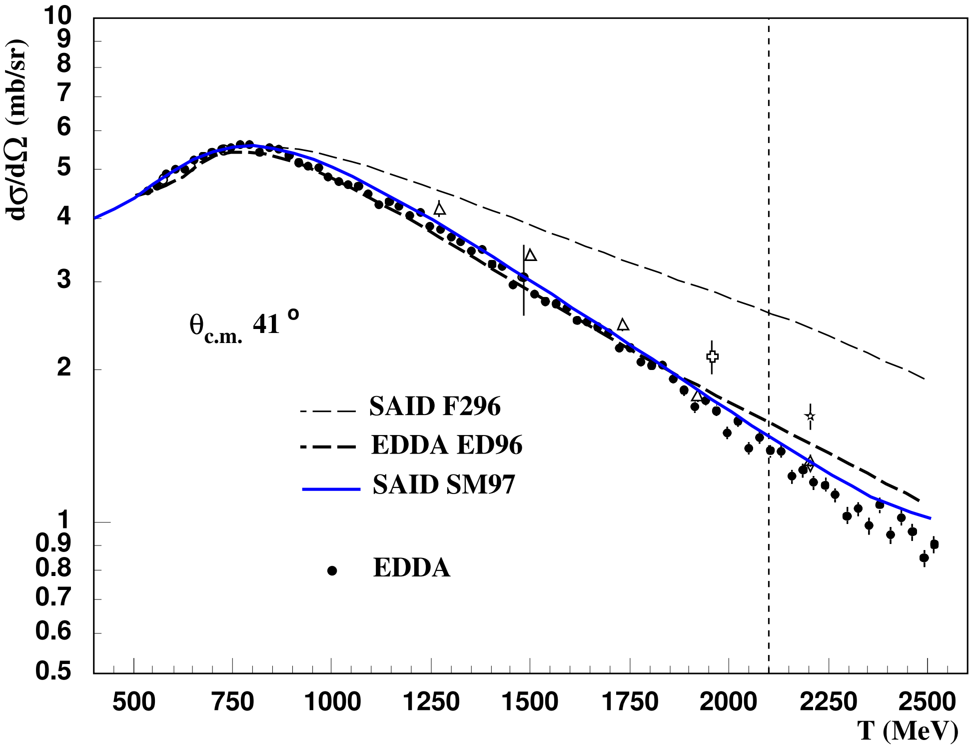


Abbildung 2.3: *Der Einfluß der Daten des EDDA-Experimentes am Beispiel einer Anregungsfunktion. Die Kurven sind die SAID-Vorhersage der Lösungen F296 und SM97. ED96 bezeichnet eine von F.Dohrmann [Doh97] erstellte Lösung. Die senkrechte Linie weist das Ende des Gültigkeitsbereichs der Lösungen F296 und ED96 aus.*

den EDDA-Daten bei einem Winkel von $\Theta_{CM} = 41°$. Der Einfluß der EDDA-Daten auf die Phasenanalyse zeigt sich eindrucksvoll an den von den verschiedenen Lösungen vorhergesagten Verlauf ([Arn92] [Arn94b]).

Die SAID Lösung F296 war der erste Ansatz der VPI-Gruppe, den Gültigkeitsbereich der Lösungen auf 2.1 GeV auszudehnen. Bei der Erstellung dieser Lösung sind die neuen Datenpunkte aber noch nicht eingegangen.

ED96 hingegen berücksichtigt bereits die neuen Daten. Wie auch F296 basiert auch sie noch auf der herkömmlichen K-Matrix Parametrisierung und zeigt bei Energien

[2] R.A.Arndt private communication

oberhalb 2.1 GeV einen signifikant anderen Verlauf als die Datenpunkte. Erst die Lösung SM97 basiert auf den modifizierten Basisfunktionen (Gl. 2.54) und weist eine zufriedenstellende Übereinstimmung auf.

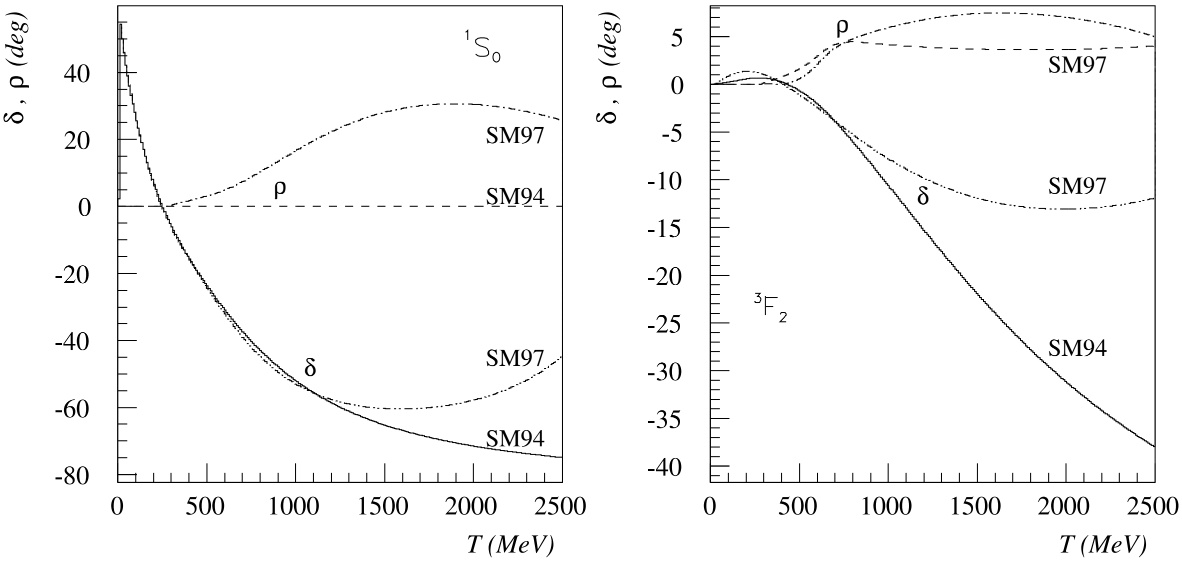


Abbildung 2.4: *Der Einfluß der modifizierten Basisfunktionen auf den Verlauf der Phasen am Beispiel der $^1S_0$ und $^3F_2$-Phasen. Mit δ wird der Real-, mit ρ der Imaginärteil der Phasen bezeichnet.*

Noch viel deutlicher spiegelt sich der Eingriff in die Parametriesierung bei der Betrachtung der Partialwellen wieder. Abbildung 2.4 zeigt am Beispiel der $^1S_0$ und $^3F_2$-Phasen den alten (SM94) und den neuen (SM97) Verlauf von Real- (δ) und Imaginärteil (ρ).

Kapitel 3

Das EDDA-Experiment

Ziel des EDDA-Experimentes ist die präzise Vermessung von den 5 Observablen $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, A_N, A_{NN}, A_{SS} sowie A_{SK} der elastischen Proton-Proton-Streuung. Die damit angestrebte Erweiterung des Welt-Datensatzes sollte insbesondere bei Projektilenergien oberhalb von 1GeV einen deutlichen Beitrag zur genauen Bestimmung der Nukleon-Nukleon-Streuphasen liefern.
Nachfolgend sollen in diesem Kapitel Aufbau des Detektors, Target, Datenaufnahme sowie Grundzüge der Datenanalyse geschildert werden.

3.1 Experimenteller Aufbau

3.1.1 COSY-Beschleuniger

EDDA ist, als eines von derzeit vier internen Experimenten, am Targetplatz TP2 an der Beschleuniger-Anlage COSY (COoler SYnchrotron) [Mai97] installiert. Dieser Beschleuniger kann Protonenstrahlen mit einer hohen Impulsauflösung von $\Delta p/p \leq 10^{-3}$ über seinen gesamten Energiebereich von 40 - 2600MeV bereitstellen. Abbildung 3.1 zeigt eine Übersicht des gesamten Beschleunigerkomplexes. Zur Zeit existieren zwei Quellen für unpolarisierte sowie eine für polarisierte H^--Ionen, die in einem ersten Schritt von dem Zyklotron JULIC auf 45MeV beschleunigt werden. Die H^--Ionen werden dann über eine Stripping-Injection in das Synchrotron eingespeist, wo die weitere Beschleunigung der Protonen bis zur Endenergie erfolgt. Die max. mögliche Anzahl von Teilchen im Ring wird von der Raumladungsgrenze vorgegeben und beträgt ca. $2 \cdot 10^{11}$ Protonen.

Für die Beschleunigung eines polarisierten Protonenstrahls verfügt COSY über ein internes Polarimeter, daß an der Universität Hamburg entwickelt wurde [Bau99]. Es kann die Polarisation sowohl bei fester Energie, als auch während der Strahlbeschleunigung messen und kann so z.B. auch den Einfluß depolarisierender Resonanzen auf den Polarisationsgrad des Strahles diagnostizieren.

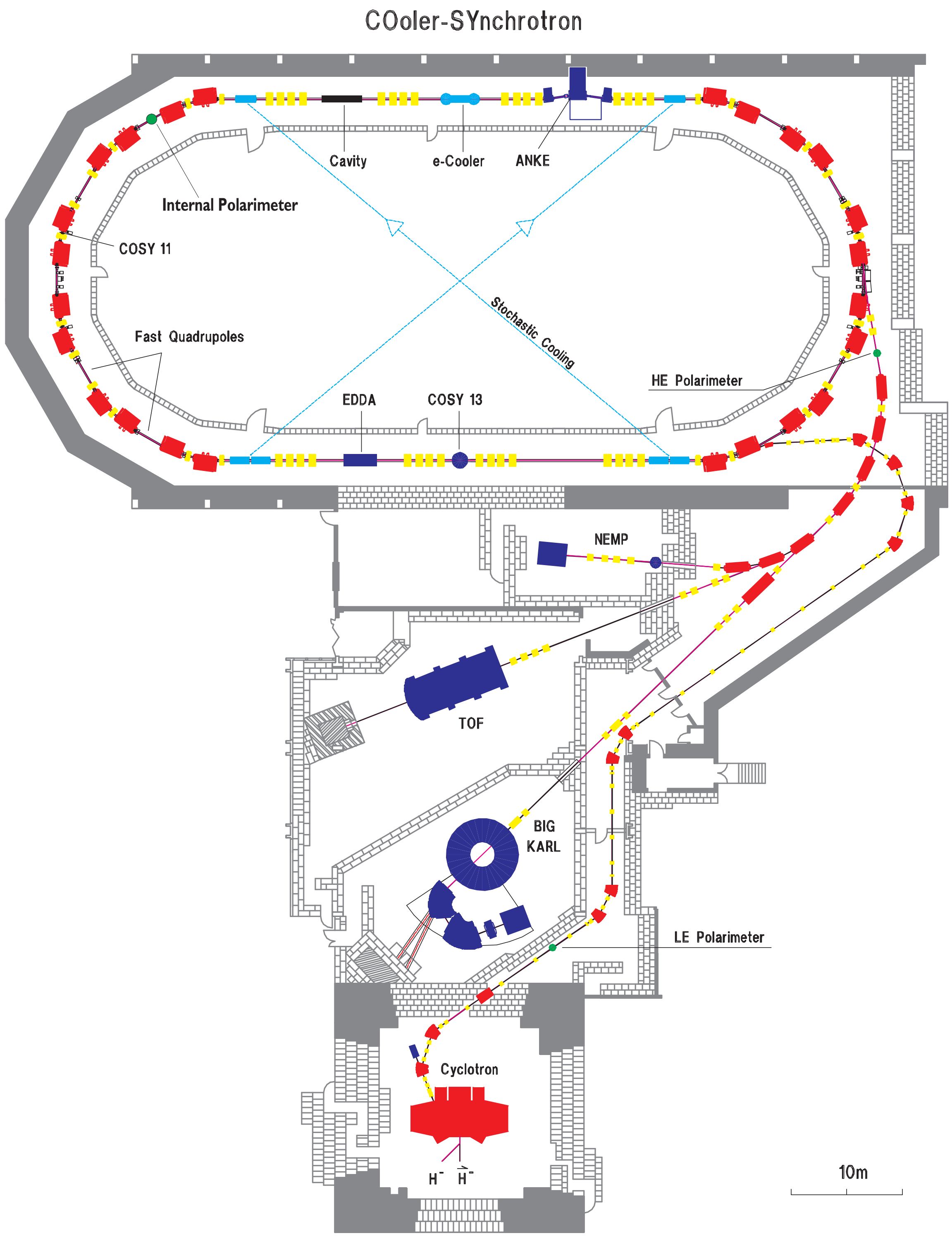


Abbildung 3.1: *Übersicht über die COSY-Beschleuniger Anlage.*

Kontrolle und Steuerung des gesamten Beschleunigsvorgangs geschieht vollständig rechnerbasiert. Die Experimente können jederzeit den augenblicklichen Zustand der Maschine abfragen, und als zusätzliche Information in ihre Datenaufnahme einfließen lassen. Insbesondere läßt sich aber jeder Betriebsmodus des Beschleunigers in einer Datenbank speichern und kann daraus bei Bedarf in kurzer Zeit reaktiviert werden.

3.1.2 Die Kinematik der elastischen pp-Streuung

Die Kinematik dieser Reaktion wird vollständig durch die beiden folgenden Bedingungen definiert:

$$\text{Koplanarität:} \qquad |\Phi_1 - \Phi_2| = 180^\circ$$

$$\text{kinematische Korrelation:} \quad \begin{cases} \tan\vartheta_1 \tan\vartheta_2 = \frac{1}{\gamma^2_{CM}(T)} & (Lab.) \\ \Theta_1 + \Theta_2 = 180^\circ & (CM) \end{cases}$$

In der Realität werden die gemessenen Winkel diese Korrelationen jedoch nie zu 100% erfüllen. Dies liegt zum einen an der begrenzten Winkelauflösung realer Detektoren und andererseits werden die Ejektile durch Kleinwinkelstreuung (multiple scattering) aus ihrer ursprünglichen Flugbahn abgelenkt.

Als eine Maß für die Abweichung der gemessenen Werte von der idealen Kinematik möchte ich bereits an dieser Stelle das sogenannte *kinematische Defizit* α einführen (vergl hierfür Abb. 3.2). Im Schwerpunktsystem der elastischen pp-Streuung sollten die

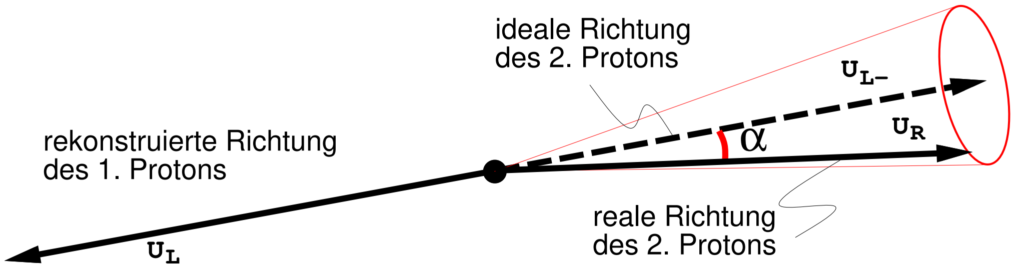


Abbildung 3.2: *Definition des kinematischen Defizits* α

Protonen idealerweise unter einem Winkel von 180° zueinander gestreut werden. Unter Bezug auf die rekonstruierte Flugrichtung $\vec{u}_L$ des linken Protons repräsentiert α den Öffnungswinkel zwischen der idealen $\vec{u}_{L-}$ und der tatsächlich gemessenen Flugrichtung $\vec{u}_R$ des rechten Protons.

$$\cos\alpha = - < \vec{u}_{L-} \cdot \vec{u}_R > \tag{3.1}$$

Für zwei elastisch gestreute Protonen sollte α den Wert Null annehmen. Hingegen erwartet man für inelastische Kanäle einen großen Wert – das α kann somit auch als Kriterium zur Untergrundabtrennung herangezogen werden.

3.1.3 Der EDDA-Detektor

Konzept und Segmentierung des EDDA-Detektors sind auf die im vorangehenden Abschnitt dargestellte Kinematik hin optimiert. Zwei zylindrische Hodoskope aus Plastikszintillatoren bestimmen unabhängig voneinander die jeweiligen Durchstoßpunkte der Ejektile. Sie sind strahlabwärts vom Wechselwirkungspunkt konzentrisch um das COSY-Strahlrohr angeordnet und decken ca. 85% [1] des Raumwinkels im Schwerpunktsystem der elastischen Proton-Proton-Streuung ab.

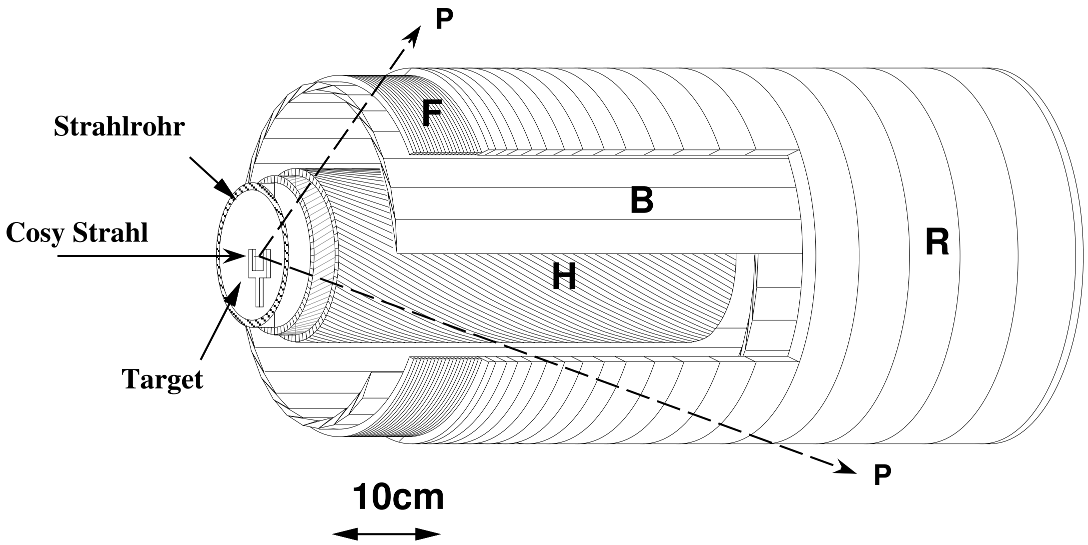


Abbildung 3.3: *Die sensitiven Komponenten des EDDA-Detktors in Schnittbild Darstellung. Es bezeichnen* R *: Halbring-,* B *: Stab- und* F *: Fiberringsegmente der Außenschale.* H*: Fiberhelix der Innenschale.*

In Abb. 3.3 ist die räumliche Anordnung der aktiven Detektorkomponenten dargestellt. Eine Vermessung von Impuls und/oder Energie der Ejektile ist mit dem EDDA-Detektor nicht möglich, jedoch aufgrund der signifikanten Kinematik auch nicht erforderlich.

Die Außenschale

Die historisch gesehen "ältere" Außenschale setzt sich zusammen aus einer Lage von 32 Stabelementen (**B**) mit nahezu dreieckförmigen Querschnitt, die der Bestimmung des Azimuthwinkels φ dienen. Sie sind parallel zum Strahlrohr ausgerichtet, wobei sich benachbarte Stäbe je zur Hälfte überlappen (vergl. Abb. 3.4 links). Das Auslesen der Stäbe erfolgt an beiden Seiten unter Verwendung von Photomultipliern. Die Stablage wird auf ihrer Aussenseite von zwei Halbschalen aus je 29 halbringförmigen Szintillatoren (**R**) eingeschlossen. Die Geometrie dieser Ringsegmente ist derart gewählt, daß

[1] gemittelt über alle Projektilenergien.

jeder Halbring ca. $\Delta\theta_{CM} \approx 5°$ im Polarwinkel überdeckt. Als Folge nimmt die Breite der einzelnen Segmente strahlaufwärts ab. Für die neun targetnächsten Ringe mußte aufgrund des resultierenden Platzmangels für Lichtleiter und Photomultiplier von der Fertigung aus massivem Szintillator Abstand genommen werden. Sie sind stattdessen in einer doppelten Lage aus $2 \cdot 36$ szintillierenden Fasern (**F**) hergestellt, die paarweise von 16-fach Multipliern ausgelesen werden.

Die überlappende Anordnung der Stabelemente garantiert, daß die gestreuten Ejektile mindestens zwei Stäbe durchqueren. Durch den Vergleich der Lichtmengen P_1, P_2 benachbarter Stäbe läßt sich die Winkelauflösung innerhalb des Überlappbereichs (auch als Elementarzelle bezeichnet) deutlich über das durch die Granularität vorgegebene Maß steigern. Der Quotient $Q = (P_1 - P_2)/(P_1 + P_2)$ variiert innerhalb der Elementarzelle in erster Näherung linear und wird herangezogen, um die azimuthale Auflösung von $\Delta\varphi = 11.25°$ auf $\Delta\varphi \approx 1.9°$ zu steigern.

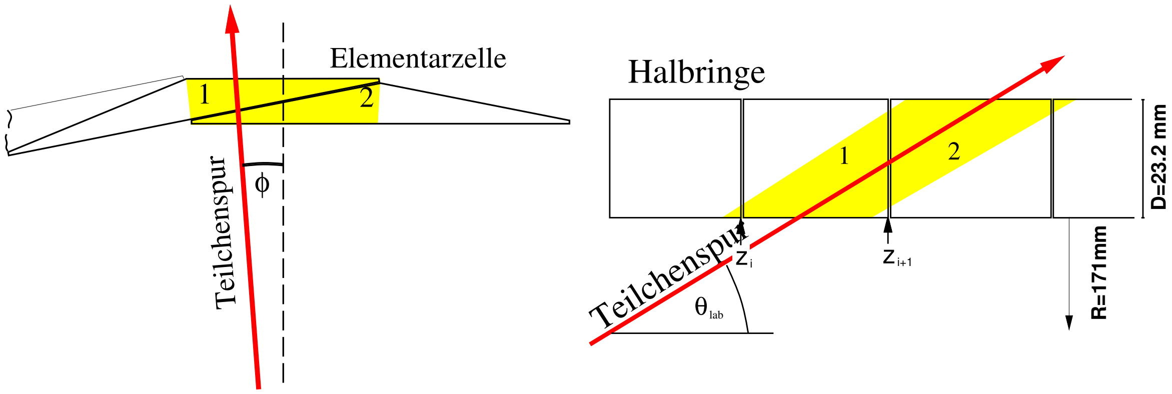


Abbildung 3.4: *Zur Veranschaulichung der Amplitudenteilung in Stab- und Halbringlage (nach [Wol96])*

Dieses als Amplitudenteilung bezeichnete Verfahren findet auch in der Ringlage bei der Bestimmung des Polarwinkels Anwendung, und erhöht dort die Auflösung auf $\Delta\theta_{CM} \approx 1°$. Eine ausführliche Beschreibung dieses Verfahrens sowie der exakten Algorithmen zur Winkelrekonstruktion sind in [Wel98] sowie [Die98] dargestellt.

Als Vorgriff auf die in Abschnitt 3.2 dargestellten Methoden der Datenanalyse möchte ich bereits an dieser Stelle den Begriff des *Clusters* einführen. Hierunter versteht man eine Gruppe benachbarter Detektorelemente – also entweder Stäbe oder Halbringe – die bei einem Event eine Signalantwort generiert haben.
Zur leichteren Klassifikation der Events werden diese Cluster in sogenannten Treffermustern, die in der Folge auch als *Pattern* bezeichnet werden, zusammengefaßt. Dabei werden in der Außenschale jeweils die Anzahl der Cluster in Stab-, rechter und linker Ringlage zum Pattern (Slr) kombiniert. Das Pattern (212) zeigt dementsprechend 2 Stab-, 1 linker sowie 2 rechte Ringcluster an.
Die elastische Streuung zweier Protonen erzeugt im EDDA-Detektor unter idealen Bedingungen immer die Signatur (211).

Es ist an dieser Stelle anzumerken, daß sämtliche Messungen zum differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mit CH_2-Fiber Targets und unter ausschließlicher Verwendung der Außenschale durchgeführt wurden.

Die Innenschale

Die Innenschale wurde nach Abschluß der Messungen zum spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt im Sommer 1996 in den EDDA-Detektor integriert[EDD99]. Sie liefert einen unabhängigen Satz von Durchstoßpunkten, die in Kombination mit den Treffern aus der Außenschale eine eventweise Rekonstruktion des Reaktionsvertex erlauben. Dies ist insbesondere für Messungen mit dem Atomstrahltarget (s.u.) von Bedeutung, da die Wechselwirkungszone hier - im Vergleich zu den Fibertargets - einen räumlich deutlich ausgedehnteren Bereich umfaßt. Die Innenschale besteht aus 4 La-

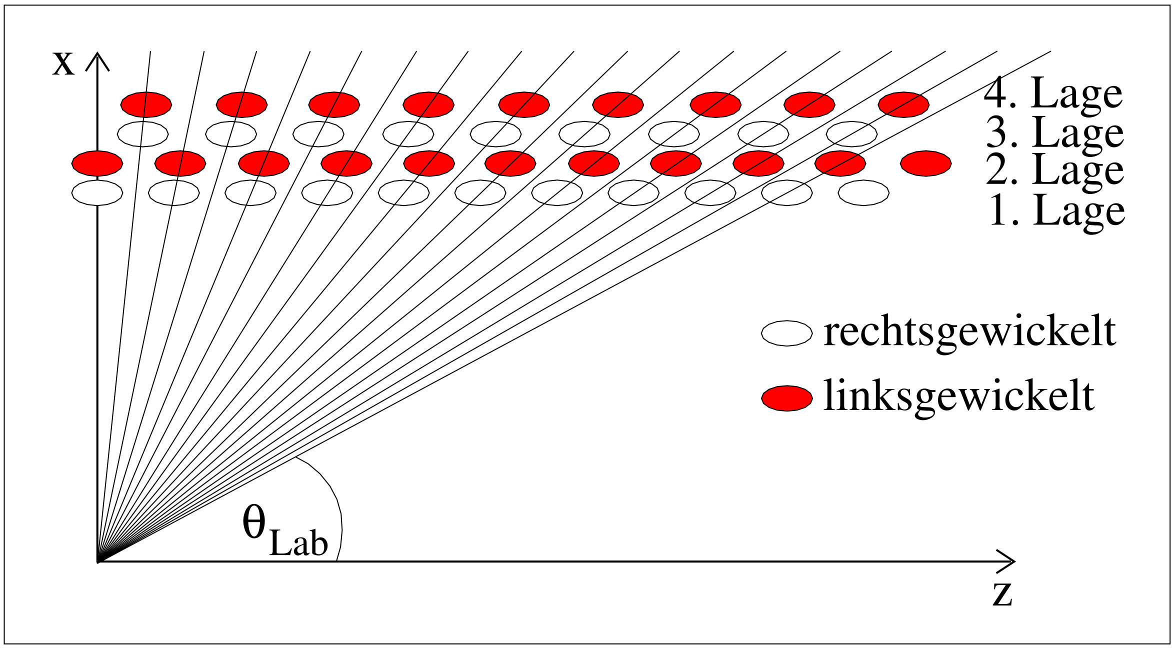


Abbildung 3.5: *Längsschnitt durch die Innenschale zur Veranschaulichung der optimierten Helixgeometrie [Zie98].*

gen zu je 160 szintillierenden Fasern, die helixförmig verlaufend auf Trägerrohren fixiert sind. Der Wicklungssinn der einzelnen Lagen ist alternierend rechts- und linkshändig. Dabei wurden die Fasern in den Lagen mit gleicher Helizität in ihrer Gesamtheit so positioniert, daß gestreute Protonen mindestens je eine Faser jeder Wicklungsrichtung treffen (optimierte Helixgeometrie [Wie94]– vergl. auch Abb. 3.5)
Jede Faser hat einen Durchmesser von 2.5mm und wickelt sich über einen Winkel von 170° im Azimuth ab. Die Länge der Fasern variiert mit der jeweiligen Faserlage zwischen 517.7mm und 585.9mm. Die digitale Auslese der Fasern erfolgt am strahlaufwärtigem Ende durch 16-fach Photomultiplier.

Das Atomstrahltarget

Im Frühsommer 1997 wurde das für die Messung der Polarisationsobservablen erforderliche Atomstrahltarget (ABT) am Targetplatz TP2 installiert[Alt98, Fel98]. Es liefert einen Strahl kernspinpolariserter H-Atome. Die Polarisation des Kernspins $\vec{I}$ ist – wie in Kapitel 2.2 beschrieben – bestimmt durch den Zusammenhang 3.2.

$$P_{m_I} = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} \tag{3.2}$$

Beim Wasserstoffatom kann der Protonenspin jedoch nicht mehr isoliert betrachtet werden – im feldfreien Zustand koppeln Kernspin $\vec{I}$ und der Hüllenspin $\vec{J}$ des Elektrons zum Gesamtspin $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$. Erst unter Einfluß eines hinreichend starken äußeren Magnetfeldes kann eine Entkopplung beider Spins herbeigeführt werden. Diese Wechselwirkung zwischen Kern- und Hüllenspin wird hier zur Präperation eines reinen Spinzustandes ausgenutzt.

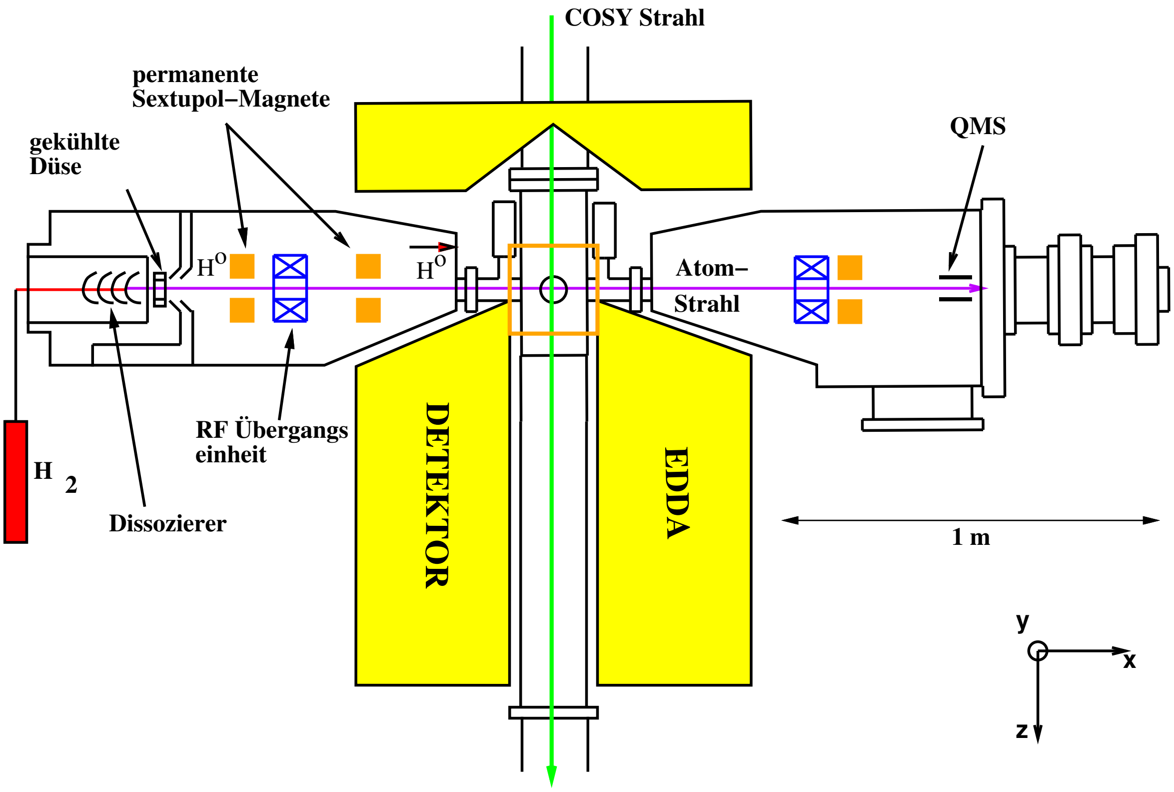


Abbildung 3.6: *Das Atomstrahltarget am Targetplatz TP2*

Abb. 3.6 gibt eine Vorstellung von der Anordnung und Aufbau des ABT am EDDA-Detektor. Zur Erzeugung des Atomstrahls wird gasförmiger, molekularer Wasserstoff von einem Hochfrequenzplasma in einzelne H-Atome dissoziiert, die dann durch eine ca. 30K kalte Düse mit Überschallgeschwindigkeit in Richtung der Targetregion austreten. Der bislang unpolarisierte Strahl gelangt darauf in eine erste Stern-Gerlach Sextupol-

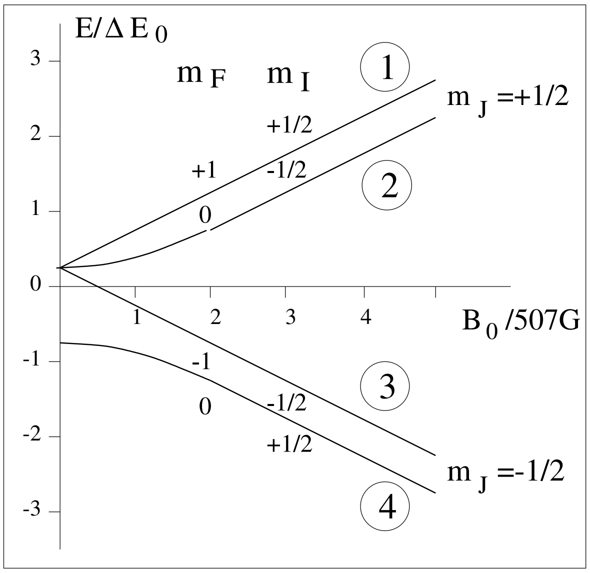


Abbildung 3.7: *Breit-Rabi Diagramm des Wasserstoff-Atoms. Mit zunehmender Stärke des eines äußeren Magnetfeldes spalten die Hyperfeinzusände weiter auf.*

Einheit. Hier kommt es unter dem Einfluß des Magnetfeldes erst zu einer Entkopplung von Kern- und Hüllenspin, worauf anschließend die Atome mit Hüllenspin $m_j = -1/2$ aussepariert werden. In der nachfolgenden Übergangseinheit wird dann eine Umbesetzung der Atome aus Zustand 2 in den unbesetzten Zustand 4 forciert. Eine zweite Stern-Gerlach Einheit lenkt nun wiederum alle Teilchen mit Hüllenspin $m_j = -1/2$ aus der Strahlachse heraus, so daß letzlich nur die Atome des Zustands 1 übrigbleiben und in die Wechselwirkungszone des COSY-Strahlrohres fokussiert werden.
Die gewünschte Ausrichtung des Kernspins in der Targetregion erfolgt dann durch magnetische Haltefelder, die von Spulen außerhalb des Strahlrohres erzeugt werden.
Auf der gegenüberliegenden Seite der Targetregion tritt der Strahl in den Beam-Dump ein. Ein Breit-Rabi-Polarimeter und ein Quadrupol-Massenspektrometer (QMS) erlauben die Bestimmung der Effizienz der Übergangseinheiten, die nahe bei 100% liegt.

Der so präperierte Atomstrahl hat in der Targetregion eine Breite von ≈12mm FWHM und verfügt über eine nutzbare Flächendichte von $1.5-1.7 \cdot 10^{11} cm^{-2}$. Die aus der Analyse bestimmte mittlere Polarisation beträgt bis zu 73% und im Peak sogar 90%. Detaillierte Untersuchungen zur Targetdichte und dem Polarisationsgrad können [Col99] entnommen werden.

Das Laser-Monitor-System

Eine zeitlich lückenlose Kontrolle und Protokollierung sämtlicher Auslesekanäle der Außenschale wird durch das Laser-Monitor-System (dargestellt in Abb. 3.8) ermöglicht [Lin96]. Hierzu nutzt man die Zeit zwischen zwei Beschleunigungszyklen, um mit Lichtpulsen, die in Form, Dauer und Wellenlänge denen des Szintillationslichtes aus physikalischen Streuereignissen identisch sind, das Antwortverhalten der Auslesekanäle zu überwachen. Abhängig vom jeweiligen Betriebsmodus des Beschleunigers steht hierfür typischerweise ein Zeitfenster von bis zu 2 s zur Verfügung (vergl. Abb. 3.9).

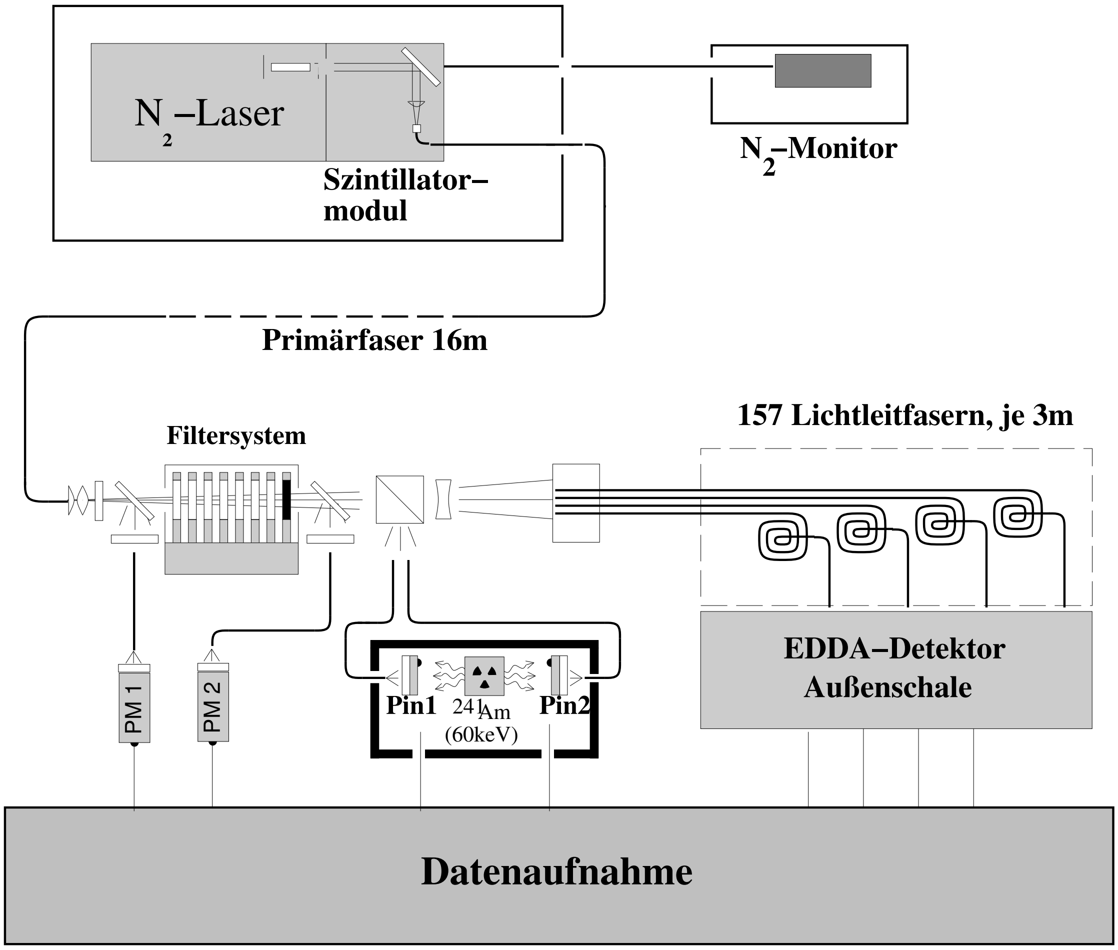


Abbildung 3.8: *Das Laser-Monitor-System für die Außenschale des EDDA-Detektors*

Als zentrale Lichtquelle kommt ein Stickstoff-Laser zum Einsatz, dessen UV Laserpulse wahlweise von einem Farbstofflaser-Modul oder aber einem hochpolierten Stück Plastikszintillator auf eine Wellenlänge von 425nm konvertiert werden. Über Lichtleiter werden die Lichtpulse an den Detektor herangeführt und mit einem Verteilersystem sowohl gleichmäßig wie auch gleichzeitig auf alle Photomultiplier verteilt [Gre95].
Durch ein vorgeschaltetes Filtersystem kann die Lichttransmission in 128 Einstellungen zwischen 1 und $1.6 \cdot 10^{-8}$ variiert und somit eine optimale Anpassung der Intensität erzielt werden. Insbesondere kann dadurch auch das Linearitäts-Verhalten der Ausleseelektronik überwacht und gegebenenfalls offline korrigiert werden.
Ein redundant ausgelegtes Referenzsystem [Mül95] aus Photomultipliern und PIN-Dioden sorgt dafür, daß das System auch eigene Fehlfunktionen detektieren kann. Neben den Intensitäten von N_2- und Farbstoff-Laser werden hierzu auch die Lichttransportwege zum Detektor sowie die Einstellung des Filtersystems überwacht. Die PIN-Dioden vermessen darüberhinaus noch die 59.54 keV γ-Strahlung einer integrierten ^{241}Am-Quelle, was die Bestimmung der relativen Verstärkungsfaktoren der Photomultiplier der Außenschale gestattet.

3.1.4 Online Datenakquisition

Im folgenden soll hier der generelle Ablauf der Messungen für die Analysierstärken dargestellt werden. Die Daten wurden im Verlaufe dreier Strahlzeiten (Jun.98, Nov.98 und Mai99) aufgenommen.

Messung während Strahlbe- und -entschleunigung

Als internes Experiment kann EDDA die besondere Strahlqualität des Beschleunigers für sich nutzen, indem es den umlaufenden Protonenstrahl bereits während der Be- und Entschleunigungsphase für die Messung einsetzt. Dadurch können mit jedem Injekti-

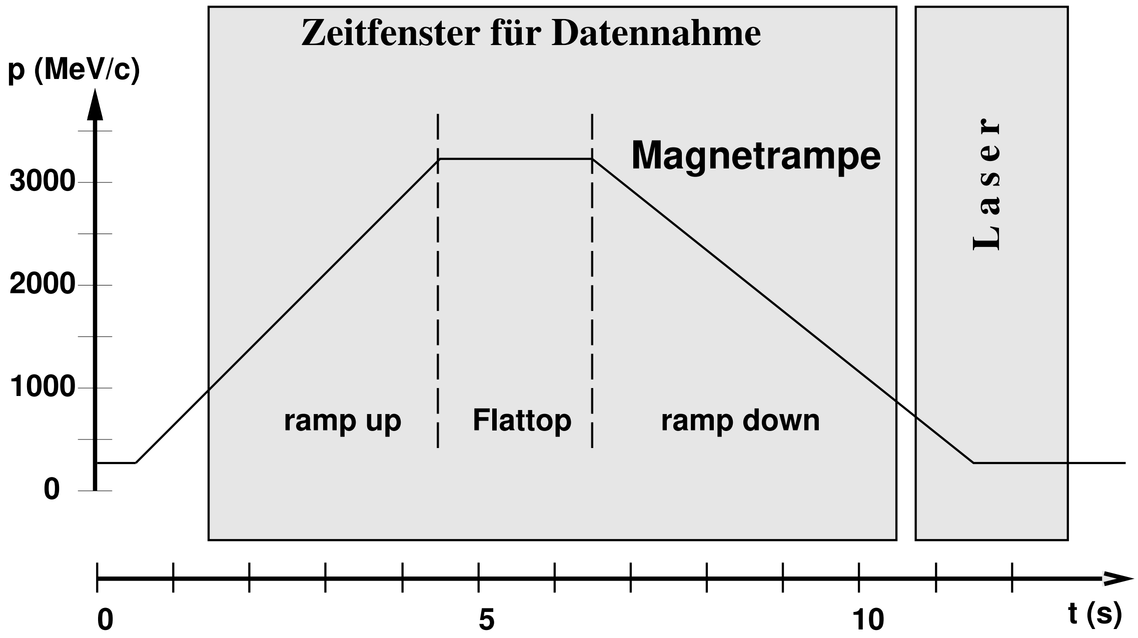


Abbildung 3.9: *Schematische Darstellung eines Injektionszyklusses. Die grau unterlegten Bereiche kennzeichnen die Zeitfenster, in denen die Datenaufnahme aktiv ist.*

onszyklus zwei komplette Anregungsfunktionen vermessen werden. Dieses auch als Multi-Pass-Technique bezeichnete Verfahren reduziert systematische Fehler wie z.B. temporär auftretende Variationen der experimentellen Parameter und Randbedingungen. Die Mittelung über alle aufgenommen Meßzyklen sorgt dann für eine hohe statistische Genauigkeit der gemessenen Observablen.
Abb. 3.9 zeigt eine schematische Darstellung eines Meßzyklus. Die durchgezogene Kurve ist proportional zum Strom in den Dipolmagneten des COSY-Beschleunigers, und damit letztlich zum Impuls der zirkulierenden Protonen.
Für aufeinanderfolgende Zyklen wird darüberhinaus die Polarisation der Targetprotonen durch Wechsel des Haltefeldes von +x auf -x, +y, -y weitergeschaltet, was für die Datenanalyse die Anwendung des sog. Proper-Flip [Ohl73] zur Beseitigung falscher Asymmetrien erlaubt (s.u.)

Trigger-Konfiguration

An erster Stelle der Datenselektion steht der Hardware-Trigger, der ein Event bereits im Rahmen der Detektorgranularität auf die Kinematik der elastischen pp-Streuung testet.
Der sog. *koplanare Trigger* [Sch91] prüft, ob zu einem Stabelement der Außenschale das ihm gegenüberliegende getroffen wurden.

Das Erfüllen der *kinematischen Korrelation* (vergl.Kap. 3.1.2) kann prinzipiell auch überprüft und als zusätzliches Kriterium herangezogen werden. Dafür stehen Programmierbare Logikmodule (PLU's) zur Verfügung, die mit Vorhersagetabellen über die korrelierten Ringelemente der linken und rechten Detektorhalbschale geladen werden können.

Für die Messungen zur Analysierstärke wurde allerdings ausschließlich der koplanare Trigger eingesetzt. Die ausgedehnte Wechselwirkungszone des Atomstrahltargets sowie die Impulsabhängigkeit der Korrelationen erforderte eine derart großzügige Gestaltung der Vorhersagetabellen der PLU's, daß eine signifikante Selektion der Events ohnehin nicht mehr möglich gewesen wäre.

Datenaufnahmesystem

Die weitere elektronische Verarbeitung der Detektor-Signale geschieht mit Hilfe konventioneller NIM- und CAMAC-Moduleinheiten. Ausgelesen werden im EDDA-Experiment neben den Pulshöhen der Außenschale (2x32 Stäbe, 2x29 Halbringe) auch die Differenz der Signallaufzeiten zwischen der vorderen und der hinteren Stabauslese.

Die 640 Kanäle der Innenschale werden von dem PCOS III System der Fa. LeCroy ausgelesen. Es führt bereits eine eigenständige Datenreduktion durch, indem es der Datenaufnahme nur die Nummern der getroffenen Fasern übermittelt. Pulshöheninformationen, wie bei der Ausßenschale, werden gar nicht bereitgestellt.

Kontrolle und Steuerung der Datenaufnahme unterliegt einem VME-Bus basierten Meßrechner, der die digitalisierten Daten ausließt, strukturiert und das Event anschließend auf DAT-Magnetbändern archiviert. Als Hardware-Plattform wird hierfür eine ELTEC Eurocom E6 unter dem Echtzeitbetriebssystem OS/9 eingesetzt. Als Datenaufnahmesystem kommt eine modifizierte Version des an der GSI entwickelten TDAS-Paketes zum Einsatz [Sch94].

3.2 Offline Datenselektion und -analyse

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über die Analyse der aufgenommenen Daten gegeben werden. Neben der Analyse Software und ihren zentralen Bestandteilen sollen die angewendeten Schnitte auf die Rohdaten vorgestellt und motiviert werden.
Den Abschluß bildet dann die Darstellung des Verfahrens zur Bestimmung der Analysierstärke.

3.2.1 YODA als zentrales Analyse-Instrument

Die Analyse der auf Band geschriebenen Roh-Daten erfolgt weitestgehend mit dem Programm YODA [2], das ursprünglich an der Universität Bonn entwickelt und vollständig in der Programmiersprache C++ implementiert wurde [Sch96]. Inzwischen wird dieses Programmpaket von der gesamten EDDA-Kollaboration genutzt und weiterentwickelt.

YODA liest und strukturiert die gespeicherten Rohdaten, und stellt sie dem Anwender für die weitere Analyse zur Verfügung. Darüberhinaus enthält das Programm aber auch bereits einige eincompilierte Analyse-Routinen, die der Nutzer auf Wunsch für seine eigenen Untersuchungen hinzuziehen kann. Diese sog. *HardCallBacks* führen dabei Standard-Prozeduren aus, die sich als zuverlässig und stabil bzw. unverzichtbar im Gefüge der weiteren Analyse erwiesen haben. So wird beispielsweise das Auffinden potentieller Durchstoßpunkte in Innen- und Außenschale sowie die anschließende Winkelrekonstruktion bereits komplett von YODA erledigt.
Die Ergebnisse der HardCallBacks stehen dem Anwender dann wieder für die eigene Weiterverarbeitung zur Verfügung.
Der Anwender hat nun die Möglichkeit, die Datenanalyse über sogenannte HOC-Programme (auch als SoftCallBacks bezeichnet) gezielt zu steuern und individuellen Kriterien anzupassen. Die Grundlage hierfür liefert ein im YODA integrierter Interpreter, der die HOC-Scripte zur Laufzeit einliest, übersetzt und ausführt. Die Syntax der HOC-Sprache ist an die der Programmiersprache C angelehnt und verfügt über zusätzliche Sprachelemente, die den speziellen Anforderungen der Datenanalyse in der Teilchenphysik Rechnung tragen.

Der große Vorteil eines solchen Ansatzes ist das hohe Maß an Flexibilität, das es gestattet, sehr schnell und einfach die Kriterien der Analyse neu zu definieren.

An dieser Stelle möchte ich einen kurzen Überblick über zentralen Aufgaben der wichtigen HardCallBacks geben.

- **HelixCluster** durchsucht die Innenschale nach Treffern in benachbarten Fasern und registriert die Kreuzungspunkte links- und rechtsgewickelter Fasern als potentielle Durchstoßpunkte.

- **ClusterSearch** sucht in Stäben und Halbringen der Außenschale nach Treffern in benachbarten Elementen und gruppiert sie zu sog. Clustern.

- **ClusterMatch** kombiniert die Cluster der Stab- und Ringschale zu Durchstoßpunkten und bildet unter Berücksichtigung der Kinematik die wahrscheinlichste Kombination.

- **FindTracks** greift auf die Ergebnisse von HelixCluster und ClusterMatch zurück und führt eine geometrische Rekonstruktion der Vertexkoordinaten durch.

[2] Yet another Online Data Analyzer

- **VertexFit** letztlich versucht die Ergebnisse aller anderen HardCallBacks zu kombinieren. Deren Ergebnisse werden im Rahmen ihrer Fehler durch einen kinematischen Fit bestmöglich an die Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung angepaßt.

Wegen ihrer zentralen Bedeutung für die Vertex-Rekonstruktion sollen die beiden letztgenannten HardCallBacks im nächsten Abschnitt etwas vertieft vorgestellt werden.

Das Event-Display als visuelle Hilfe

Als visuelle Hilfe für die Datenauswertung bzw. für die Entwicklung von Analyse-Werkzeugen habe ich das YODA um das sog. Event-Display erweitert. Hierbei handelt es sich um ein in der Script-Sprache Tcl/Tk implementierte Visualisierung des EDDA-Detektors. Es stellt die einzelnen Komponenten der Außenschale in der $\Phi - \theta$ - Ebene des Labor-Systems aus Sicht des Projektils dar. Die von den Ejektilen getroffenen Detektorelemente werden dabei proportional zu der erzeugten Lichtmenge eingefärbt.

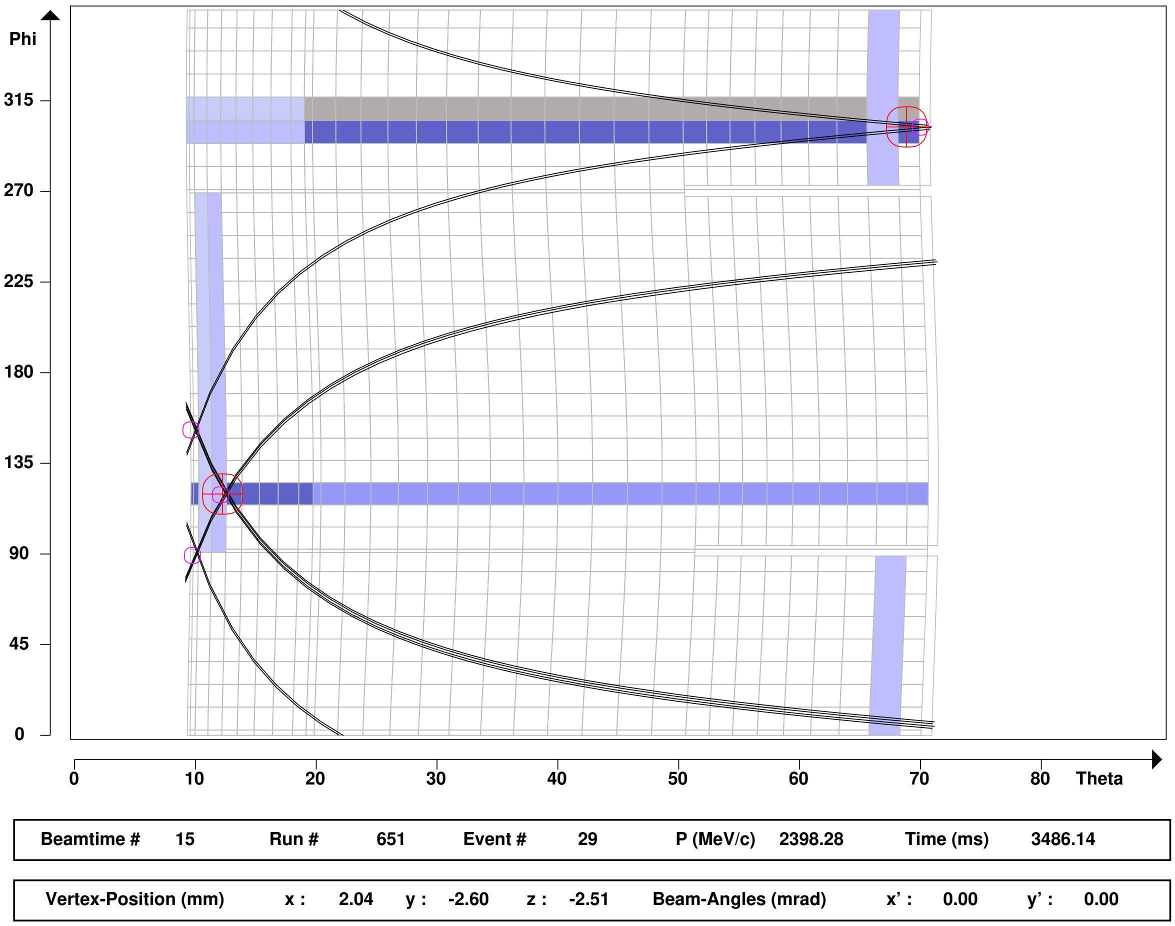


Abbildung 3.10: *Visualisierung eines "idealen" (211)–Events mit dem Event-Display.*

Zusätzlich werden die als getroffen markierten Fibern der Helix-Lagen eingeblendet. In Abbildung 3.10 ist die Darstellung eines idealen Events in dem Event Display zu sehen.
Das Event-Display liefert – neben der optischen Kontrolle der Rekonstruktion – wertvolle Erkenntnisse für die Auswertung von Ereignissklassen, die nicht oder nur unzureichend durch die existierenden Analyse-Prozeduren erfaßt und rekonstruiert werden können. Insbesondere half die gleichzeitige Visualisierung von Trefferinformationen aus Innen- und Außenschale bei der Entwicklung derjenigen Analyse-Tools, in denen beide Informationsquellen miteinander kombiniert werden.

3.2.2 Die Vertexrekonstruktion

Die eventweise Rekonstruktion des Reaktionsvertex ist mit der Einführung des Atomstrahltargets zu einem ebenso wichtigen wie sensitiven Bestandteil der Analyse geworden. Ungenauigkeiten gehen direkt in die auf dem Vertex basierenden Winkelrekonstruktion ein.
An dieser Stelle möchte ich daher auf die Methoden und das Vorgehen zur Vertexrekonstruktion eingehen. Die beiden zentralen Hilfsmittel, sind die beiden HardCallBacks FindTracks und VertexFit, die oben bereits erwähnt wurden.

FINDTRACKS

Der FindTracks-Hardcallback wählt einen geometrischen Ansatz zur Rekonstruktion der Vertexposition. Hierzu werden jeweils Durchstoßpunkte von Innen- und Außenschale durch eine Gerade miteinander verbunden. Diese Trajektorien werden paarweise kombiniert und jeweils Position und Betrag des Abstandes am Ort der größten Annäherung bestimmt. Unterschreitet der Abstand einen vorgegebenen Maximalwert, so wird das entsprechende Paar als Kandidat zur Bestimmung der Vertexposition in Betracht gezogen. Die Vertexposition wird dann in die geometrische Mitte gesetzt und anschließend die Winkelrekonstruktion für den so bestimmten Vertex durchgeführt.
Ergeben sich bei einem einzelnen Ereignis mehrere Paare geeigneter Trajektorien, so wird das in Kap. 3.1.2 eingeführte kinematische Defizit α als Entscheidungs-Kriterium herangezogen, und das Kandidaten Paar mit dem kleinsten α ausgewählt.

VERTEXFIT

Einen anderen Zugang zur Bestimmung des Vertex wählt der von E.Weise [Wei00] entwickelte Hardcallback VertexFit. Mit einem kinematischen Fit wird unter Berücksichtigung geometrischer und kinematischer Randbedingungen versucht, zwei von einem Punkt ausgehende Geraden an die Durchstoßpunkte in Innen- und Außenschale $\vec{D}_{IS_{1,2}}, \vec{D}_{AS_{1,2}}$ zu fitten. Neben den Koordinaten des Vertex werden dadurch auch die Streuwinkel $\phi_{1,2}, \Theta_{1,2}$ beider Teilchen festgelegt. Für jedes der beiden Ejektile sollten die Winkel an den Durchstoßpunkten in Innen- und Außenschale zwangsläufig identisch sein.

Allein durch die geometrischen Randbedingungen wird schon ein Satz aus 12 gekoppelten Gleichungen definiert.

$$\underbrace{\begin{pmatrix} R_{IS,AS}\cos\varphi_{1,2} \\ R_{IS,AS}\sin\varphi_{1,2} \\ z_{IS,AS_{1,2}} \end{pmatrix}}_{\vec{D}_{IS_{1,2}}\text{bzw.}\vec{D}_{AS_{1,2}}} = \underbrace{\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix}}_{\text{Vertex}} - \underbrace{\vec{I}}_{\text{IS-Versatz}} + \lambda \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \cos\phi_{1,2} \\ \sin\phi_{1,2} \\ \cot\Theta_{1,2} \end{pmatrix}}_{\vec{u}_L\text{bzw.}\vec{u}_R} \tag{3.3}$$

Hier bezeichnen $R_{IS,AS}$ den Radius von Innen- bzw. Außenschale und $z_{IS,AS}$ die entsprechende z-Koordinate des Durchstoßpunktes. Der Versatz der Innenschale $\vec{I}$ gegen die Sollposition wird natürlich nur bei der Betrachtung von $\vec{D}_{IS_{1,2}}$ berücksichtigt. Zwei weitere Bedingung ergeben sich aus der bekannten Kinematik der pp-Streuung.

$$180 = |\phi_1 - \phi_2| \tag{3.4}$$

$$180 = \Theta_{CM1} + \Theta_{CM2} \tag{3.5}$$

Dabei kann der "Zwang", der von diesen Randbedingungen ausgeht, stufenlos variiert werden, so daß dem Fit im Extremfall die ideale Kinematik aufgezwungen werden kann.

Der n-dim. Vektor $\vec{x} = (v_x, v_y, v_z, \phi_1, \Theta_1, \phi_2, \Theta_2)$ der freien Parameter wird nun unter Beachtung der Randbedingungen so angepaßt, daß er einen Satz von N ($N > n$!) experimentell gemessenen Größen M_k bestmöglichst beschreiben kann. Formal wird dies durch eine $\chi^2(\vec{x})$ Minimierung erreicht,

$$\chi^2(\vec{x}) = \sum_{k=1}^{N} \frac{1}{\sigma_k^2}(M_k - g_k(\vec{x}))^2 \tag{3.6}$$

in der die $g_k(\vec{x})$ einen funktionalen Zusammenhang zwischen den Observablen M_K und den Fitparametern $\vec{x}$ herstellen. Die Lösung dieses Minimierungsproblems erfolgt durch iteratives Lösen des Gleichungssystems

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial x_i} = 0 = f_i(\vec{x}) = \sum_{k=1}^{N} \frac{2}{\sigma_k^2}(M_k - g_k(\vec{x}))\frac{\partial g_k(\vec{x})}{\partial x_i} \qquad i = 1, \cdots, 7 \tag{3.7}$$

Als Startvektor $\vec{x}_0$ für die iterative Suche werden die Ergebnisse aus dem HardCallBack FindTracks angesetzt.

Der Fit zwingt nun die Parameter auf die kinematische Signatur der elastischen pp-Streuung. Eine anschließende Betrachtung des kinematischen Defizits α liefert demzufolge auch keine sinnvolle Information über die Elastizität des Ereignisses mehr.
Stattdessen kann nun der resultierende Wert des χ^2 für die Beurteilung des Events herangezogen werden.

In seiner derzeitigen Form berücksichtigt der kinematische Fit allerdings noch nicht die Möglichkeit eines verkippten COSY-Strahl oder einer verkippten Innenschale. Eine diesbezügliche Erweiterung befindet sich jedoch bereits in der Entwicklung.

3.2.3 Untergrund Reduktion

Neben dem elastischen Kanal öffnen sich mit zunehmender Projektilenerie natürlich auch verstärkt die inelastischen Kanäle der pp-Streuung. Deren Anteil beträgt bei der Maximalenergie von COSY bereits deutlich über 50% [Fla84]!
Hinzu kommen Sekundärreaktionen in Strahlrohr und Detektormaterial, die zusätzliche Treffer in den sensitiven Elementen des Detektors erzeugen können.

Da der EDDA-Detektor selber keine Möglichkeit zur Identifikation der Ejektile bereitstellt, muß die saubere Abtrennung dieser Untergrundereignisse, sofern sie denn den Hardware-Trigger passieren, durch die anschließende Software-Analyse gewährleistet werden. Hierbei ist aber insbesondere die Bewertung der ergriffenen Maßnahmen schwierig, da man hierfür auf Simulationsrechnungen zurückgreifen muß.
An dieser Stelle möchte ich nachfolgend nur die verschiedenen Schnitte auf die Rohdaten darstellen und motivieren. Eine auf Simulationsrechnungen basierende Untersuchung, ob und in welchem Umfange diese Maßnahmen die Untergrundereignisse reduzieren, werde ich dann in Kapitel 4.3 vorstellen.

Ausgewählte Cluster-Multiplizitäten (Pattern)

Die freiwillige Beschränkung auf Events mit ausgwählten Pattern ist ein bewährter Ansatz, der bereits bei der Analyse der spingemittelten $\frac{d\sigma}{d\Omega}$-Daten zur Reduktion des Untergrundes angewendet wurde. Dort wurde die Analyse auf jene 8 Pattern eingeschränkt, in denen sich 99% der elastischen Ereignisse befanden [Wel98].

Unter optimalen Bedingungen erzeugt ein elastisches Ereignis in der Außenschale – mit Ausnahme der Überlappregion der festen Halbringe – immer die Signatur (211). Dabei kann per Simulation zweifelsfrei belegt werden, daß Außenschalen-Pattern höherer Multiplizität eine nahezu ausschließliche Folge von

- inelastischen Kanälen der pp-Streuung
- hadronischen Reaktion im Detektormaterial

darstellen. Erstere sind prinzipiell unerwünscht, da es sich hierbei um nicht betrachtete Reaktionen handelt. Letztere zerstören die Kinematik der elastischen Streuung und erschweren – oder verhindern sogar – die korrekte Rekonstruktion von Vertex und/oder Streuwinkel.
Mit der Integration der Innenschale in den Detektor steht ein zusätzliches Pattern-Kriterium zur Verfügung. Die Anzahl der rekonstruierten Durchstoßpunkte wird fortan auch als Innenschalen-Pattern bezeichnet. Elastische Events erzeugen hier typischerweise nur die Pattern 2, 3 und 4. Auch in diesem Fall deuten größere Werte auf inelastische und hadronische Reaktionen hin.

Der Unterdrückung von Events, die Sekundärreaktionen hervorgerufen haben, kommt nun durch den Einsatz des Atomstrahltargets, insbesondere wegen der nachfolgenden

Vertexrekonstruktion, eine erhöhte Bedeutung zu. Im Gegensatz zu den Messungen mit Fädchentargets sind y- und z-Koordinate der Vertex-Position keine Konstanten mehr.
In Anbetracht dessen, daß die Analysiersärke keinen Wirkungsquerschnitt sondern eine Spinobservable darstellt, kann der Schwerpunkt in der Analyse jedoch relativ gefahrlos auf die Beseitigung störender Untergrundeffekte gelegt werden.
Daher wurde beschlossen in der weiteren Analyse des EDDA-Experimentes ausschließlich das Außenschalen-Pattern (211) zu berücksichtigen. Im Fall der Innenschale kann ein Übersprechen zwischen einzelnen Kanälen der zur Auslese eingesetzten 16-fach Photomultiplier nicht immer ausgeschlossen werden, so daß hier ein großzügigerer Schnitt angestrebt wird. Andererseits rufen gerade in der Innenschale noch vereinzelte Elektronen aus der ep-Streuung zusätzliche Treffer hervor, die in Koinzidenz mit einem elastischen Streuereignis die Rekonstruktion stören. Im Zuge einer Kompromißfindung wurde die maximal zulässige Innenschalen Multiplizität auf 9 festgelegt.

Tabelle 3.1 zeigt die prozentuale Häufigkeit der Außen- und Innenschalen Pattern experimenteller Daten. Diese Ergebnisse basieren auf der Analyse einer Datenmenge von

AS-Pattern	%	IS-Pattern	%
211	96.5	4	80.3
212	1.2	6	14.2
221	0.9	8	1.6
311	0.4	9	1.3
312	0.3	5	1.0
321	0.3	12	0.5
222	0.1	7	0.4
$\sum$	99.7	$\sum$	99.3

Tabelle 3.1: *Relative Häufigkeit der Pattern in Außen- und Innenschale referenziert auf alle von der Analyse akzeptierten Events (d.h. nach allen Schnitten).*

ca. 30 Runs aus der Strahlzeit vom November 1998. Dabei handelte es sich um Messungen während der Strahlbeschleunigung (ohne Flattop), so daß die Ergebnisse über das Impulsintervall 1000-3300MeV/c integriert sind.
Der hier vorgestellte Pattern-Cut verwirft demnach 3.5% der Ereignisse, die nach dem bisherigen Analyse-Verfahren akzeptiert worden wären.

In Kapitel 4.3 werde ich Simulationsuntersuchungen über den Einfluß des Pattern-Cuts auf die inelastischen Kanäle vorstellen.
Aufgabe der nachfolgend vorgestellten Verfahren ist es nun, die unter dem Deckmantel des Patterns (211) in der Analyse verbliebenen inelastischen und hadronischen Reaktionen auf ein Minimum zu reduzieren.

Z-Cut

Prinzipiell wird man die Vertexposition in jenem Raumbereich erwarten, wo ein geometrischer Überlapp von Projektil- und Targetstrahl gegeben ist. Die x- und y-Position des Vertex werden weitestgehend durch Lage und Profil des zirkulierenden COSY-Strahles festgelegt. Von beiden Strahlparametern ist bekannt [Roh95], daß sie sich impulsabhängig verändern und sich der Vertexschwerpunkt in der x-y-Ebene dementsprechend verlagert.

Hingegen sollte der ortsfest installierte Target-Atomstrahl die Verteilung des z-Vertex

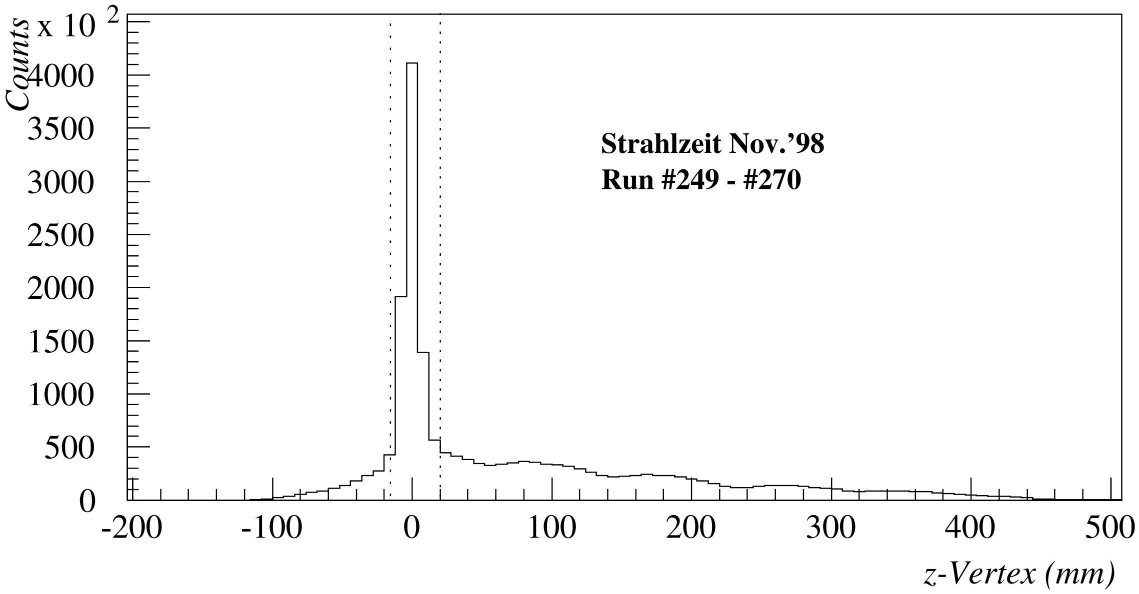


Abbildung 3.11: *Die gemessene Verteilung des z-Vertex in der Strahlzeit Nov.1998. Nur der Bereich zwischen den senkrechten Linien wird im weiteren Verlauf der Analyse berücksichtigt.*

definieren. Entsprechend erwartet man für den z-Vertex eine gaußförmige Verteilung um den Einschußort bei $z = 0$. Abb. 3.11 zeigt die experimentell gemessene Verteilung des z-Vertex. Man erkennt, daß der erwartete Peak an der Wechselwirkungszone auf einem breiten, asymmetrischen Untergrund aufsitzt.

Untersucht man daraufin die Target-Polarisation als Funktion der z-Vertex-Koordinate, so zeigt sich, daß außerhalb der Targetregion die Streuung im wesentlichen an unpolarisierten Protonen erfolgen muß. Es liegt daher nahe, Events mit Vertizes außerhalb des prognostizierten Überlappbereiches nicht in der Analyse zu berücksichtigen. Die genaue Bestimmung der z-Werte bei denen der Schnitt erfolgt, geschieht durch die Betrachtung der Güte $G = N \cdot P^2$, die das Produkt aus dem Quadrat der Polarisation P und der Zählrate N ist. Dieses Verfahren wird im Detail bei [Col99] beschrieben. Für die Analyse der in dieser Arbeit diskutierten Daten wurde ein Bereich von $-15mm \leq z \leq 20mm$ berücksichtigt.

Die genaue Herkunft dieser breiten Untergrund-Verteilung ist noch nicht im Detail geklärt und bedarf weiterführender Untersuchungen. Ein wesentlicher Beitrag wird jedoch vom diffusen Untergrundgas herrühren, das neben unpolarisierten H-Atomen auch aus, durch Rekombination entstandenen, H_2-Molekülen besteht.

Die asymmetrische Verteilung des Untergrundes kann jedoch auf die abnehmende Akzeptanz des Detektors für negative z-Vertex-Positionen zurückgeführt werden.

Schnitt auf das Kinematische Defizit α (FindTracks)

Eine Beurteilung des Events auf seine elastische Signatur hin wird erstmals durch den HardCallBack FindTracks möglich, der basierend auf seiner Vertex- und Winkelrekonstruktion das kinematische Defizit α berechnet. Simulationen verdeutlichen die Möglichkeit, das α zur Untergrundabtrennung heranzuziehen.

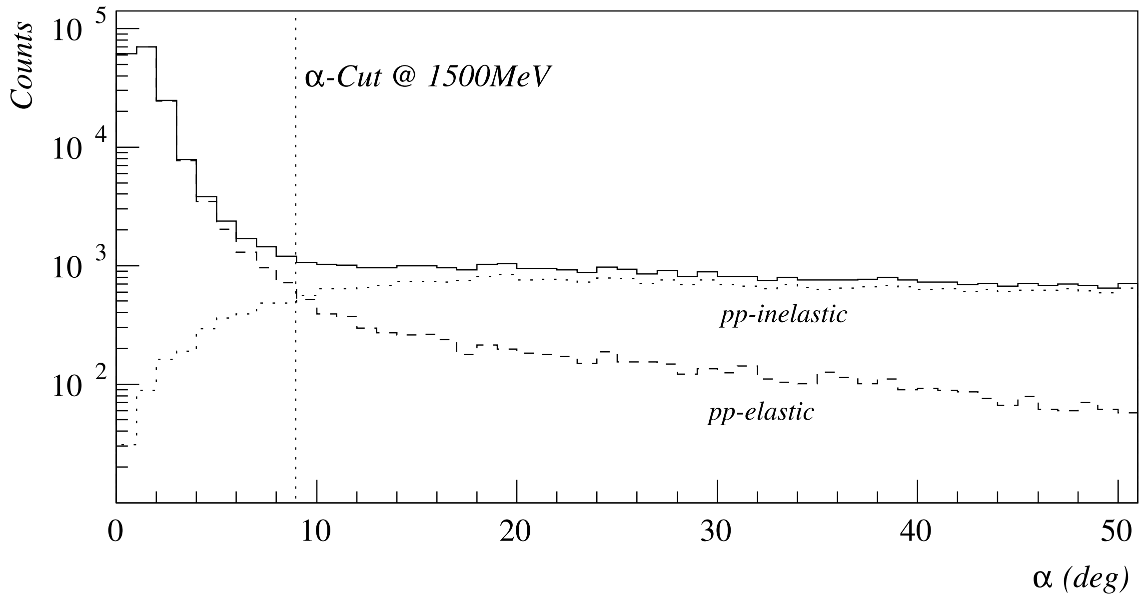


Abbildung 3.12: *Simulierte Verteilung des kinematischen Defizits α für eine Projektilenergie von 1500MeV. Neben den Inelastischen Kanälen sind auch Sekundärreaktionen sowie Kleinwinkelstreuung im Detektor berücksichtigt.*

Abbildung 3.12 zeigt eine simulierte Alpha-Verteilung bei 1500MeV, in der die einzelnen Beiträge aus elastischen und inelastischen Events aufgeschlüsselt sind. Die Schwerpunkte beider Teilverteilungen sind deutlich verschieden, so daß durch Einführung eines maximalen Grenzwertes für Alpha ein großer Teil des inelastischen Untergrundes wegfallen würde. Eine 100%-ige Abtrennung des inelastischen Anteils über einen Alpha-Cut ist jedoch offensichtlich nicht möglich. Hinzu kommt, daß Form und inelastischer Anteil der Alpha-Verteilung mit der Projektilenergie variiert. Mit zunehmendem Impuls nimmt die Breite des elastischen Peaks ab. Statt eines fixen Wertes für das maximale Alpha wurde daher ein dynamischer Cut eingeführt.

$$\alpha_{max} = 12.66 - 1.66 \cdot p[GeV/c] \tag{3.8}$$

Der angegebene Zusammenhang definiert das Niveau, bei dem 99% der elastischen Events in der Analyse verbleiben. Die experimentelle Bestimmung wurde aus Messungen mit C- und CH_2-Fibertargets von A. Wellinghausen [Wel98] durchgeführt und kann problemlos auf die Messungen mit dem Atomstrahltarget übertragen werden.

Schnitt auf auf χ^2 (VERTEXFIT)

Mit dem χ^2 als Ergebnis der kinematischen Anpassung im HardCallBack VERTEXFIT steht ein weiteres, unabhängiges Mittel zum Test auf die Elastizität des Events zur Verfügung. Ähnlich wie beim kinematischen Defizit α sollten inelastische Events durch einen großen Wert charakterisiert werden. Abb. 3.13 zeigt wiederum das Ergebnis einer χ^2-Verteilung aus einer Simulation bei 1500MeV.
Wie im Fall des kinematischen Defizits, variiert auch bei der χ^2-Verteilung Form und Aussehen mit zunehmender Projektilenergie. In Analogie zum dynamischen α-Cut

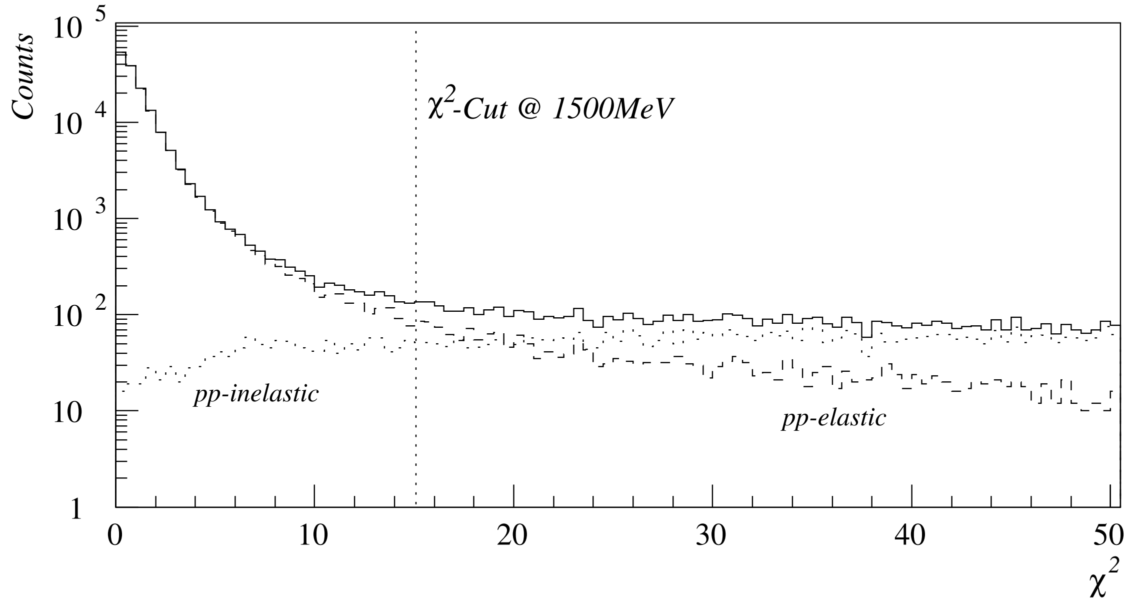


Abbildung 3.13: *Simulierte χ^2-Verteilung bei einer Projektilenergie von 1500MeV. Die durchgezogene Kurve stellt die Summe der angegebenen Beiträge dar.*

wird daher auch der χ^2-Cut impulsabhängig definiert und auf das 99%-Niveau gesetzt.

$$\chi^2_{max} = 28 - 5.5 \cdot 10^{-3} \cdot p[MeV/c] \tag{3.9}$$

Generell läßt sich sagen, daß das χ^2 eine schärfere Bedingung an die Elastizität als das Alpha darstellt. In Kapitel 4.3 werde ich darlegen, daß mindestens 10% aller inelastischen Events, die den Alpha-Cut noch überleben, hier aussortiert werden !

Fuzzy-Cut

Ein weiteres Werkzeug zur Untergrund-Unterdrückung wird derzeit an der Universität Bonn von M.Busch [Bus00] entwickelt. Ein an der Fuzzy-Logik orientierter Ansatz soll letztlich eine eventweise Klassifizierung des Ereignisses ermöglichen.

3.2.4 Bestimmung der Analysierstärke

In Abschnitt 2.6 habe ich aufgezeigt, wie man die Analysierstärke bei bekannter M- bzw. S-Matrix aus den Matrixelementen berechnen kann. Im EDDA-Experiment geht es jedoch darum, den ungekehrten Sachverhalt zu lösen und das Aussehen der Streumatrix aus den Observablen zu bestimmen.
Für die experimentelle Bestimmung der Analysierstärke hilft es aber, sich den differentiellen Wirkungsquerschnitt genauer anzusehen. In der Saclay-Notation ergibt sich unter Berücksichtigung aller dem EDDA-Experiment zugänglichen Observablen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{pol} \Big/ \frac{d\sigma}{d\Omega}_{unpol} = 1 + \sum_i A_{00n0} P_{B_i} + \sum_i A_{000n} P_{T_i} + \sum_{i,j} A_{00ij} P_{B_i} P_{T_j} \tag{3.10}$$

Hierbei bezeichnen $P_{B,T}$ die Polarisation des Strahls bzw. Targets. Die Überführung

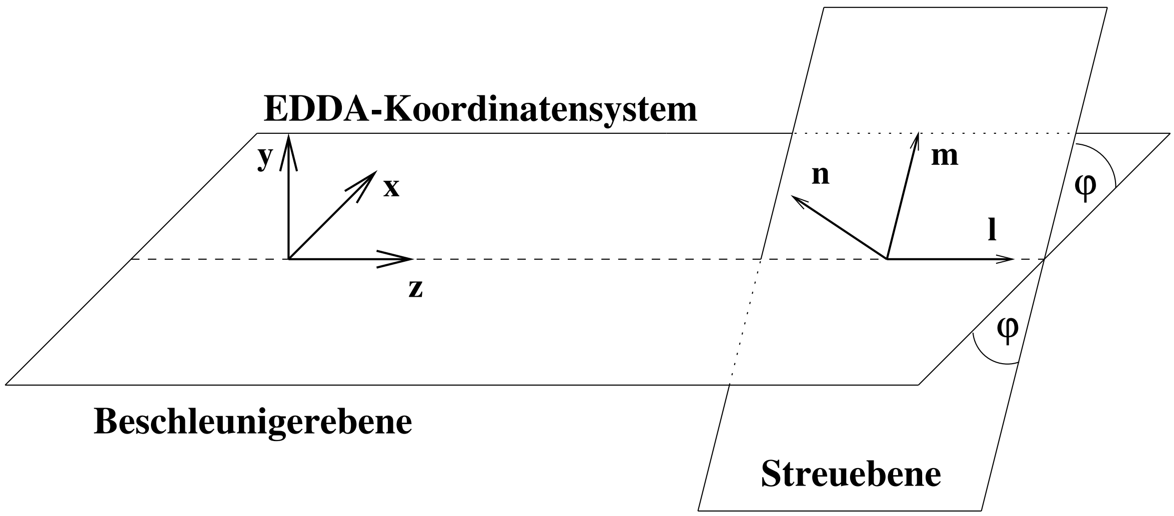


Abbildung 3.14: *Schematische Darstellung der relativen Lage der Streuebene zum EDDA-Koordinatensystem*

dieses Ausdrucks in das ortsfeste Laborsystem am EDDA-Detektor geschieht durch eine Drehung um die z-Achse. Streuebene und x-Achse des EDDA-Koordinatensystems sind um den Winkel φ gegeneinander verkippt (vergl. Abb. 3.14), es ergibt sich.

$$
\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega}_{pol} / \frac{d\sigma}{d\Omega}_{unpol} - 1 \quad = \quad & A_N \quad \Big[(P_{By} + P_{Ty})\cos\varphi + (P_{Bx} + P_{Tx})\sin\varphi\Big] \quad + \\
& A_{NN} \quad \Big[P_{By}P_{Ty}\cos^2\varphi + P_{Bx}P_{Tx}\sin^2\varphi \quad - \\
& \qquad (P_{Bx}P_{Ty} + P_{By}P_{Tx})\cos\varphi\sin\varphi\Big] \quad + \\
& A_{SS} \quad \Big[P_{Bx}P_{Tx}\cos^2\varphi + P_{By}P_{Ty}\sin^2\varphi \quad + \\
& \qquad (P_{Bx}P_{Ty} + P_{By}P_{Tx})\cos\varphi\sin\varphi\Big] \quad + \\
& A_{SK} \quad \Big[(P_{Bx}P_{Tz} + P_{Bz}P_{Tx})\cos\varphi \quad + \\
& \qquad (P_{By}P_{Tz} + P_{Bz}P_{Ty})\sin\varphi\Big] \quad + \\
& A_{KK} \quad P_{Bz}P_{Tz}
\end{aligned}
\tag{3.11}
$$

Dieser Zusammenhang vereinfacht sich ganz erheblich, wenn man lediglich die Analysierstärke A_N bestimmen will und dementsprechend nur den unpolarisierten COSY-Strahl (d.h. $P_{Bi} = 0$ mit $i \in \{x, y, z\}$) verwendet.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{pol} / \frac{d\sigma}{d\Omega}_{unpol} - 1 = A_N(P_{Ty}\cos\varphi + P_{Tx}\sin\varphi) \tag{3.12}$$

Darüberhinaus sei das Target pro Injektionszyklus vollständig in einer der beiden Koordinaten-Richtungen polarisiert – es sei dies im folgenden die y-Richtung, sodaß

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{pol} = \frac{d\sigma}{d\Omega}_{unpol}[1 + A_N P_{Ty}\cos\varphi] \tag{3.13}$$

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Azimuthwinkel φ führt demnach also zu einer unterschiedlichen Zählrate in Detektoren, die unter den Azimuthwinkeln Φ respektive $\Phi - \pi$ positioniert sind (vergl. Abb. 3.15).
Bei bekannter Polarisation des Targets kann man diese Asymmetrie zur Bestimmung der Analysierstärke A_N ausnutzen. Man definiert als Asymmetrie ϵ

$$A_N \cdot P_{Ty} = \epsilon = \frac{L - R}{L + R} \tag{3.14}$$

wobei L und R die Zählraten in der linken (bei $\varphi = 0°$) bzw. rechten ($\varphi = 180°$) Detektorhälfte sind.

Das Ohlsen-Verfahren

Streng betrachtet gilt Gleichung 3.14 allerdings nur für zwei identische, punktförmige Detektoren, die unter den Streuwinkeln Θ, Φ bzw. $-\Theta, \pi - \Phi$ positioniert sind. Wenn diese Vorbedingungen nicht erfüllt sind, wird man im allgemeinen auch bei der Verwendung eines vollständig unpolarisierten Strahls und/oder Targets eine Differenz in den Zählraten feststellen. Man spricht in diesem Fall von sog. *falschen Asymmetrien.* Falsche Asymmetrien können darüberhinaus aber auch durch nicht optimale Strahlbedingungen, wie z.B. durch einen Versatz oder eine Verkippung des Strahles hervorgerufen werden (siehe dazu Abb. 3.15). Aus der Analyse der Messungen zum

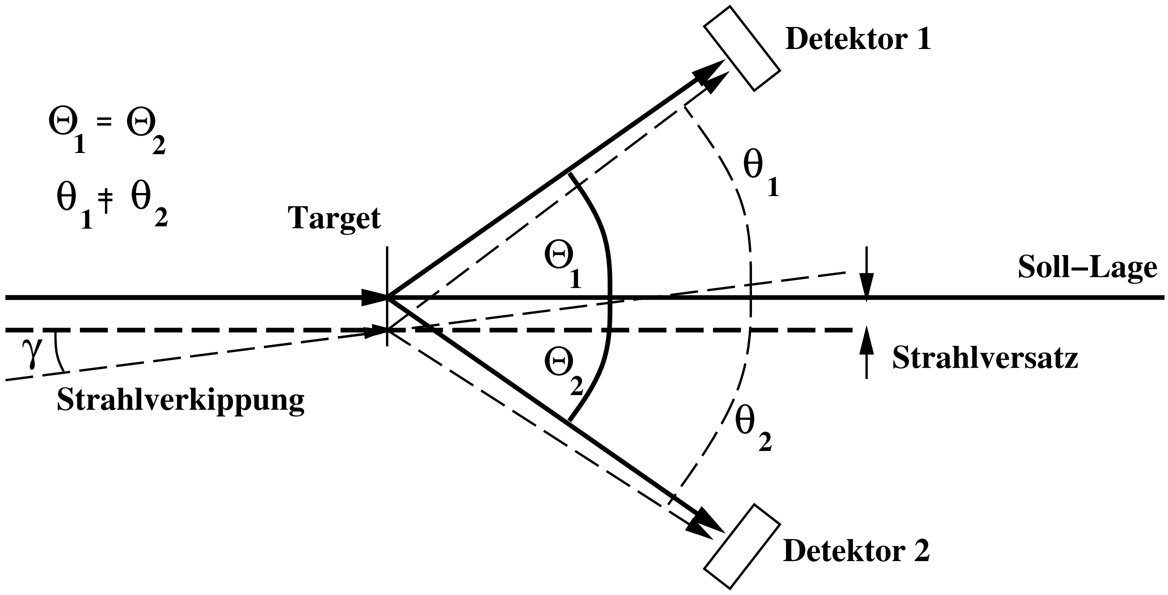


Abbildung 3.15: *Veranschaulichung der Entstehung falscher Asymmetrien durch einen versetzten und verkippten Strahl (aus [Col99]).*

spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt ist nachweislich bekannt, daß diese Strahlparameter am EDDA–Targetplatz TP2 impulsabhängig variieren [Roh95]. Die Bestimmung der falschen Asymmetrien stellt somit einen wichtigen Bestandteil im Rahmen der Messungen zur Analysierstärke dar.

Eine effektive Möglichkeit der Problematik der falschen Asymmetrien Herr zu werden, besteht in der Anwendung des sog. *Proper-Flip*-Verfahrens[3] nach [Ohl73]. Hierfür führt man unter ansonsten vollkommen identischen Bedingungen zwei Messungen mit entgegengesetzt gleich großer Targetpolarisation durch. Statt der einfachen Zählraten bildet man nun die geometrischen Mittel aus den Zählraten der linken und rechten Detektoren, wobei sich “links” und “rechts” jeweils auf die Polarisationsrichtung bezieht.

$$L = \sqrt{L_1 \cdot L_2} \qquad \text{bzw.} \qquad R = \sqrt{R_1 \cdot R_2} \tag{3.15}$$

Ohlsen weist nun nach, daß die Verwendung der geometrischen Mittel bei der Berechnung der Asymmetrie

$$\epsilon = \frac{L - R}{L + R} \tag{3.16}$$

dazu führt, daß alle falschen Asymmetrien in erster Näherung beseitigt werden. An die Gültigkeit dieser Ausführungen sind allerdings zwei Vorbedingungen geknüpft, die erfüllt sein müssen.

[3] Oft auch als *Ohlsen-Verfahren* bezeichnet

- Bei der Umkehr der Polarisationsrichtung muß der Betrag der Polarisation unverändert bleiben.
- Die Messungen müssen mit einem symmetrisch aufgebauten Detektor durchgeführt werden.

Beide Voraussetzungen sind per se bei EDDA nicht automatisch erfüllt. In Kapitel 4.4 habe ich daher in Simulationsuntersuchungen beide Vorraussetzung gezielt verletzt, um die Anwendbarkeit des Verfahrens für das EDDA-Experiment zu testen und zu dokumentieren.

Bei der Übertragung des Verfahrens auf das EDDA-Experiment ist weiterhin die deutlich größere Raumwinkelabdeckung des EDDA-Detektors entsprechend zu berücksichtigen. Experimentell bestimmt man die Asymmetrie zwischen linker und rechter (resp. oberer und unterer) Detektorhälfte, und korrigiert dann mit einem konstanten Raumwinkelfaktor.

$$\epsilon_y = P_{Ty} \cdot A_N(\Theta, T) \cdot \frac{\int \cos\Phi d\Phi}{\int d\Phi} \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_x = P_{Tx} \cdot A_N(\Theta, T) \cdot \frac{\int \sin\Phi d\Phi}{\int d\Phi} \tag{3.17}$$

Für den jeweiligen Fehler σ_{A_N} der Analysierstärke ergibt sich – wieder für den Fall einer Targetpolarisation in y-Richtung – durch Fehlerfortpflanzung

$$\sigma_{A_N(\Theta,T)} = \frac{\int \cos\Phi d\Phi}{\int d\Phi} \cdot \frac{1}{(R+L) \cdot P_{Ty}} \cdot \sqrt{(1-\epsilon_y)^2 \sigma_L^2 + (1+\epsilon_y)^2 \sigma_R^2} \tag{3.18}$$

wobei σ_L und σ_R die Fehler der in Gl. 3.15 bestimmten geometrischen Mittel der Zählraten repräsentieren.

$$\sigma_L = \frac{\sqrt{L_1 + L_2}}{2} \qquad \text{bzw.} \qquad \sigma_R = \frac{\sqrt{R_1 + R_2}}{2} \tag{3.19}$$

In einem leicht weiterentwickelten Verfahren, wird die Zählraten-Differenz in definierten Azimuthwinkelbereichen miteinander verglichen und die Analysierstärke anschließend durch einen Fit über alle Bereiche bestimmt. Es findet bislang jedoch nur als zusätzliche Kontrolle der Datenkonsistenz Verwendung. Einzelheiten zu dieser Methode finden sich in [Bü99].

Die “Normierung” der Daten

Die Normierung der Daten erfolgt, ähnlich wie auch bei den Messungen zum spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt, mit Referenz auf präzise Fremddaten. Die Begründung für ein solches Vorgehen ergibt sich aus der Notwendigkeit, die effektive Targetpolarisation in der Wechselwirkungszone zu bestimmen. Das im Atomstrahltarget eingebaute Breit-Rabi-Polarimeter kann diese Aufgabe nicht wahrnehmen, da es nur die Messung der relativen Polarisation gestattet.
Die Auswahl eines geeigneten Referenzdatensatzes erfolgte unter dem Gesichtspunkt

einer möglichst geringen Normierungsunsicherheit sowie kleiner experimenteller Fehler (sowohl systematisch wie statistisch). Die Wahl fiel dabei auf eine Messung von McNaughton et al. [McN90], die bei 730MeV eine Winkelverteilung der Analysierstärke mit einer Normierungsunsicherheit von $\leq 1\%$ vermessen haben.

EDDA nutzt nun die A_N-Datenpunkte dieser Messung, um unter Anwendung des Ohlsen-Verfahrens und anschließender Ausnutzung von Gl. 3.17 die effektive Polarisation des Atomstrahltargets zu bestimmen. Die auf diese Weise ermittelte Wert der Targetpolarisation gilt formal nur für die Referenzenergie von 730MeV. Er sollte sich aber problemlos auch auf andere Projektilenergien übertragen lassen, solange der COSY-Strahl sich während der Beschleunigung nicht allzu stark in vertikaler Richtung – d.h. entlang der y-Koordinate im EDDA-System – bewegt, so daß er in die Randzonen des Targetstrahls gerät. In diesem Fall käme es dann zu einer Abnahme der effektiven Targetpolarisation.
Diesbezügliche Analysen weisen jedoch zweifelsfrei nach, daß die y-Position des zirkulierenden COSY-Strahles in erster Näherung keine Impulsabhängigkeit aufweist. Detailliertere Studien zu diesem Themen können [Col99] entnommen werden.

Kapitel 4

Simulations-Untersuchungen

In diesem Kapitel werden Simulations–Untersuchungen zur Ereignisidentifikation und zu möglichen Fehlerquellen des Experimentes diskutiert.
Die Bedeutung der Simulation für EDDA ergibt sich unter anderem aus der Tatsache, daß der Detektor keine eindeutige Identifikation der Ejektile – z.B. über eine Energieverlust Messung – ermöglicht. Die Bestimmung der Effizienz, mit der in der Analyse die Untergrund–Ereignisse abgetrennt werden können, stellt einen zentralen Punkt im Aufgabenfeld der Simulation dar.
Ein ganz neuer Aspekt ergibt sich durch den Einsatz des Atomstrahltargets. Das ausgedehnte Profil des Targetstrahles führt zu einer räumlichen Ausweitung der Wechselwirkungszone und stellt somit erhöhte Anforderungen an die Vertexrekonstruktion. Eine Beurteilung der hierfür entwickelten Rekonstruktionsalgorithmen wird erst durch die Simulation ermöglicht.
Darüberhinaus soll zur Vorbereitung und Ergänzung der Messungen und Analysen zur Bestimmung der Analysierstärke der Einfluß falscher Asymmetrien und ihre Korrektur in erster Näherung durch das sog. Ohlsen-Verfahren studiert werden.

4.1 Erweiterung der Simulation

Die ursprüngliche Entwicklung und programmtechnische Umsetzung der Simulation erfolgte im Rahmen der Dissertation von A.Gross [Gro96], die dabei auf ein von K.Ackerstaff [Ack93] entwickeltes Konzept zurückgreift. Diese Version der EDDA-Simulation war zunächst nur ausgelegt auf die Untersuchung der spingemittelten pp-Streuung am internen CH_2-Fädchentarget mit dem EDDA-Detektor ohne die Innenschale.

Entsprechend der rotationssymmetrischen Struktur des EDDA-Detektors orientiert sich das in der Simulation realisierte Detektor-Setup an einer Zylindergeometrie. Einzelne Gruppen von Detektorelementen – wie Stäbe oder Ringe – werden dabei in Zylinderschalen gekapselt. Das Tracking eines Ejektiles erfolgt dann von Zylinder zu Zylinder, wobei auch die experimentell unerwünschten Effekte – wie z.B. hadronische Reaktionen im Detektormaterial – berücksichtigt werden.

Die Auswertung des von der Simulation generierten Detektoroutputs erfolgt schließlich mit den gleichen Analyseroutinen, wie sie auch bei der Auswertung der experimentell gemessenen Daten verwendet werden.

Mit dem Beginn der zweiten Phase des EDDA-Experimentes im Sommer 1996 traten nun neue Fragestellungen auf, die eine Überarbeitung der Simulation erforderten. Insbesondere galt es hierbei die speziellen Aspekte der Polarisationsphysik sowie die Einbindung der Innenschale zu erfassen.
Nachfolgend möchte ich daher kurz die wesentlichen Erweiterungen, die ich unter diesen Gesichtspunkten in den Simulationscode implementiert habe, vorstellen.

- **Event-Generator für polarisierte Strahl- und Targetprotonen.**
  Der neue Event-Generator gestattet die unabhängige Vorgabe von Betrag und Ausrichtung für die Polarisationsvektoren beider Protonen im Eingangskanal. Hierbei kann der Schwerpunkt wie auch die Breite der zu generierenden Vertexverteilung frei definiert werden. Darüberhinaus kann auch ein gegenüber der Sollbahn verkippter COSY-Strahl generiert werden (siehe auch Abb. 3.15).

- **Implementierung der Innenschale in die Simulation**
  Die Innenschale ist ein zentraler Bestandteil im Konzept des EDDA-Detektors. Ihr Einfluß auf die Rate an Sekundärreaktionen kann ebenso wie auch die Güte der Vertexrekonstruktion nur durch Simulationsuntersuchungen bestimmt werden.
  Jede der 4 Helix–Lagen wurde dabei als ein eigenständiges Zylindersegment implementiert. Innerhalb eines Segmentes erfolgt dann eine detailliertere Untergliederung, die den verschiedenen Materialien und der speziellen Geometrie der szintillierenden Fasern Rechnung trägt.

- **Fehljustage einzelner Detektorkomponenten**
  Eine wichtige Erkenntnis der ersten Messungen, in denen Innen- und Außenschale des Detektors gemeinsam eingesetzt wurden, bestand darin, daß eine exakte Ausrichtung der beiden Schalen zueinander nicht immer zu realisieren ist. Experimentell wurden dabei sowohl ein Versatz wie auch eine Verkippung beobachtet (siehe Abb. 4.1).
  Um den Einfluß möglicher Dejustagen detailliert studieren zu können, wurden tiefgreifende Modifikationen in den Programm–Routinen a) zum Setup der Detektorgeometrie sowie b) der Tracking Algorithmen vorgenommen. Einzelne Detektorsegmente können nun gezielt gegeneinander versetzt, verkippt und rotiert werden.

4.2 Innenschale

Die Innenschale des Detektors ist spätestens bei Messungen mit ausgedehnten Vertexregionen ein unverzichtbarer Bestandteil für die erfolgreiche Rekonstruktion eines

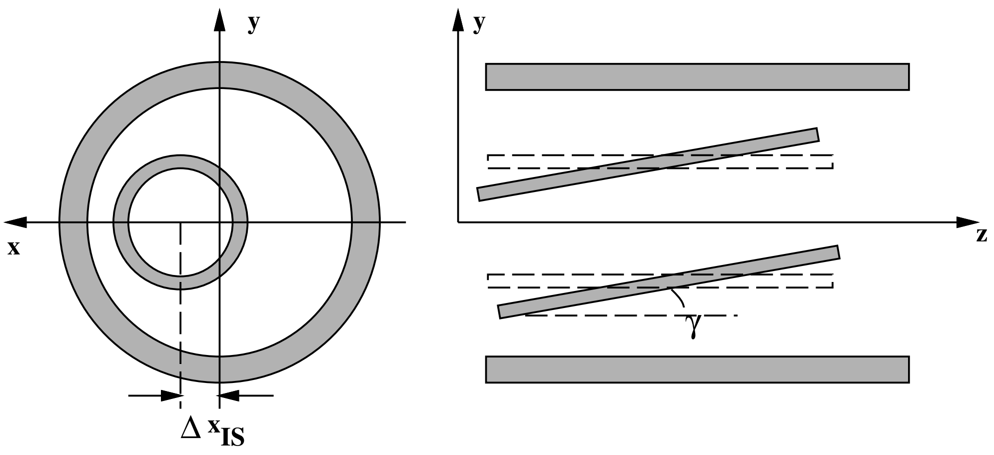


Abbildung 4.1: *Illustration der Dejustage einzelner Detektorkomponenten am Beispiel der Innenschale. Links ist ein Versatz, rechts eine Verkippung der Innenschale dargestellt.*

Streuereignisses geworden. Andererseits wird durch die Innenschale aber auch zusätzliches Material in den Flugbahn der Ejektile eingebracht, wodurch ein Anstieg von Sekundärreaktionen und Kleinwinkelstreuung (Multiple Scattering) erwartet wird.

Dieser Abschnitt beschäftigt sich daher primär mit Fragestellungen, die in direktem Zusammenhang mit der Innenschale stehen. Dabei möchte ich mit der Darstellung der Untersuchungen über den "nachteiligen" Einfluß der Innenschale – wie Zunahme von Sekundärreaktionen und Einfluß auf die Kleinwinkelstreuung – beginnen, bevor ich mich dann den Aspekten der Vertexrekonstruktion zuwende.

4.2.1 Die Innenschale als "Streukörper"

Neben ihrer Funktion als Detektorkomponente stellt die Innenschale natürlich auch eine zusätzliche Materialschicht für die Trajektorien der gestreuten Protonen dar. Sie besteht aus einer Vielzahl unterschiedlicher Materialien und weist eine hochgradig inhomogene Struktur auf. Im folgenden soll nun die aufgrund der Innenschale zu erwartende Zunahme hadronischer Reaktionen im Detektormaterial simulativ untersucht werden.

Hierzu wurde am Beispiel einer mittleren COSY-Energie von T = 1500 MeV die jeweilige Rate an Sekundärreaktion in den einzelnen Detektorelementen protokolliert. Zum Vergleich wurde diese Simulation für einen Detektor ohne Innenschale wiederholt.
Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind zusammenfassend in Abbildung 4.2 dargestellt. Generell ist zu erkennen, daß die Wahrscheinlichkeit für die Sekundärreaktion eines einzelnen Protons erwartungsgemäß mit zunehmendem Laborwinkel abnimmt. Hier macht sich bemerkbar, daß Ejektile mit höherer kinetischer Energie bevorzugt unter kleinen Laborwinkeln gestreut werden. Der Wirkungsquerschnitt für hadronische Reaktionen steigt jedoch mit der Energie der Ejektile deutlich an. Hinzu kommt, daß die zu durchdringende Strecke im Material aus rein geometrischen Gründen bei kleinen Winkeln größer ist.

Teilbild 4.2 a) stellt nun die Wahrscheinlichkeit einer hadronischen Reaktion in der Innenschale der Gesamtwahrscheinlichkeit im gesamten Detektor gegenüber. Danach liegt die Wahrscheinlichkeit eines Protons, irgendwo im Detektor eine Reaktion zu erfahren, winkelabhängig zwischen 7.5% und 26%. Betrachtet man den relativen Anteil der Innenschale an der Gesamtwahrscheinlichkeit (vergl. b)) so ergibt sich ein über den ganzen Winkelereich gleichbleibend hoher Anteil von ca. 31%.

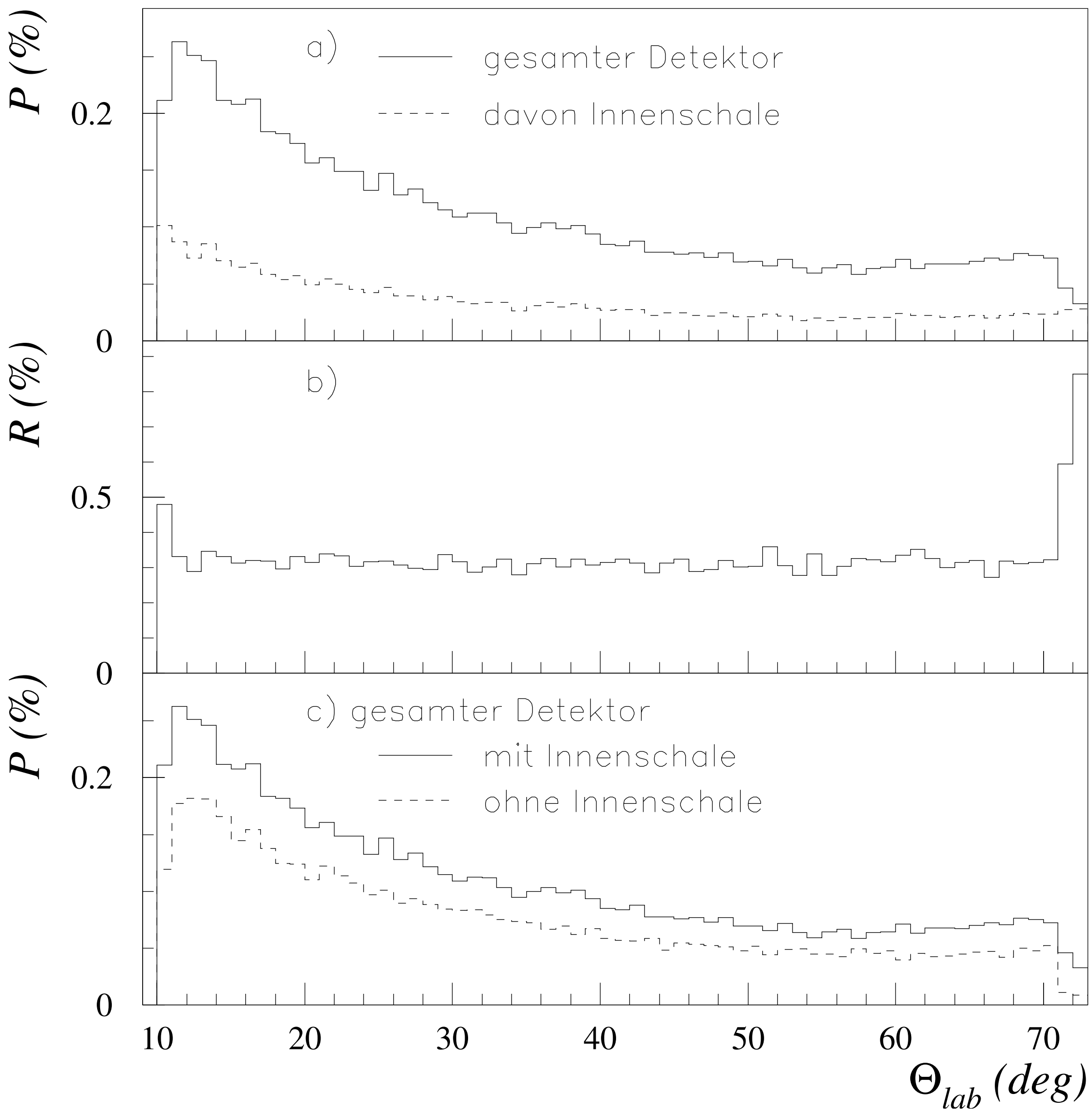


Abbildung 4.2: *Der Einfluß der Innenschale auf Sekundärreaktionen bei T=1500 MeV. a) Vergleich der Gesamtrate im Detektor mit der Rate in der Innenschale. b) Prozentualer Anteil der Innenschale. c) Vergleich der Gesamtrate mit und ohne Innenschale.*

Damit liefert die Innenschale nach der Ringschale den zweitgrößten Beitrag an Sekundärreaktionen. Dennoch fällt ihr Anteil weitaus stärker ins Gewicht, da die Eventrekonstruktion im Falle einer hadronischen Reaktion in den Halbringen trotzdem oft-

mals noch möglich ist. Dagegen wird die kinematische Korrelation der Protonen durch eine Sekundärrektion in der Innenschale nahezu immer zerstört.
Vergleicht man die Wahrscheinlichkeiten für den gesamten Detektor vor und nach Einbau der Innenschale (siehe c)), so ist die Differenz durchgängig etwas kleiner (max. 1%) als die Rate der Innenschale allein (siehe a)) erwarten läßt. Dies wird jedoch verständlich, wenn man berücksichtigt, daß die Teilchen im Szenario ohne Innenschale mit etwas höheren Energien in Stab- und Ringschale eindringen, was dort dann zu einem leichten Anstieg der Sekundär–Rate führt.
Auf die ebenfalls vorhandene Abhängigkeit der Sekundär-Rate von der Projektilenergie soll an dieser Stelle nicht tiefer eingegangen werden. Dieser Aspekt wurde im wesentlichen schon in der Arbeit von [Gro96] behandelt.

Neben den Sekundärreaktionen werden die Ejektile beim Durchqueren der Innenschale aber auch ein erhebliches Maß an Kleinwinkelstreuung erfahren. Im folgenden Abschnitt soll die Auswirkung dieses Effekts auf die Flugrichtung ebenso wie auf die Position der gestreuten Protonen untersucht werden.

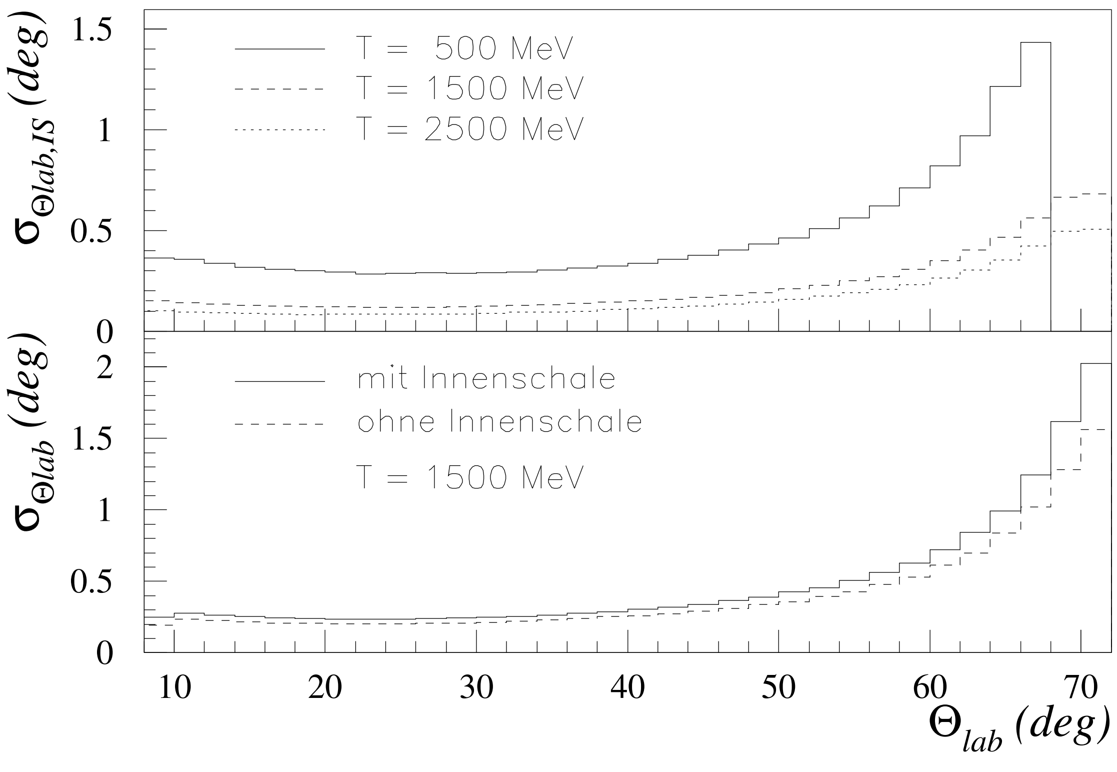


Abbildung 4.3: *Einfluß der Innenschale auf Kleinwinkelstreuung in Abhängigkeit des Laborwinkels. Oben: resultierende Breite der Richtungsverteilung nach Durchquerung der Innenschale bei 3 Projektilenergien. Unten: detektorintegraler Einfluß auf die Flugrichtung.*

Hierzu wird die Richtung der einzelnen Protonen direkt vor und hinter der Innenschale

protokolliert. Bildet man die Differenz der beiden Werte, so ergibt sich eine Verteilung, deren Breite direkt den Effekt des multiple scattering widerspiegelt. In der oberen Hälfte von Abbildung 4.3 ist die Standardabweichung dieser Richtungsverteilung als Funktion des Streuwinkels Θ_{lab} für drei Projektilenergien aufgetragen.
Die Breite einer solchen Verteilung steigt mit abnehmender Energie des Teilchens deutlich an. Dies macht sich natürlich insbesondere auch bei großen Laborwinkeln bemerkbar, wohin bevorzugt die niederenergetischen Ejektile gestreut werden. Bei kleinen Projektilenergien – wie im Falle der dargestellten Standardabweichungen bei T = 500 MeV – können die Ejektile die Außenschale des Detektors nicht mehr erreichen, sondern bleiben vorher im Detektormaterial stecken. Die Verteilung bricht daher für Streuwinkel größer $\Theta_{lab} = 68°$ ab. Insgesamt betrachtet sorgt die Kleinwinkelstreuung im Fall der Innenschale dafür, daß die Standardabweichung Werte von bis zu 1.4° annimmt.
In der unteren Bildhälfte von Abb. 4.3 ist die resultierende Standardabweichung dargestellt, die sich durch den Vergleich der Richtungen vor und nach der Durchquerung des gesamten EDDA-Detektors ergibt. Um dabei einen Eindruck von dem Effekt, den die Innenschale detektorintegral hervorruft, zu gewinnen, ist in der gleichen Darstellung auch das entsprechende Resultat nach der Durchquerung eines EDDA-Detektors ohne Innenschale eingezeichnet.

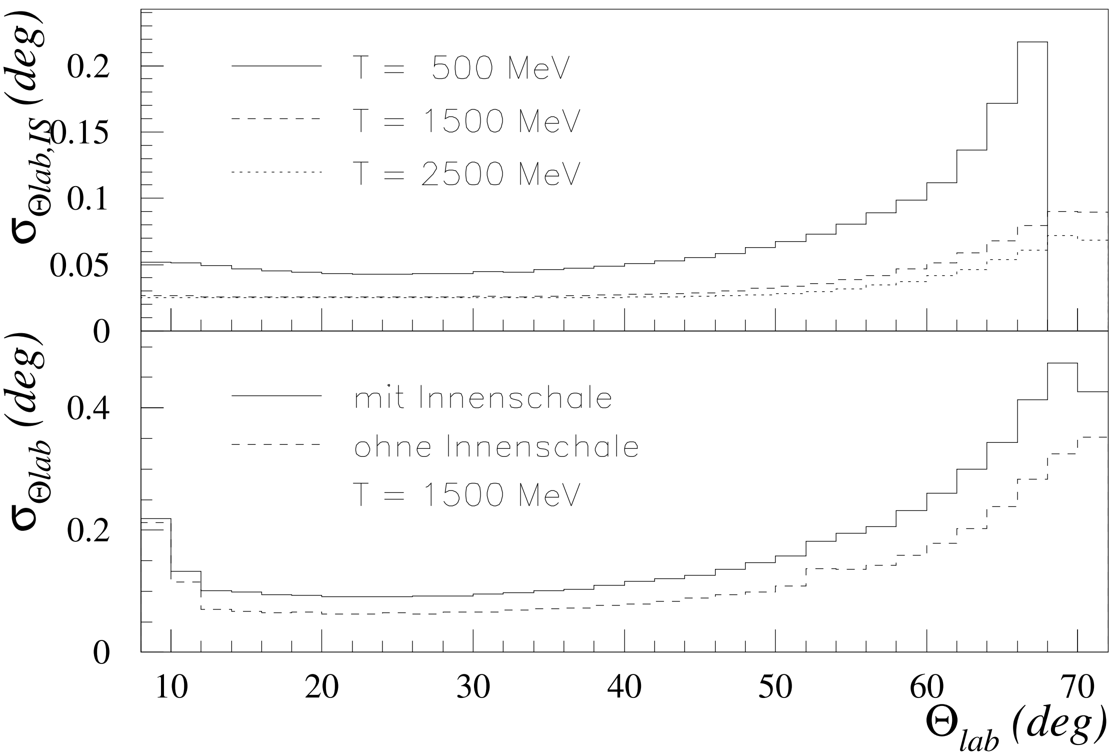


Abbildung 4.4: *Der Einfluß der Innenschale auf Kleinwinkelstreuung. Oben: Effekt der Innenschale auf den Ort bei 3 Projektilenergien. Unten: detektorintegraler Einfluß auf den Ort.*

In Abbildung 4.4 ist im Prinzip derselbe Sachverhalt wie in Abb. 4.3 dargestellt, jedoch wird diesmal nicht die Richtung, sondern der Ort der Protonen – gegeben durch den Streuwinkel Θ_{lab} unter Bezug auf den bekannten Vertex – betrachtet.

Im Vergleich zeigt sich, daß der Einfluß der Kleinwinkelstreuung auf die Position des Teilchens deutlich geringer ist als auf seine Flugrichtung. Die Abweichung von der ursprünglichen Position bleibt auch nach dem Durchqueren des gesamten Detektors deutlich unter 0.5°. Dies ist insofern beruhigend da für die Rekonstruktion der Streuereignisse vorherrschend der Ort des Ejektiles von Bedeutung ist.

Richtet man das Augenmerk jedoch auf die detektorintegral hervorgerufene relative Zunahme in der Breite der jeweiligen Verteilungen so verkehren sich die Verhältnisse. Während die Standardabweichung der Richtungsverteilung für alle Energien um ca. 18% ansteigt, nimmt die der Ortsverteilung energieabhängig um 39% (2500 MeV) bis 47% (500 MeV) zu. Diese Werte liegen damit deutlich über den erwarteten Zuwächsen von ca. 25%, die bei Planung und Konzeption der Innenschale angestrebt wurden [Dor93].

Zusammenfassend muß gesagt werden, dass die Innenschale zu einem erheblichen Anstieg von Sekundärreaktionen und multiple scattering geführt hat.
Hierbei macht sich die 30%-ige Zunahme hadronischer Reaktionen im wesentlichen in der Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit gestreuter Protonen bemerkbar (vergl. Abschnitt 4.5).
Die in diesem Abschnitt simulativ ermittelte Abschätzung über das Ausmaß der Kleinwinkelstreuung bestätigt jedoch im wesentlichen die experimentellen Ergebnisse zur polaren Winkelauflösung. Im Rahmen einer von T.Lindemann durch geführten Arbeit wurde diese bei T = 1500 MeV zu $\sigma_{\Theta CM} = 0.68°$ bestimmt [Lin98].

4.2.2 Vertex-Rekonstruktion mit der Innenschale

Ungeachtet der im vorangehenden Abschnitt beschriebenen nachteiligen Einflüsse stellt die Innenschale für die zweite Phase des EDDA-Experimentes einen unverzichtbaren Bestandteil des Detektors dar. Erst die Kombination von Informationen aus Innen- und Außenschale ermöglicht überhaupt die eventweise Rekonstruktion der jeweiligen Vertexposition.
Ziel dieses Abschnittes ist die Untersuchung, welche Genauigkeit in der Vertexrekonstruktion durch den kombinierten Einsatz von Innen- und Außenschale erlangt werden kann.

In allen Fällen wurde dabei ein ortsfester und punktförmiger Vertex angenommen. Die resultierende Breite der rekonstruierten Vertexverteilung spiegelt demzufolge den kombinierten Einfluß von Detektorauflösung, Genauigkeit der Rekonstruktionsalgorithmen sowie der Kleinwinkelstreuung wider.

In einem ersten Schritt sind die beiden Rekonstruktionsansätze der HardCallbacks FindTracks und VertexFit bei optimalen Strahlbedingungen einander gegenübergestellt worden. Abbildung 4.5 zeigt die Resultate der Vertexrekonstruktion bei einer kinetischen Energie von T=1500 MeV. In der linken Spalte sind die Ergebnisse von

FindTracks und in der rechten die von VertexFit ermittelten Vertexverteilungen abgebildet. Die Überlegenheit des VertexFit Ansatzes ist –unter den gegebenen Vor-

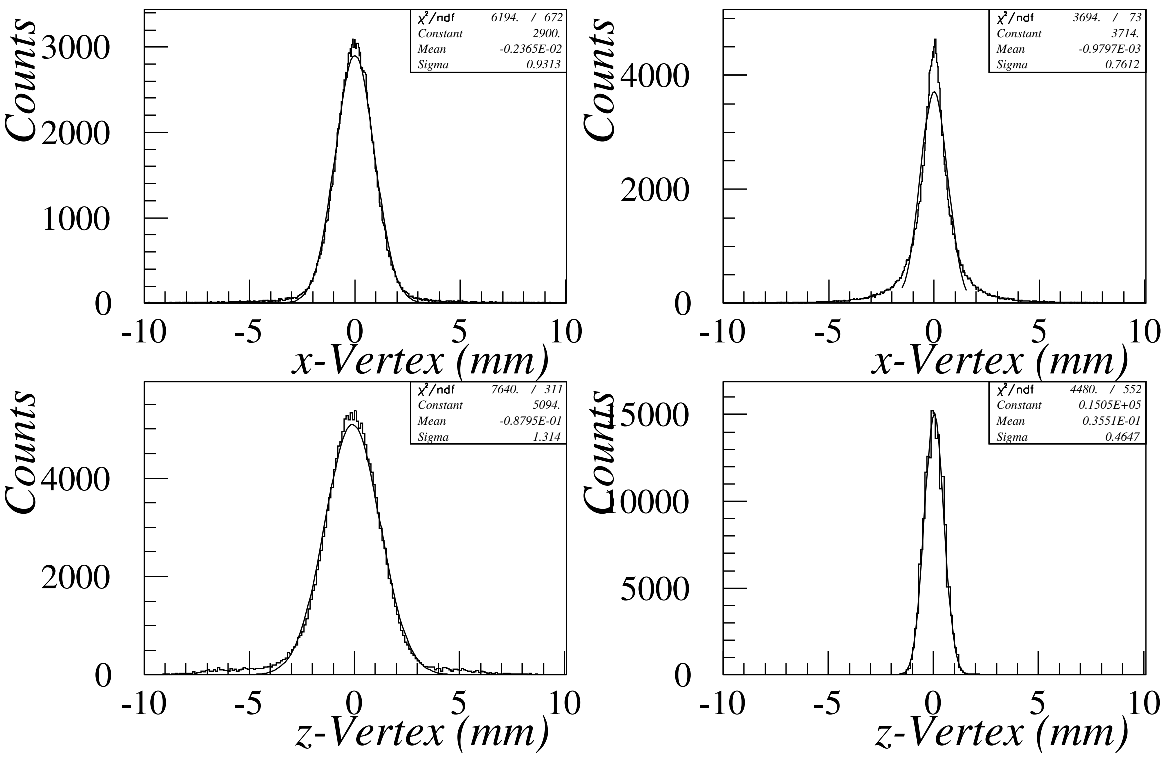


Abbildung 4.5: *Vergleich der Vertexrekonstruktion zwischen* FindTracks *(links) und* VertexFit *(rechts) für einen punktförmigen Vertex im Ursprung bei T=1500MeV.*

aussetzungen – klar zu erkennen. So reduziert er die Unsicherheit in der x-Koordinate (ebenso für die y-Position) um rund 20% gegenüber FindTracks. Noch drastischer zeigt sich der Vorsprung bei der z-Koordinate, wo er die Breite der Vertexverteilung auf ca. 35% des ursprünglichen Wertes schrumpfen läßt.

Die Qualität der Vertexrekonstruktion ist über den oben diskutierten Einfluß der Kleinwinkelstreuung auch von der Projektilenergie abhängig. So nimmt die Breite der Vertexverteilung mit dem Streuwinkel Θ_{lab} zu. Hingegen führen höhere Projektilenergien zu einer Verbesserung der Rekonstruktionseigenschaften.

Energie	500		1500		2500	
	FT	VF	FT	VF	FT	VF
$\sigma_{x-Vertex}(mm)$	1.25	1.16	0.93	0.77	0.88	0.66
$\sigma_{y-Vertex}(mm)$	1.26	1.13	0.94	0.73	0.89	0.64
$\sigma_{z-Vertex}(mm)$	1.71	0.47	1.31	0.46	1.21	0.47

Tabelle 4.1: *Breite der von* FindTracks *(FT) und* VertexFit *(VF) rekonstruierten Vertexverteilungen.*

Tabelle 4.1 faßt die Rekonstruktionsgenauigkeit beider Ansätze nochmal für 3 unterschiedliche Energien zusammen. Demnach nimmt der Vorsprung von VertexFit im Falle der x- und y-Koordinate zu kleineren Projektilenergien hin deutlich ab. Lediglich die Genauigkeit, mit der sich die z-Koordinate rekonstruieren läßt, ist danach weitestgehend unabhängig von der Energie.

In der Folge liegt der Schwerpunkt nun auf der Frage, ob und inwieweit die Qualität der Rekonstruktion in Abhängigkeit von Vertexposition, Strahl- und Detektoreigenschaften erhalten bleibt. Im Einzelnen wurde hierzu die Vertexrekonstruktion aller drei Koordinaten als Funktion der nachfolgend aufgelisteten Variablen untersucht :

a) Radialer Abstand der Vertexposition von der Sollbahn (r = 0,2,..,10 mm).

b) z-Position des Vertex (z = -10,-8,..,10 mm).

c) Radialer Versatz der Innenschale gegen die Außenschale (r = 0,2,..,10 mm).

d) Relativer Winkel zwischen Innenschale und Außenschale (γ = 0,2,..,10 mrad).

e) Winkel zwischen COSY-Strahl und seiner Sollbahn (γ = 0,2,..,10 mrad).

Auch hier wurde wieder für alle Szenarien eine punktförmige Vertexverteilung zugrundegelegt. Die hier gewählten Maximalwerte der variierten Größen liegen deutlich über den durchschnittlichen Werten, die im Rahmen des experimentellen Routine-Meßbetriebs nachgewiesen werden konnten.
Es wurde nun jeweils die Abweichung Δ_{Vertex} zwischen dem simulierten Vertexpunkt und dem Schwerpunkt der daraus rekonstruierten Verteilung sowie deren Breite σ_{Vertex} protokolliert (vergl. hierzu auch Abb. 4.6).

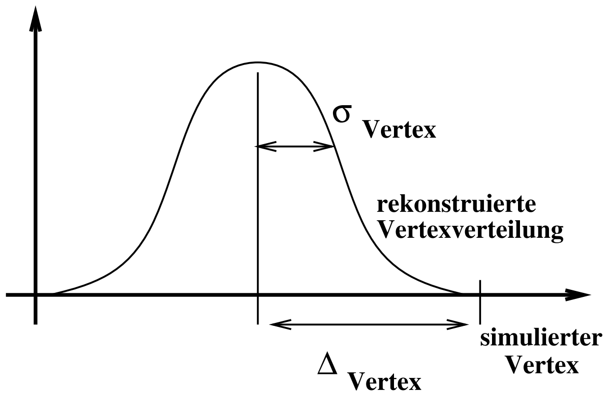


Abbildung 4.6: *Zur Veranschaulichung der betrachteten Größen.*

Als unkritisch hinsichtlich der Genauigkeit der Rekonstruktion haben sich hierbei die unter den Punkten a) - c) aufgelisteten Szenarien erwiesen.

Abb. 4.7 zeigt in der oberen Reihe beispielhaft die Ergebnisse, die sich bei der Variation der z-Vertex Position ergeben haben. Demnach nimmt die Breite der Verteilung

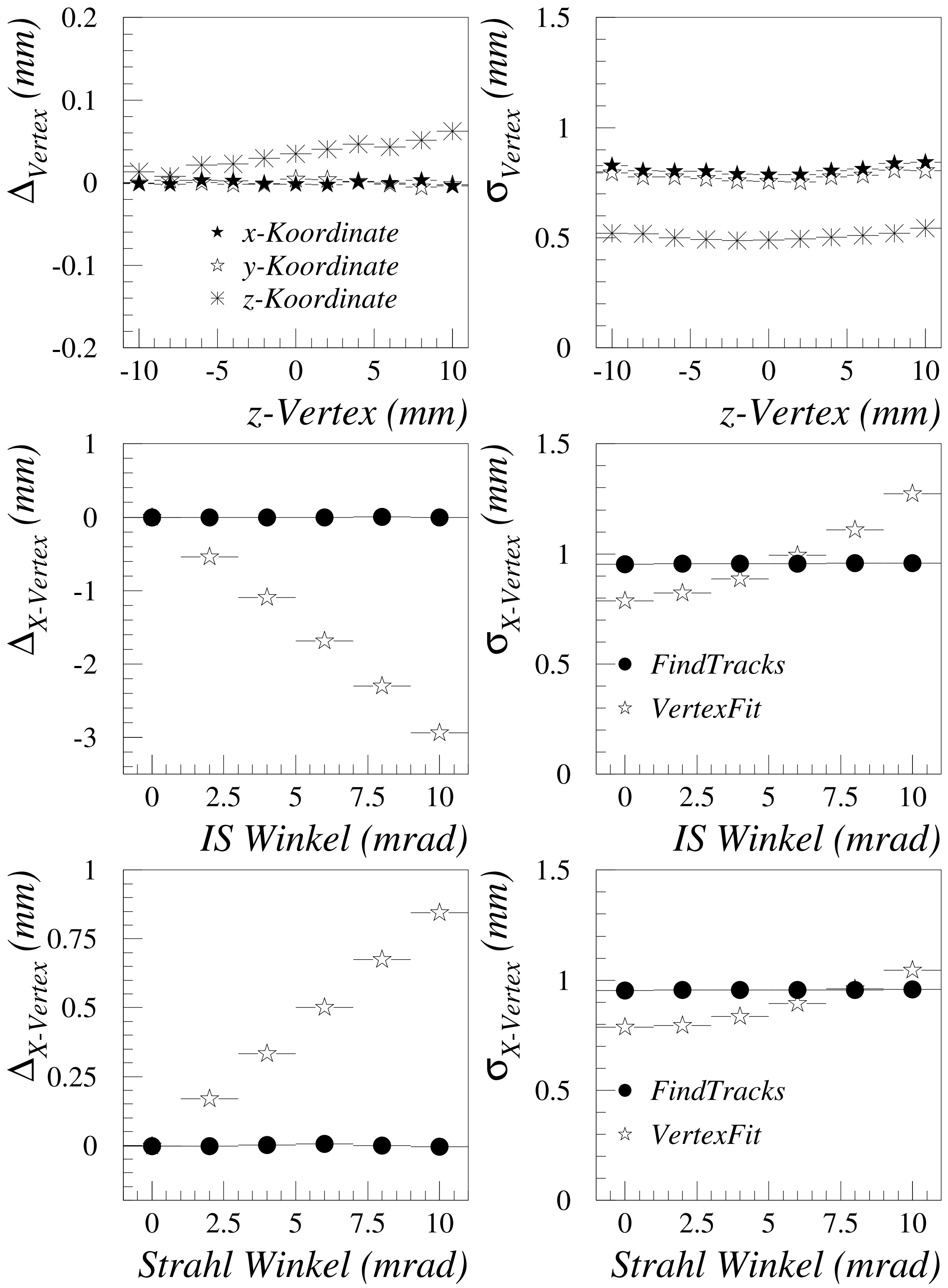


Abbildung 4.7: *Mittlerer Fehler und Auflösung der Vertexrekonstruktion in Abhängigkeit von: z-Vertex-Position (oben), verkippter Innenschale (Mitte) und verkippten COSY-Strahl (unten).*

σ_{Vertex} mit der Entfernung zur idealen Vertexposition für alle Koordinaten minimal zu. Bei der Abweichung Δ_{Vertex} zeigt sich lediglich im Fall der z-Koordinate eine leichte Korrelation.
Allgemein gilt für die in a) - c) angführten Variationen die Aussage, daß die davon hervorgerufenen Abweichungen Δ_{Vertex} stets kleiner als 0.2 mm sind und die Breite σ_{Vertex} der jeweiligen Verteilung den Wert von 1 mm nicht überschreitet.

Deutlich sensibler reagiert die Rekonstruktion jedoch auf eine relative Verkippung zwischen Innenschale (IS) und Außenschale (AS) einerseits sowie den Winkel des zirkulierenden COSY-Strahles gegenüber seiner Sollbahn andererseits (Szenarien d) und e)). Beide Sachverhalte werden (noch) nicht vollständig durch den derzeit im VERTEXFIT implementierten Algorithmus abgefangen, und führen dementsprechend zu einer Abnahme der Rekonstruktionsgenauigkeit.
Die mittlere Reihe von Bild 4.7 zeigt die Resultate der Rekonstruktion des x-Vertex als Funktion des relativen Winkels zwischen Innen- und Außenschale. Bei einem Winkel von 10mrad ist der Fehler Δ_{Vertex} bereits ca. 2.5-fach größer als die Breite der Verteilung. Zum Vergleich ist zusätzlich das Ergebnis der FINDTRACKS-Analyse aufgetragen, dessen Algorithmus in der Lage ist die Verkippung zu korrigieren.
Nicht ganz so dramatisch ist die Abhängigkeit beider Paramameter von dem Winkel γ zwischen COSY-Strahl und seiner Sollbahn. Dennoch steigt die Abweichung des Schwerpunktes immerhin bis auf Werte, die der Breite der Verteilung entsprechen (vergl. 4.7 (unten)). Auch hier sind wieder die von FINDTRACKS ermittelten Werte zum Vergleich aufgetragen.

Trotz dieser bekannten Schwächen hat sich im EDDA-Experiment der VERTEXFIT-Ansatz für die Vertexrekonstruktion etabliert. Die Erfahrung zeigt, daß die "kritischen" Parameter – also die Winkel der Strahl- und IS-Verkippung – in erster Näherung varnachlässigbar klein sind. So liegen beispielsweise die experimentell diagnostizierten Werte einer Innenschalen-Verkippung in der Regel deutlich unter 2mrad.
Insgesamt betrachtet führt die kinematische Anpassung somit zu genaueren Ergebnissen als der geometrische Ansatz des FINDTRACKS HardCallBack.

4.3 Untergrund und inelastische Kanäle

Die Klassifikation eines Events erfolgt im Rahmen des EDDA-Experimentes lediglich über seine kinematische Signatur. Eine eindeutige Identifikation der Teilchen im eigentlichen Sinne ist mit dem EDDA–Detektor nicht möglich.
Somit ist die Simulation bislang der einzige Zugang, um den in der Analyse verbliebenen Anteil der Untergrundraktionen – inelastische Kanäle ebenso wie Sekundärreaktionen – zu bestimmen.
Die größte Hürde für eine zuverlässige Untersuchung stellt dabei der Event–Generator dar, der zwangsläufig nur so gut sein kann wie die Datenlage (bzw. dem daraus abgeleiteten Modell), auf der er basiert.
Hier macht sich die bislang noch sehr dünne Basis an experimentellen Daten bemerkbar. Viele der inelastischen Kanäle der pp-Streuung sind speziell im Energiebereich

oberhalb von 1GeV kaum vermessen. Dies gilt insbesondere, wenn man die Polarisationsobservablen der pp-Streuung – elastisch wie inelastisch – betrachtet.

In der EDDA–Simulation wird zur Untersuchung der inelastischen Kanäle der Event Generator MICRES eingesetzt, der im ersten Teil dieses Abschnitts kurz vorgestellt werden soll.
Im zweiten Teil beschreibe ich dann Untersuchungen über die Effizienz, mit der die in Kap. 3.2.3 vorgestellten Analyse–Methoden den Untergrund in den experimentellen Daten reduzieren.

4.3.1 Der Event-Generator MICRES

Der Event-Generator MICRES wurde ursprünglich im Rahmen der Dissertation von D. Theis [The92] an der Universität Bonn entwickelt. Er wurde konzipiert um hadronische Prozesse im Bereich der Mittelenergie-Physik zu beschreiben. MICRES basiert auf dem Konzept der intranuklearen Kaskade ([Ber69][Hän84]) und wurde speziell zur Beschreibung von Nukleon-Nukleon- sowie Pion-Nukleon-Stößen durch Datensätze aus den Streuphasenanalysen von Arndt [Arn83], [Arn87] und Höhler [Höh79] erweitert.
Eine detaillierte Darstellung zur Implementierung sowie ein extensiver Vergleich mit der experimentellen Datenlage kann [The92] bzw. [Gro96] entnommen werden.
Hier sollen lediglich einige Schwachpunkte des MICRES vorgestellt und ihre Auswirkung auf das EDDA-Experiment diskutiert werden.

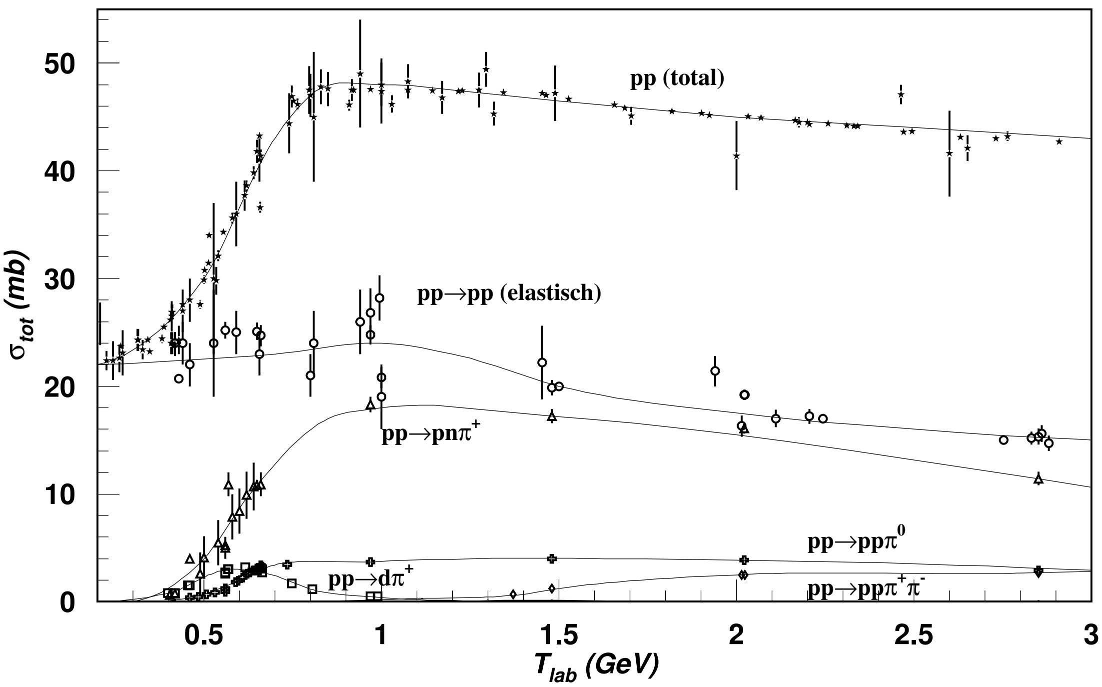


Abbildung 4.8: *Die totalen Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Kanäle der pp-Streuung. Die eingezeichneten Linien sollen lediglich das Auge führen (aus [Wol96]).*

So ist MICRES bei der Produktion inelastischer Kanäle in Nukleon-Nukleon-Stößen

auf Reaktionen mit rein pionischem Anteil im Ausgangskanal beschränkt. Diese Beschränkung fällt jedoch insofern nicht allzusehr ins Gewicht, da die Produktion schwererer Mesonen gegenüber den pionischen Kanälen Wirkungsquerschnitte aufweist, die um 2 Größenordnungen geringer sind [Kil98] Sie können daher im Rahmen der konkreten Fragestellungen des EDDA-Experimentes durchaus unberücksichtigt bleiben.
Eine graphische Darstellung der totalen Wirkungsquerschnitte der dominanten Kanäle der pp-Streuung kann Abb. 4.8 entnommen werden.
Schwerwiegender macht sich da schon eher das Fehlen des Kanals $pp \rightarrow d\pi^+$ bemerkbar, der bei 600 MeV immerhin mit ca. 3mb zum totalen Wirkungsquerschnitt der pp-Wechselwirkung beiträgt. Hierzu ist jedoch anzumerken, daß die Kinematik dieses Kanals sich nur unter extremen Vorwärtswinkeln partiell mit der Akzeptanz des EDDA-Detektors überschneidet. Darüberhinaus sinkt der Wirkungsquerschnitt dieses Kanals oberhalb von 1GeV wieder unter $100\mu b$ und liefert dort dann auch keinen signifikanten Beitrag mehr.

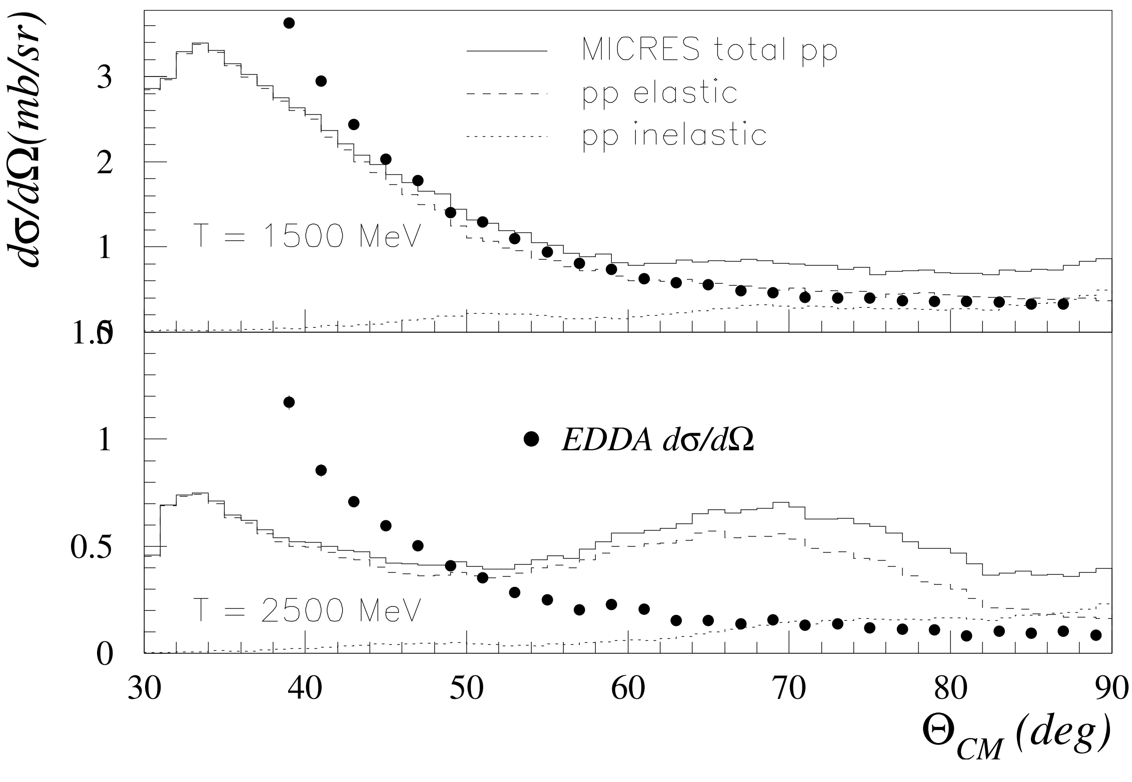


Abbildung 4.9: *Zwei von MICRES generierte Winkelverteilungen. Oberhalb Energien von 1500 MeV weicht der Verlauf deutlich von den experimentellen Daten ab. Die durchgezogene Kurve ist die Summe des elastischen und inelastischen Anteils.*

Ab einer Energie von ca. 1500MeV beginnen die von MICRES generierten Winkelverteilungen deutlich von den experimentellen Daten abzuweichen (vergl. hierzu Abb. 4.9). Ursache hierfür ist die bis zum heutigen Zeitpunkt immer noch mangelhafte Datenlage oberhalb von 1 GeV. Dieser Mangel an experimentellen Daten war und ist eine

der wesentlichen Motivationen für das EDDA-Experiment.
Trotz der ungenügenden Wiedergabe des Verlaufes der Winkelverteilungen einzelner Ausgangskanäle stellt MICRES dennoch eine wertvolle Hilfe zur Bestimmung des Untergrundes dar. So beschreibt er neben der Kinematik auch das relative Verhältnis zwischen den einzelnen Ausgangskanälen sowie deren totale Wirkungsquerschnitte im wesentlichen korrekt.

4.3.2 Effizienz der Software-Cuts

An dieser Stelle soll nun die Simulation herangezogen werden, um die Effizienz der in Abschnitt 3.2.3 vorgestellten Analyseprozeduren zur Abtrennung von Untergrundreaktionen zu ermitteln. Dabei gilt das Interesse natürlich auch der Fragestellung inwieweit dadurch eventuell elastische Ereignisse fälschlich verworfen werden.
Tabelle 4.2 listet die von MICRES generierten Ausgangskanäle der pp-Streuung im COSY-Energiebereich von T = 500 MeV bis T = 2500 MeV auf. Bei fünf Projektilenergien wird für jeden Reaktionskanal die relative Häufigkeit an generierten (WQ) und vom Hardware-Trigger (TR) akzeptierten Ereignissen ausgewiesen. Wie erwartet

Energie (MeV)	500		1000		1500		2000		2500	
	WQ	TR	WQ	TR	WQ	TR	WQ	TR	WQ	TR
pp	73.6	93.1	52.0	80.4	44.5	73.8	40.8	69.5	36.5	65.9
$pp\pi^o$	8.8	4.1	7.9	3.4	9.2	5.2	9.9	4.5	9.8	4.3
$pn\pi^+$	17.6	2.9	40.1	16.2	40.8	15.6	31.3	9.8	28.3	8.9
$pp\pi^+\pi^-$					2.6	4.5	7.8	12.2	10.1	15.0
$pp\pi^o\pi^o$					0.6	0.2	2.3	1.0	3.4	1.7
$pn\pi^+\pi^o$					2.2	0.7	8.1	3.0	11.9	4.2

Tabelle 4.2: *Häufigkeitsverteilung der Kanäle der pp-Streuung vor (WQ) und nach (TR) dem koplanaren Hardware-Trigger bei verschiedenen Projektilenergien.*

nimmt in beiden Fällen der inelastische Anteil mit der Energie zu. Nach der elastischen Streuung besitzt die Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ den größten Wirkungsquerschnitt (vergl. Abb. 4.8) und dominiert über den gesamten Energiebereich den inelastischen Anteil. Rund 1/3 der Ereignisse dieses Kanals werden dabei auch vom Trigger akzeptiert. Erst oberhalb von 2 GeV kommt mit der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ einem weiteren inelastischen Kanal eine ähnliche Bedeutung zu. Hier erhöhen insbesondere die 4 geladenen Teilchen im Ausgangskanal die Wahrscheinlichkeit, daß die koplanare Triggerbedingung erfüllt wird.

Einen ersten groben Eindruck über den Erfolg der verschiedenen Maßnahmen zur Abtrennung der inelastischen Kanäle vermittelt Abb. 4.10. Hier ist beispielhaft für die Energie T=2500MeV die Summe der Winkelverteilungen aller inelastischen Reaktionen nach den verschiedenen Schnitten (Cuts) auf die Daten aufgetragen. Um hier die

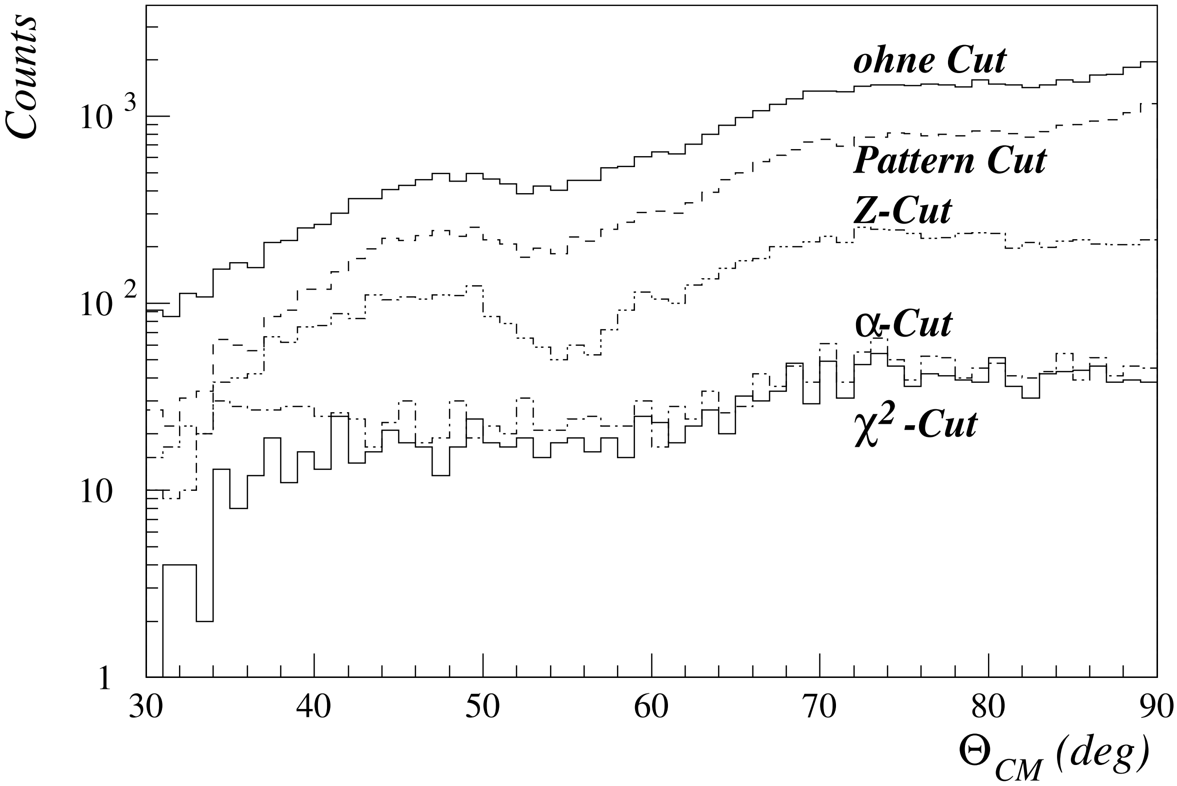


Abbildung 4.10: *Effekt der verschiedenen Cuts in der Analyse auf die Summe der inelastischen Events am Beispiel der Winkelverteilung bei T = 2500 MeV.*

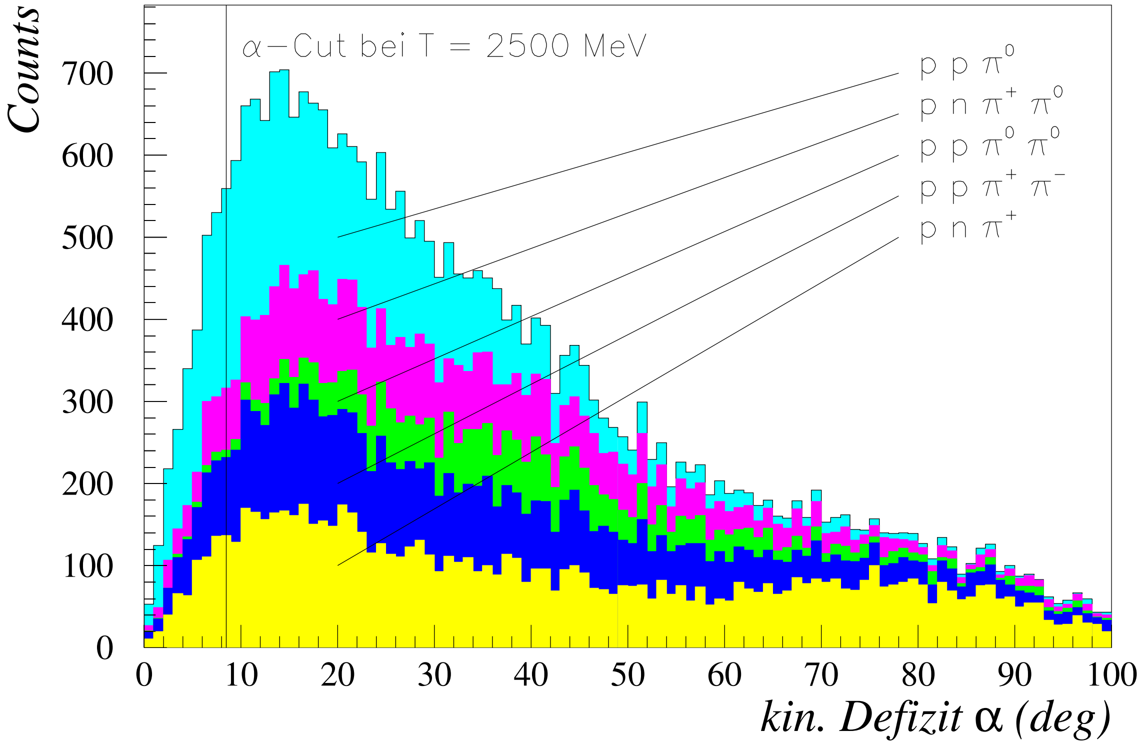


Abbildung 4.11: *Simulierte Verteilung des kin. Defizits α der inelastischen Reaktionen. Die Beiträge der einzelnen Kanäle sind durch unterschiedliche Färbung gekennzeichnet.*

Relation zu den elastischen Ereignissen im Auge zu behalten, kann die untere Darstellung in Abb. 4.9 herangezogen werden. Der dort ausgewiesene Anteil inelastischer Events entspricht der obersten Verteilung in Abb. 4.10. Beginnend mit der obersten Kurve kommt - von oben nach unten gehend - jeweils der angegebene Cut hinzu. Allein durch den Pattern-Cut werden schon rund 50% des inelastischen Untergrunds bei dieser Energie eliminiert.
Ein weiterer großer Anteil der inelastischen Ereignisse wird dann durch den anschließenden Z-Cut verworfen. Hier macht sich insbesondere bemerkbar, daß in den Algorithmen der Vertexrekonstruktion die Kinematik der elastischen Streuung zugrundegelegt wird. Bei inelastischen Ereignissen führt diese Annahme dementsprechend häufig zu einer falschen Rekonstruktion der Vertexposition.

Als Beispiel für die Auswirkung eines einzelnen Cuts ist in Abb. 4.11 die Verteilung des kinematischen Defizits α der inelastischen Reaktionskanäle bei T = 2500 MeV dargestellt. Die Anteile der unterschiedlichen Reaktionen sind dabei durch verschiedene Graustufen hervorgehoben worden. Die senkrechte Linie kennzeichnet nun den Wert, bei dem der α-Cut erfolgt und alle Events mit einem größeren α-Wert von der weiteren Analyse ausschließt. Durch diese Maßnahme sinkt der Anteil der inelastischen Events auf ca. 3.9% aller ursprünglich von VertexFit akzeptierten Ereignisse.

Energie	500		1000		1500		2000		2500	
	E	I	E	I	E	I	E	I	E	I
Pattern-Cut	97.1	87.7	96.4	82.6	95.9	70.0	95.4	54.1	95.0	53.0
Z-Cut	96.1	8.7	95.4	14.2	94.8	12.2	94.4	13.9	94.0	16.2
α-Cut	95.9	3.7	95.1	4.3	94.6	2.9	94.2	3.6	93.2	3.9
χ^2-Cut	94.7	2.2	94.0	3.0	93.3	2.2	92.3	3.0	91.4	3.2

Tabelle 4.3: *Einfluß der verschiedenen Schnitte auf die Anzahl der elastischen (E) und inelastischen (I) Events.*

In Tabelle 4.3 sind die Auswirkungen der angewendeten Cuts auch für weitere Projektilenergien zahlenmäßig aufbereitet. Dabei wird auch der Effekt auf die elastischen Ereignisse (E) betrachtet und den inelastischen (I) gegenübergestellt. Die Zahlen repräsentieren jeweils den in der Analyse verbliebenen Anteil der von VertexFit akzeptierten Events nach dem jeweiligen Cut. Sie belegen im wesentlichen den bereits aus Abb. 4.10 gewonnenen Eindruck, wonach Pattern- und Z-Cut den größten Anteil an der Untergrundunterdückung leisten.
Der Anteil elastischer Events, die durch diese Maßnahmen verworfen werden, beträgt bis zu 8.6%. Wie in Abschnitt 3.2.3 angedeutet, handelt es sich hierbei im wesentlichen um solche Ereignisse, die eine Sekundärreaktion im Detektor erleiden. Die damit einhergehende Einbuße an statistischer Genauigkeit wird jedoch bei weitem durch die Senkung des systematischen Fehlers aufgrund von Untergrundreduktion kompensiert.

Eine Vorstellung davon, wie sich die Summe aller Maßnahmen in den einzelnen Kanälen bemerkbar macht, wird durch Tabelle 4.4 gegeben. Angegeben ist jeweils der Prozentsatz an getriggerten Ereignissen, die nach der vollständigen Analyse als gültige Events in der Datenmenge verbleiben. Die Zahlenwerte geben dementsprechend keine Auskunft über die relative Zusammensetzung der akzeptierten Ereignisse. Zum Vergleich

Energie	500		1000		1500		2000		2500	
	FT	VF	FT	VF	FT	VF	FT	VF	FT	VF
pp	84.6	83.5	85.1	83.4	82.9	81.1	80.0	78.4	77.9	76.4
$pp\pi^o$					2.6	2.5	5.6	5.5	8.4	7.7
$pn\pi^+$	5.5	3.3	3.2	2.2	1.2	0.8	1.7	1.3	1.9	1.4
$pp\pi^+\pi^-$					1.5	1.0	1.1	0.8	0.9	0.7
$pp\pi^o\pi^o$									0.22	0.21
$pn\pi^+\pi^o$					2.6	1.6	3.2	2.3	2.4	1.9

Tabelle 4.4: *Prozentualer Anteil der getriggerten Events einzelner Kanäle, die nach abgeschlossener Analyse – via* FindTracks *(FT) und* VertexFit *(VF) – in der Auswertung verbleiben.*

ist hier zusätzlich angegeben, inwieweit die Eventrekonstruktion via FindTracks-Analyse die Untergrundereignisse reduziert. Offensichtlich stellt die kinematische Anpassung mit nachfolgender Bewertung über den χ^2-Cut in allen Fällen ein effektiveres Instrument zur Abtrennung der Inelastics dar.

Der Anteil inelastischer Ereignisse, die nach heutigem Entwicklungsstand der Analysesoftware endgültig in der weiteren Auswertung verbleiben, kann Tabelle 4.5 entnommen werden. Demnach macht der Untergrundanteil in den Daten winkelintegral maximal 1.3% aus. Auch hier wird nochmal der Vergleich zum Ergebnis der FindTracks-

Energie	500		1000		1500		2000		2500	
	FT	VF	FT	VF	FT	VF	FT	VF	FT	VF
elastisch	99.8	99.9	99.2	99.5	99.3	99.5	98.9	99.0	98.5	98.7
inelastisch	0.2	0.1	0.8	0.5	0.7	0.5	1.1	1.0	1.5	1.3

Tabelle 4.5: *Prozentuale Verteilung elastischer und inelastischer Ereignisse in den von* FindTracks *(FT) und* VertexFit *(VF) akzeptierten Events.*

Analyse vorgenommen, um die verbesserte Qualität der Untergrund Unterdrückung zu dokumentieren. Insgesamt erwirkt der VertexFit jeweils eine Reduzierung des Untergrundanteils um mindestens 10%.

Abschließend sei nun untersucht, wie sich der verbleibende Untergrundanteil in den rekonstruierten Winkelverteilungen bemerkbar macht. Hierzu zeigt Abbildung 4.12 den relativen Anteil der inelastischen Ereignisse als Funktion des Streuwinkels bei vier verschiedenen Projektilenergien.
Erwartungsgemäß nimmt der Anteil für alle Energien zum symmetrischen Winkel hin zu. Dies ist im wesentlichen eine Folge des charakteristischen Verlaufes der Winkelverteilung der elastischen pp-Streuung, die bei $\Theta_{CM} = 90°$ ihr Minimum erreicht wodurch der Untergrundanteil ein stärkeres Gewicht besitzt. Bei den höchsten Energien kann

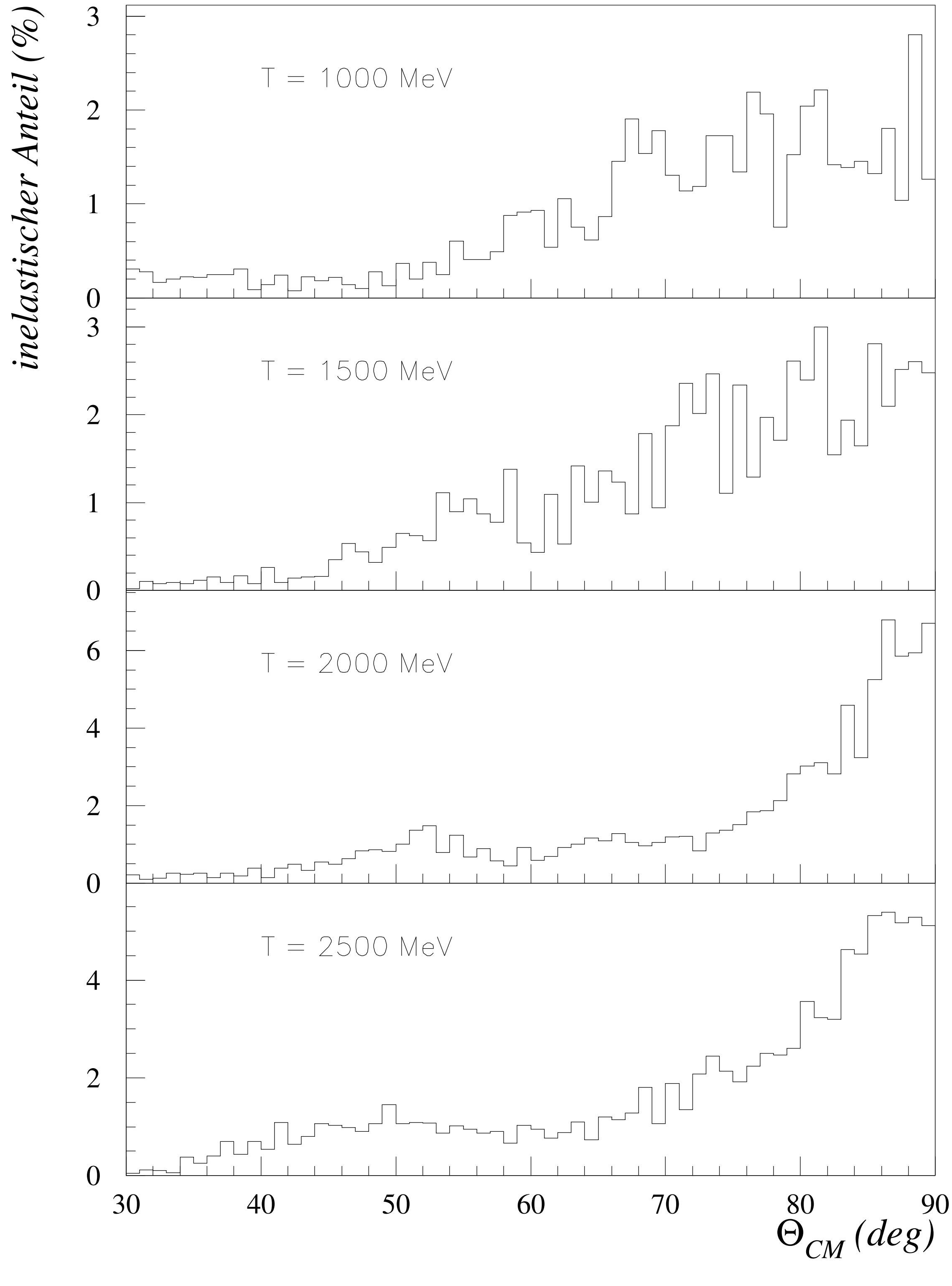


Abbildung 4.12: *Prozentualer Anteil der nach allen Schnitten von der Analyse akzeptierten inelastischen Events. Der Rest auf 100% besteht jeweils aus elastischen Events.*

der inelastische Anteil hier bis zu 7% betragen.
Speziell im Hinblick auf die bekannten Schwächen des Eventgenerators bei Projektilenergien oberhalb von 1GeV sind diese Abschätzungen jedoch mit der gebotenen Vorsicht zu behandeln. Dies zeigt sich speziell in Abb. 4.12 auch an der Tatsache, daß der rekonstruierte Untergrundanteil bei T = 2000 MeV größer als bei T = 2500 MeV ist. In der Diskussion um den systematischen Fehler aus Untergrundreaktionen wirkt sich diese ungenaue bzw. ungewisse Reproduktionsqualität der Winkelverteilungen von MICRES hinderlich aus. Während der winkelintegrale Anteil sicherlich unter 2% bleibt, wird man im Rahmen einer defensiven Aussage bei der winkeldifferentiellen Betrachtung Anteile von bis zu 10% in der Nähe des symmetrischen Winkels in Erwägung ziehen müssen.

4.4 Test des Ohlsen-Verfahrens

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit Untersuchung zur Anwendbarkeit des in Abschnitt 3.2.4 vorgestellten Proper-Flip Verfahrens nach [Ohl73]. Im Rahmen der Analyse der experimentellen Daten nimmt dieses Verfahren eine zentrale Stellung bei der Bestimmung der Analysierstärke ein.

Wie bereits erwähnt reduzieren sich die Messungen zur Analysierstärke bei bekanntem Polarisationsgrad von Targetstrahl – oder alternativ des Projektilstrahls – auf die Bestimmung der Asymmetrie

$$A_N \cdot P_{Ty} = \epsilon = \frac{L - R}{L + R} \tag{4.1}$$

in den Zählraten von linker und rechter Detektorhälfte.

Dabei wurde bereits in Abschnitt 3.2.4 auf die Gefahr einer Beeinträchtigung der Ergebnisse durch falsche Asymmetrien hingewiesen. Neben den dort diskutierten Ursachen für deren Auftreten kommt bei EDDA der Aspekt eines unsymmetrischen Detektors hinzu. Die ungenaue Positionierung und Ausrichtung der Innenschale kann ebenfalls zur Entstehung falscher Asymmetrien führen.
Die generelle Notwendigkeit einer Korrektur falscher Asymmetrien wird deutlich, wenn man das mögliche Ausmaß studiert. Abbildung 4.13 visualisiert beispielhaft zwei durch COSY-Strahlwinkel (oben) und Versatz der Innenschale (unten) hervorgerufene falsche Asymmetrien.
Zum Vergleich ist in Bild 4.14 die "echte" Asymmetrie der elastischen Proton-Proton-Streuung bei einer Targetpolarisation von $P_{Ty} = 70\%$ abgebildet. Der Betrag falscher Asymmetrien kann demnach Werte in der gleichen Größenordnung annehmen, wie sie auch von dem zu messenden physikalischen Effekt hervorgerufen werden, und damit zu einer erheblichen Verfälschung der Messung führen.

Das Ohlsen–Verfahren verspricht nun die weitgehende Korrektur falscher Asymmetrien aufgrund unvollkommener Strahlbedingungen. Unklar bleibt jedoch, inwieweit die Methode auch falsche Asymmetrien anderer Herkunft beseitigen kann.
Insbesondere stellen sich im Hinblick auf die Situation bei EDDA die folgende Fragen :

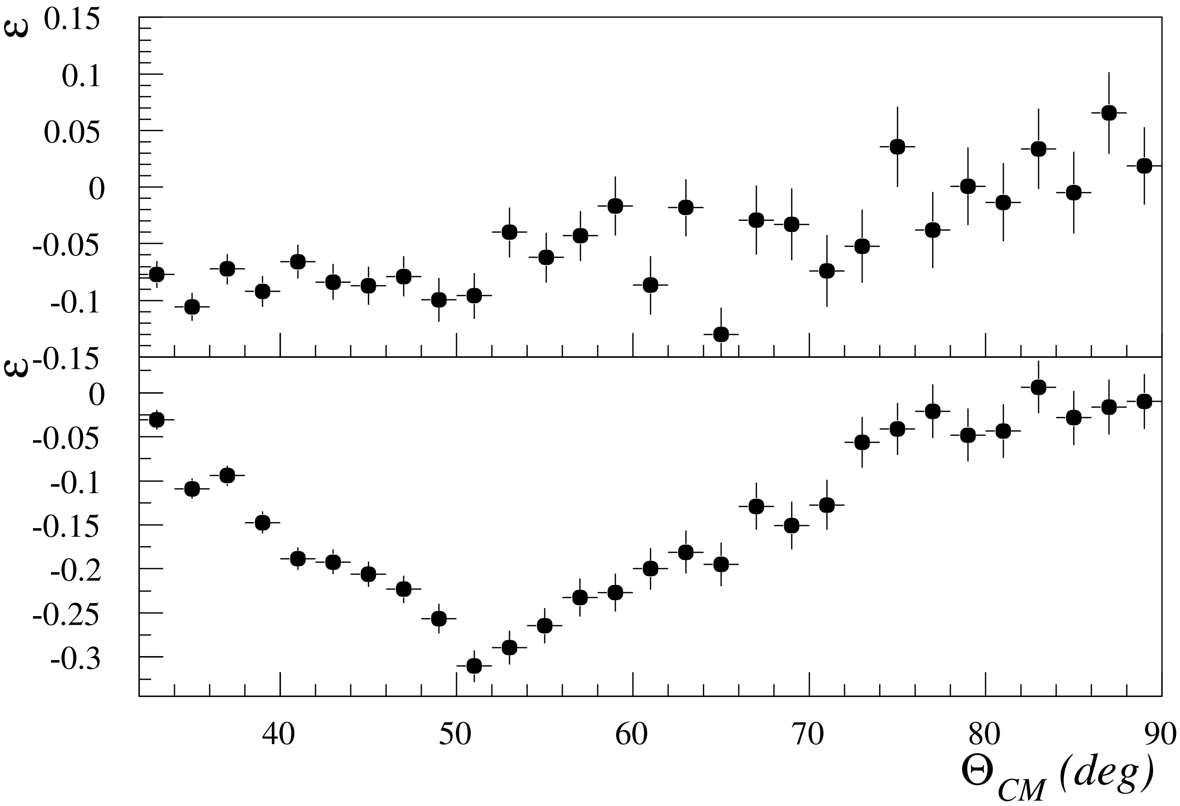


Abbildung 4.13: *Zwei Beispiele für falsche Asymmetrien. Oben: Hervorgerufen durch einen schiefen Projektilstrahl mit* $\gamma_x = 10mrad$. *Unten: Durch einen relativen Versatz der Innenschale um* $\Delta x = 10mm$.

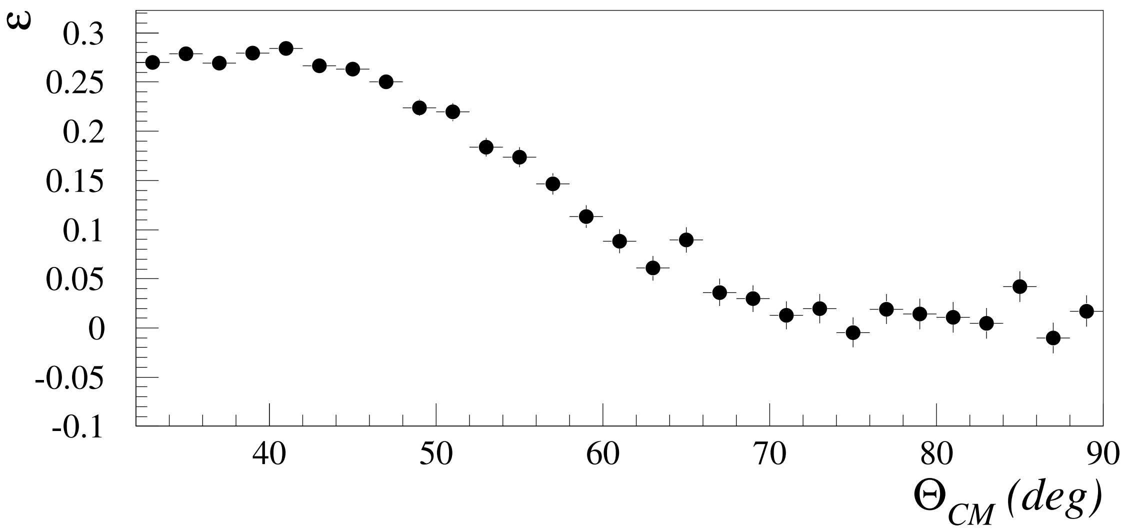


Abbildung 4.14: *Simulierte Asymmetrie der elastischen Proton-Proton-Streuung bei 1500 MeV mit einem in +y-Richtung polarisiserten Targetstrahl* ($P_{Ty} = 70\%$). *Der "Ausreißer" bei* $\Theta_{CM} = 65°$ *kann auf den Übergang zwischen den festen Halbringen und den Fiberringen zurückgeführt werden.*

- Inwieweit kann der Proper-Flip auch die Asymmetrien aufgrund einer Detektor-Asymmetrie korrigieren ? Abb. 4.13 zeigt die Folgen einer extremen Innenschalen–Dejustierung auf.
- Wie sensitiv reagiert das Verfahren, wenn der Betrag der Polarisation beim Spin-Flip nicht erhalten bleibt ? Im Meßbetrieb sind Polarisationsdifferenzen von bis zu 10% aufgetreten.

Um das Leistungsvermögen der Methode zu ermitteln und zu dokumentieren, wurden deshalb Datensätze mit gezielt generierten falschen Asymmetrien erzeugt. Die verschiedenen Ursachen falscher Asymmetrien wurden dazu in einem ersten Schritt getrennt untersucht. Im einzelnen sind dies :

- Versatz der Innenschale gegenüber der Außenschale.
- Relativer Winkel der Innenschale gegen die Außenschale.
- Versatz des COSY-Strahles.
- Winkel des Projektilstrahles.
- Der Einfluß unterschiedlicher Polarisationen $P_\uparrow$ und $P_\downarrow$ bei Strahlversatz und -verkippung ($\Delta_x = 5mm$, $\gamma_x = -2mrad$).

Der Einfachheit halber beschränke ich mich im Rahmen dieser Untersuchung ausnahmslos auf den Fall, daß eine Targetpolarisation entlang der y-Achse bzw. eine rechts-links-Asymmetrie vorliegt. Alle Untersuchungen erfolgen dabei bei einer mittleren COSY–Energie von T = 1500 MeV.
Im EDDA-Experiment wird der Targetstrahl auch entlang der x-Richtung polarisiert und dementsprechend zusätzlich die Asymmetrie zwischen oberer und unterer Detektorhälfte ausgewertet. Die hier durchgeführten Untersuchungen sollten sich jedoch – durch entsprechende Berücksichtigung der um $\phi = 90°$ gedrehten Geometrie – ohne Einschränkungen auch auf diesen Fall übertragen lassen.

Es werden jeweils zwei Datensätze entgegengesetzter Polaristionsrichtung simuliert, aus denen unter Verwendung des Standard-Analyse-Verfahrens und der Anwendung des Proper-Flips die Analysierstärke bestimmt wird.
Wenn das Ohlsen-Verfahren die falschen Asymmetrien erfolgreich korrigieren kann, sollte im Idealfall die rekonstruierte Winkelverteilung der Analysierstärke mit der aus dem Event-Generator der Simulation übereinstimmen. Nun wird man jedoch schon aufgrund rein statistischer Effekte mit kleinen Abweichungen zwischen den beiden Verteilungen rechnen. Um nun einen Anhaltspunkt für die Entscheidung zu haben, ob eventuelle Abweichungen rein statistischer Natur sind oder ob die rekonstruierte Verteilung doch einen signifikant anderen Verlauf als das Original aufweist, wird ein Hypothesen-Test durchgeführt. Dabei wird die Hypothese

“*Rekonstruierte und Ausgangs-* A_N*-Verteilung stimmen überein*”

formal durch einen χ^2–Test auf einem Signifikanzniveau von $\alpha_{Sig} = 0.1\%$ überprüft.

Γ-Werte $(\chi^2_{0.999} = 56.9)$					
$(P_\uparrow - P_\downarrow)/P_\uparrow$ (%)	0	5	10	15	20
$P_\uparrow = 70\%$	16.78	11.18	23.45	23.33	29.31
IS-Position (mm)	0.5	1.0	2.5	5	
x	20.31	26.81	36.83	28.65	
y	20.46	24.61	18.67	29.26	
IS-Winkel (mrad)	2	5	10		
x	8.50	7.11	8.54		
y	12.42	10.17	23.10		
Vertex-Position (mm)	0	2	5	10	
x	13.32	24.03	14.08	23.68	
y	13.32	12.68	26.47	24.38	
Strahl-Winkel (mrad)	1	2.5	5		
x	28.02	21.63	16.50		
y	34.45	23.52	28.29		

Tabelle 4.6: *Die resultierenden Γ–Werte aus dem Hypothesen–Test nach Anwendung des Ohlsen–Verfahrens auf die unter den verschiedenen Ursachen falscher Asymmetrien generierten Datensätze.*

Die zu vergleichenden Winkelverteilungen umfassen jeweils den Bereich von $32° - 90°$ (in N = 29 Bins zu 2°) im Schwerpunktsystem der pp-Streuung. Sei nun A_i der "wahre" Wert der Analysierstärke des i-ten Bins aus dem Event-Generator der Simulation, M_i der rekonstruierte Wert und σ_i sein Meßfehler (siehe Gl.3.18). Dann folgt

$$\Gamma = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{M_i - A_i}{\sigma_i} \right)^2 \tag{4.2}$$

einer χ^2-Verteilung mit $N-1 = 28$ Freiheitsgraden. Zu dem vorgegebenen Signifikanzniveau α_{Sig} ist die Hypothese dann zurückzuweisen, wenn

$$\Gamma > \chi^2_{1-\alpha_{Sig}} \tag{4.3}$$

gilt, wobei $\chi^2_{1-\alpha_{Sig}}$ das zugehörige Quantil der χ^2-Verteilung mit N-1 Freiheitsgraden darstellt. Im vorliegenden Fall nimmt das 99.9%-Quantil der χ^2-Verteilung den Wert $\chi^2_{0.999} = 56.9$ an.

Tabelle 4.6 faßt die resultierenden Γ-Werte dieser Untersuchungen zusammen, die allesamt deutlich unter dem kritischen Wert $(\chi^2_{0.999} = 56.9)$ bleiben. In keinem der betrachteten Fälle gibt es somit eine Veranlassung an der Hypothese und damit an der Gültigkeit und Anwendbarkeit der Proper-Flip-Methode nach Ohlsen zu zweifeln.

Nun wurden die jeweiligen Ursachen falscher Asymmetrien bislang jede für sich betrachtet. In der experimentellen Realität wird man im allgemeinen jedoch mit einer irgendwie gearteten Kombination aller Einflüsse konfrontiert werden.
Daher wurde in letzter Konsequenz ein "worst-case" Szenario durchgespielt, in der die Wirksamkeit des Proper-Flip unter dem kombinierten Einfluß aller aufgelisteten Ursachen begutachtet wurde. Die Werte der kritischen Parameter wurden hierfür ganz bewußt um das 2–3-fache über denen angesetzt, die jemals im Rahmen des Experiments nachgewiesen werden konnten.
Tabelle 4.7 gibt eine Übersicht über die im einzelnen verwendeten Parameter.

Vertex-Position	x = -11 mm y = 13 mm
Strahl-Winkel	x' = 9 mrad y' = 7 mrad
IS-Versatz	x = 7 mm y = -8 mm
IS-Winkel	x' = -7 mrad y' = -6 mrad
Polarisation ↑	y = 0.7 x = 0.2 z = -0.25
Polarisation ↓	y = -0.5 x = -0.15 z = 0.1

Tabelle 4.7: *Zusammenstellung der Parameter des konstruierten "worst-case-Szenarios".*

Das Ergebnis dieser abschließenden Untersuchung ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Die untere Bildhälfte zeigt die rekonstruierte Winkelverteilung der Analysiertstärke, wie sie unter den in Tab. 4.7 aufgelisteten Randparametern bestimmt wurde. Darüber ist zum Vergleich das Ergebnis einer Rekonstruktion dargestellt, bei der optimale experimentelle Bedingungen angesetzt wurden.
In beiden Fällen orientiert sich der Verlauf der Datenpunkte an der gestrichelt eingezeichneten Kurve. Diese zeigt die vom Eventgenerator generierte Winkelverteilung der Analysierstärke, die im wesentlichen selber nur die Vorhersage der SAID-Lösung SP98 widerspiegelt.

Rein optisch kann anhand des Verlaufs der rekonstruierten Datenpunkte keine Unterscheidung bezüglich der zugrundegelegten experimentellen Bedingungen vorgenommen werden. Lediglich der höhere Γ-Wert kann als Indiz herangezogen werden, um auf die erschwerten Rahmenbedingungen zurückzuschließen.

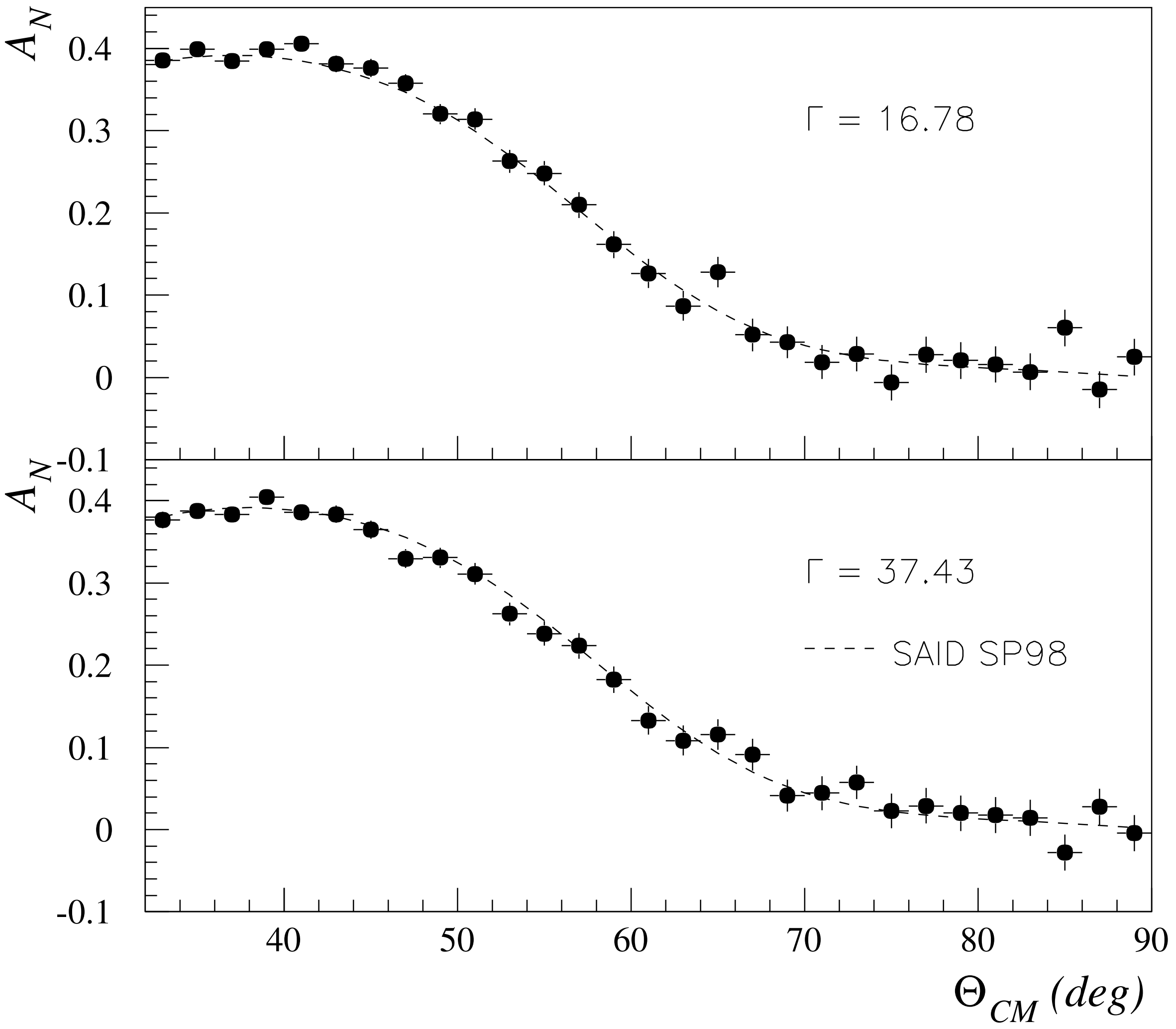


Abbildung 4.15: *Der Vergleich der rekonstruierten A_N-Winkelverteilungen Oben: Unter optimalen experimentellen Bedingungen. Unten: Unter dem konstruierten "worst-case" -Szenario.*

Eine endgültige Sicherheit über die weitgehende Anwendbarkeit des Proper-Flip kann aber auch durch das hier untersuchte worst-case Szenario nicht erlangt werden. Insbesondere ist unklar inwieweit sich durch die Kombination der verschiedenen Ursachen falscher Asymmetrien evtl. kompensierenden Effekte ergeben können. Hier besteht Bedarf für weitere Untersuchungen.

Dennoch kann als vorläufiges Resumee der hier durchgeführten Untersuchung festgehalten werden, daß der Proper-Flip unter allen Bedingungen als eine zuverlässige Methode zur Korrektur falscher Asymmetrien angesehen werden kann. Selbst unter extremen und unrealistischen Bedingungen wird die Gültigkeit auf einem 0.1% Signifikanzniveau bestätigt.

4.5 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein elastisch gestreutes Proton vom Detektor registriert und der anschließenden Analyse rekonstruiert wird, spielt im Rahmen der Messungen zur Analysierstärke nur eine untergeordnete Rolle. Dennoch liefert die Kenntnis dieser Nachweiswahrscheinlichkeit (Efficiency) wertvolle Informationen über das Detektorverhalten sowie Stabilität und Zuverlässigkeit der Analysereoutinen. Darüberhinaus ermöglicht ihre Kenntnis die Bestimmung der Luminosität und eröffnet einen alternativen Zugang zur Abschätzung des in der Analyse verbliebenen Anteils von Untergrundereignissen anhand der experimentellen Daten.

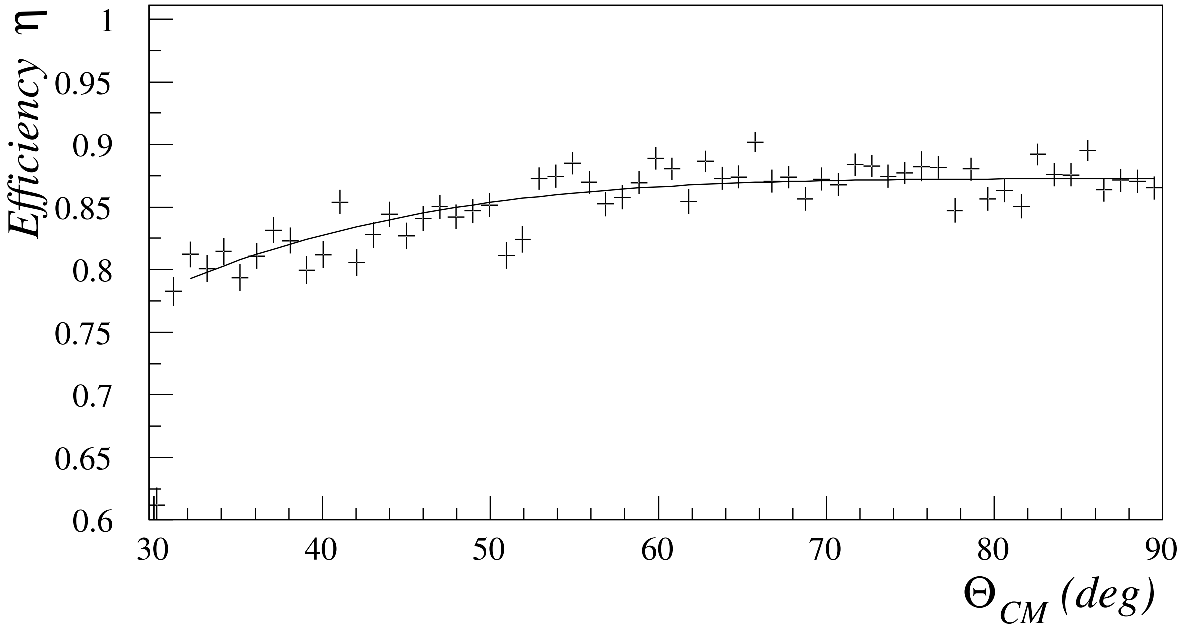


Abbildung 4.16: Simulierte Nachweiswahrscheinlichkeit (Efficiency) für elastisch gestreute Protonen als Funktion des Schwerpunktswinkels bei T = 1500 MeV.

Um nun die Efficiency zu bestimmen, werden elastische Events gemäß einer Gleichverteilung im Schwerpunktsystem der pp-Streuung simuliert. Die Vertexverteilung wird möglichst realitätsnah an die aus dem Experiment ermittelten Parameter für COSY- und Target-Strahl angepaßt.
Ein Ereignis wird als experimentell nachgewiesen betrachtet, wenn es die komplette Analyseprozedur überlebt hat. In diesem Sinne beschreibt die Efficiency also nicht nur reine Eigenschaften des Detektors, sondern eben auch die Effizienz der Analyseroutinen. Abbildung 4.16 zeigt die unter diesen Gesichtspunkten bestimmte Efficiency bei T = 1500 MeV als Funktion des Streuwinkels im CM-System.

Zu kleinen Schwerpunktswinkeln hin sinkt die Efficiency für alle Projektilenergien ab. Dies kann im wesentlichen auf die bereits in Abschnitt 4.2.1 beschriebene Zunahme von Sekundärreaktionen unter kleinen Laborwinkeln zurückgeführt werden. Darüberhinaus trägt aber auch der große Energieverlust von den niederenergetischen Ejektilen bei, die unter großen Rückwärtswinkel gestreut werden und vereinzelt im Detektormaterial steckenbleiben bevor sie die Außenschale erreichen.

Unter der Annahme, daß das zeitliche Verhalten der Efficiency konstant ist, wird für die Bestimmung der 1σ-Confidenzgrenzen $\eta_{min,max}$ der folgende Ansatz herangezogen,

$$\eta_{min,max} = \frac{n + 1/2 \mp \sqrt{n(1 - n/N) + 1/4}}{N + 1} \tag{4.4}$$

in dem n die Anzahl der rekonstruierten und N die der simulierten Ereignisse repräsentiert. Eine detaillierte Herleitung kann [Tho96] entnommen werden.

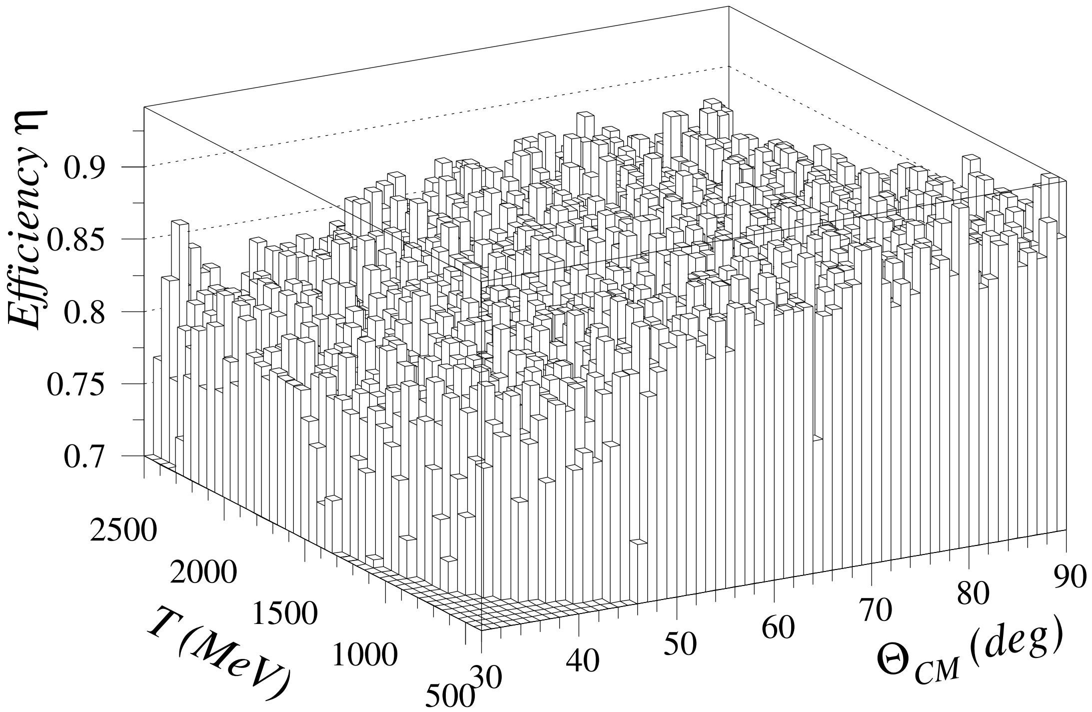
Auf diese Weise wurde die Efficiency für insgesamt 43 Energieintervalle im Bereich von 400-2500 MeV bestimmt, die in der oberen Hälfte von Abbildung 4.17 in einem Histogramm zusammengefaßt sind.
Um die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Verwendung in weiteren Analysen handlicher zu machen, wurde eine Parametrisierung als Funktion von Energie und Streuwinkel angestrebt. In einem ersten Schritt wurden dazu jeweils die Winkelverteilungen durch ein Polynom der Form

$$\eta(\Theta_{CM}) = A_0 + A_1 \cdot (90^\circ - \Theta_{CM})^2 + A_2 \cdot (90^\circ - \Theta_{CM})^4 \tag{4.5}$$

angepaßt. Das Resultat einer solchen Anpassung ist in Abbildung 4.16 in Form der durchgezogenen Kurve dargestellt. Nachfolgend wird die Energieabhängigkeit der Parameter A_0, A_1 und A_2 über ein Polynom 2-ten Grades bestimmt

$$A_x(E) = a_{x0} + a_{x1} \cdot E + a_{x2} \cdot E^2 \qquad \text{mit} \qquad x = 0, 1, 2 \tag{4.6}$$

Das Ergebnis dieser Prozedur ist eine parametrisierte Form der Efficiency, die in der unteren Hälfte von Abbildung 4.17 als Contourplot dargestellt ist.
Ihren Maximalwert von ca. 91% hat sie bei 500MeV im symmetrischen Winkel – Ihr Minimum von 78% liegt bei hohen Energien und kleinen Streuwinkeln. Tabelle 4.8 faßt einige ausgesuchte Werte der Efficiency zusammen.



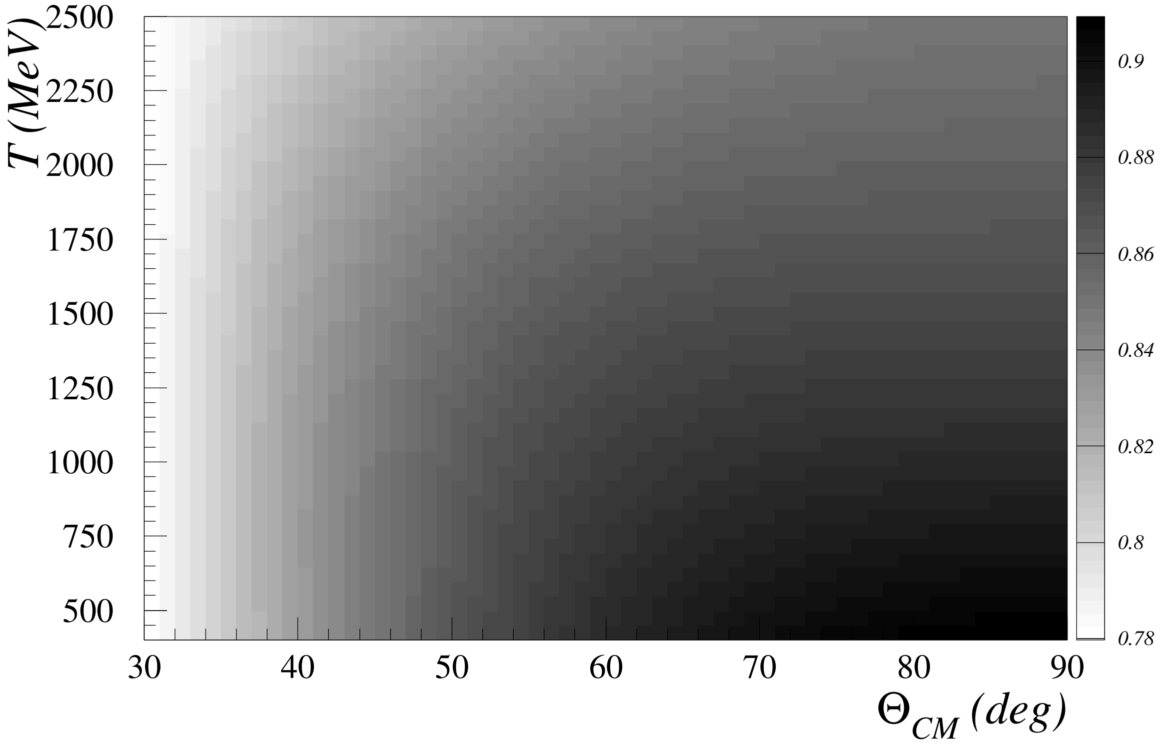


Abbildung 4.17: *Oben: Die Efficiency für elastisch gestreute Protonen des EDDA-Detektors. Unten: Die parametrisierte Darstellung der Efficiency.*

	Energie (MeV)				
	500	1000	1500	2000	2500
η bei $\Theta_{CM} = 40°$	82.73	82.75	82.4	81.69	80.63
η bei $\Theta_{CM} = 90°$	90.74	88.80	87.30	86.05	85.04

Tabelle 4.8: *Ausgewählte Werte der Efficiency bei* $\Theta_{CM} = 90°$ *und* $\Theta_{CM} = 40°$.

Begrenzt wird die Detektor-Efficiency im wesentlichen durch die Rate an hadronischen Reaktionen im Detektormaterial. Dies läßt sich belegen indem man die hier vorgestellten Simulationen unter Vernachlässigung von Sekundärreaktionen durchführt. In diesem Fall liegen die Werte der Efficiency – unabhängig von Energie und Streuwinkel – deutlich über 99%.

Kapitel 5

Streuphasenanalyse der EDDA-Daten

In diesem Kapitel werde ich die Ergebnisse einer von mir durchgeführten Streuphasenanalyse vorstellen, in der ich die Daten $A_N(T, \Theta_{CM})$ des EDDA-Experimentes zum Weltdatensatz hinzugefügt habe. Insbesondere ist dabei interessant, ob die Analysierstärke einen ähnlich signifikanten Einfluß auf die Vorhersagen des Verlaufs einzelner Observablen haben würde wie es im Falle des spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnittes war [Arn97].
Einleitend soll dabei ein Überblick über die dafür verwendeten Programme gegeben werden, in dem auch das Zusammenspiel der verschiedenen Teilkomponenten dargestellt werden soll.

5.1 Die VPI Codes

Nahezu alle Programmteile, die für die Analyse, Visualisierung und Bearbeitung der Daten zum Einsatz gelangen, sind in langjähriger Arbeit von Prof.R.A.Arndt erstellt worden. Während eines mehrwöchigen Gastaufenthaltes am VPI hatte ich die Möglichkeit, mich mit Bedienung und Funktionalität des Programm-Paketes vertraut zu machen. Der Schwerpunkt lag dabei auf der Aneignung der erforderlichen Kentnisse, die für die Durchführung von Streuphasenanalysen und für das Erstellen einer neuen Lösung benötigt werden. Dabei sei im folgenden unter einer "Lösung" stets das Ergebnis einer erfolgreich durchgeführten Streuphasenanalyse verstanden.
Die Summe aller Teilprogramme läßt sich nun nach funktionalen Gesichtspunkten in drei Aufgabenfelder untergliedern.

- Die **Visualisierung** experimenteller Daten, der verschiedenen Lösungen der Streuphasenanalyse sowie der Vorhersagen theorischer Potentialmodelle geschieht durch das Programm SAID. Es ist das bekannteste der hier vorgestellten Programme und ist über Internet[1] für jedermann frei zugänglich.

- Das **Erstellen** und **Bearbeiten** der Lösungen wird durch die Programme *NNF* und *NNKPOL* ermöglicht. Beide Programme sollen unten etwas ausführlicher vorgestellt werden.

- **Hilfsprogramme** stellen vertiefte Funktionalität zur Bearbeitung von graphischen Darstellungen (CANDP), sowie zum gezielten Vergleich verschiedener Lösungen (NNCPRS) bereit. Auf die entsprechenden Programme soll hier jedoch nicht näher eingegangen werden.

Daneben existieren die Dateien mit den gesammelten Daten über die experimentellen Ergebnisse sowie der verschiedenen Lösungen, auf die alle Programme direkt oder indirekt zugreifen. Abbildung 5.1 veranschaulicht das Zusammenspiel der einzelnen Komponenten in graphischer Darstellung.

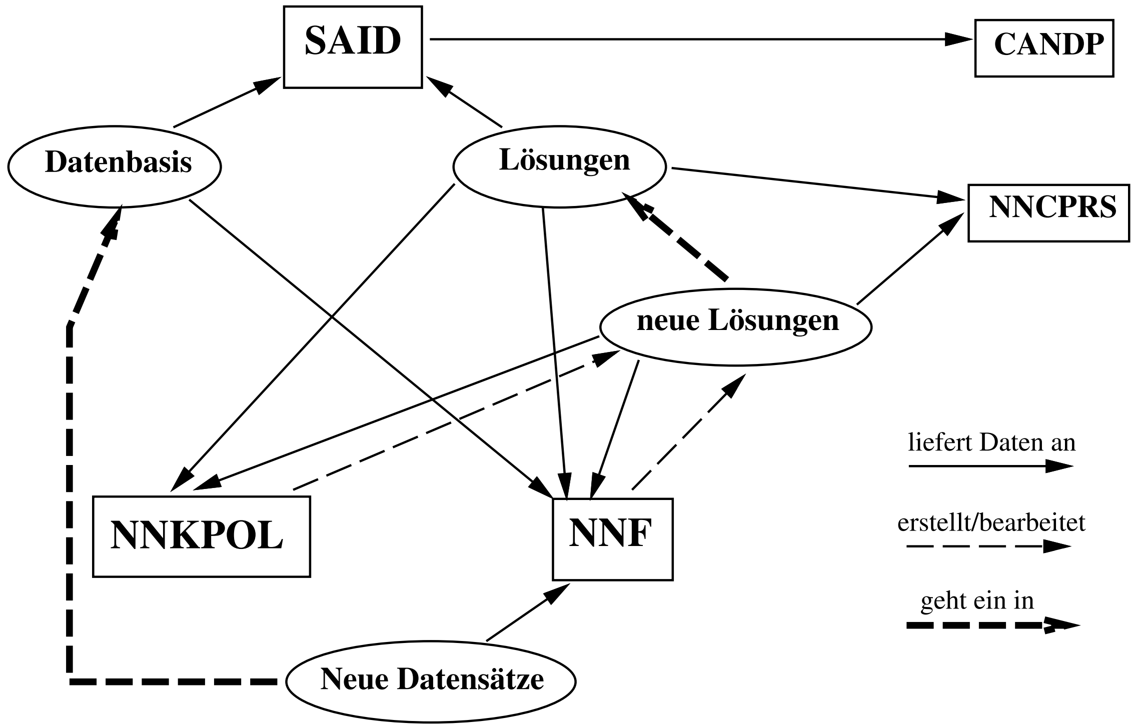


Abbildung 5.1: *Die verschiedenen Programme des SAID-Paketes. Die ausführbaren Programme sind durch Rechtecke, die Datenfiles durch Ovale gekennzeichnet.*

[1]Zugang ist sowohl via WWW, als auch über *telnet* bzw. *ssh*-Verbindung möglich. Der Orginal-Server ist erreichbar unter *said.phys.vt.edu*. In Europa existieren mehrere Mirror-Server, wovon einer der von mir betreute Server *said-hh.desy.de* ist. Unter dem Account *said* ist man automatisch autorisiert das Programm zu nutzen.

5.1.1 NNKPOL

NNKPOL ist eines der beiden Programme, das für die Streuphasenanalyse experimenteller Daten eingesetzt wird, und darüberhinaus auch für eine gezielte Einstellung bzw. Konfiguration der Anfangsbedingungen einer nachfolgenden Analyse-Prozedur mit NNF verwendet werden kann. Das Programm betrachtet jeweils das energieabhängige Verhalten einzelner Partialwellen. Dabei orientiert es sich an den energieunabhängigen Lösungen (s.u.) und versucht, eine optimale Anpassung der einzelnen Phasen zu erzielen.
Eine ganz wesentliche Funktionalität stellt dabei die Möglichkeit zur direkten Beeinflussung der einzelnen Fitparameter durch den Nutzer dar. Insbesondere kann eine gezielte Auswahl der Parameter und dadurch auch die Tiefe der Parametrisierung für jede Partialwelle individuell festgelegt werden.
So läßt sich bespielsweise auch die Verwendung der modifizierten Basisfunktionen, die ja erst die Ausweitung der Analysen auf 2.5 GeV ermöglicht haben, ein- bzw. ausschalten.
NNKPOL kann aber auch zur Nachbearbeitung von neu erstellten Lösungen herangezogen werden, um dort, wo die globale Lösung (s.u.) die experimentellen Daten nicht zufriedenstellend reproduzieren kann, die Partialwellen zu optimieren.

Es bleibt jedoch anzumerken, daß der "seriöse" Umgang mit NNKPOL ein vertieftes Verständnis sowie jahrelange Erfahrungen über die Auswirkungen eines direkten Eigriffes in die Parametrisierung erfordert.
Im Rahmen der von mir durchgeführten Analysen habe ich diese Möglichkeiten von NNKPOL daher nicht genutzt.

5.1.2 NNF

Das Standardwerkzeug zum Erstellen neuer Lösungen ist das Programm NNF (Nucleon Nucleon Fit). Hier wird auf Grundlage der gewählten Datenbasis immer ein simultaner Fit aller selektierten Partialwellen bzw. Parameter vorgenommen.
Die Steuerung des Analyseablaufes kann interaktiv erfolgen, geschieht aber in der Regel über eine "Konfigurationsdatei" (Input File), in der der Benutzer Energiebereich, Datenbasis und die einzelnen Analyseprozeduren festlegt. Die Befehls-Syntax zur Steuerung der Analyse orientiert sich an dem ebenfalls am VPI entwickelten "format free data-input", der recht ausführlich in [Arn81] beschrieben wird.

Prinzipiell können sowohl der Energiebereich wie auch die experimentelle Datenbasis, die in der Analyse berücksichtigt werden soll, frei gewählt werden. Das Programm trägt dabei bereits dem Umstand Rechnung, daß die verfügbare Menge an Daten für np– und pp–Streuung sich deutlich unterscheiden, und verlangt daher eine getrennte Spezifizierung.

Das Programm stellt von sich aus zwei grundlegende Typen von Lösungen bereit, die nachfolgend kurz dargestellt werden sollen.

Globale Lösungen

Ziel und Motivation der sogenannten globalen Lösungen (auch energieabhängige Lösung) besteht darin, einen möglichst genauen Überblick von Verlauf und Abhängigkeit der Phasen und Observablen über einen weiten Bereich von Energie und Streuwinkel zu gewinnen. Hierfür werden in der Regel alle Datenpunkte im ausgewählten Bereich bei der Erstellung der neuen Lösung berücksichtigt. Als unterliegendes Gerüst der Parametrisierung kommt der in Kap. 2.6 vorgestellte K-Matrix Formalismus zum Einsatz.
In den "offiziellen" Versionen einer solchen *global solution*, die von Prof.Arndt erstellt und via SAID publiziert werden, gehen derzeit insgesamt 31290 (pp 19897 / np 11393) np- und pp-Daten im Energie-Bereich von 0–2500 MeV (pp) bzw. 0–1300 MeV(np) ein. Die im weiteren Verlauf dieser Arbeit zugrundegelegte globale Lösung SP99 basiert auf der Anpassung von 147 freien Parametern, und berücksichtigt in der Analyse rund 40 Partialwellen mit Drehimpulsbeiträgen von bis zu $J = 8$.

Energieunabhängige Lösungen

Der zweite Lösungstyp, der von NNF unterstützt wird, sind die sogenannten *energieunhängigen Lösungen* (oder auch *Single Energy Solutions* (SES)), die nur die Daten eines relativ engen Energiebereiches um die Energie E_0 berücksichtigen.
Motiviert wird diese zweite Form der Lösung dadurch, daß bei der globalen Lösung die Möglichkeit besteht, daß der Algorithmus nicht sensitiv genug sein könnte, um lokal begrenzte Strukturen in den Daten zu erkennen bzw. zu berücksichtigen. Ganz allgemein zeigt sich, daß die SES die experimentellen Daten innerhalb ihres Intervalls um E_0 tendenziell besser beschreiben als die globale Lösung.
Die aus den SES gewonnenen Ergebnisse können also zu Normierungszwecken herangezogen werden oder um die globale Lösung zu verifizieren bzw. auf Abweichungen hin zu untersuchen. Ergeben sich signifikante Unterschiede zum Verlauf der globalen Lösung, so kann die aus den SES gewonnene Information auf zwei Arten zu einer verbesserten Anpassung der globalen Lösung beitragen.

- Die SES verschiedener Energiebereiche können bei einer erneuten Analyse zur Erstellung einer globalen Lösung als zusätzliche Randbedingungen (*Constraints*) an die Fit-Routinen übergeben werden.
- Alternativ kann in einem solchen Fall auch auf eine Bearbeitung mit NNKPOL zurückgegriffen werden, um über die Variation einzelner Partialwellen eine verbesserte Anpassung der globalen Lösung an die experimentellen Daten zu erzielen.

Im Gegensatz zu den globalen Lösungen werden die SES nicht über den in Kapitel 2.6 vorgestellten K-Matrix Formalismus dargestellt. Real- (δ) und Imaginärteil (ρ) der Streuphasen werden direkt in einer Taylor-Entwicklung um die zentrale Energie E_0 parametrisiert:

$$\delta(E) = \delta(E_0) + \left.\frac{d\delta(E)}{dE}\right|_{E_0} (E - E_0) \quad , \quad \rho(E) = \rho(E_0) + \left.\frac{d\rho(E)}{dE}\right|_{E_0} (E - E_0) \tag{5.1}$$

Die 4 Ausgangswerte für δ und ρ und deren Ableitungen bei der Energie E_0 werden dabei aus einer zu selektierenden globalen Lösung entnommen. Die Existenz einer globalen Lösung stellt daher eine unabdingbare Voraussetzung für eine Bestimmung der energieunabhängigen Lösungen dar.

Suchalgorithmus / Abbruchkriterien

Eine detaillierte Darstellung der verschiedenen Algorithmen, die im Rahmen der komplexen Analyse zum Einsatz kommen, soll an dieser Stelle unterbleiben (siehe dazu z.B. [Arn66]). Hier möchte ich nur den formalen Ablauf der Streuphasenanalyse, wie er in NNF (und NNKPOL) implementiert wurde, in Form eines vereinfachenden Flußdiagramms darlegen (siehe Abb. 5.2).

Ausgehend von einer bestehenden Parametrisierung der Streuphasen (oder der Vor-

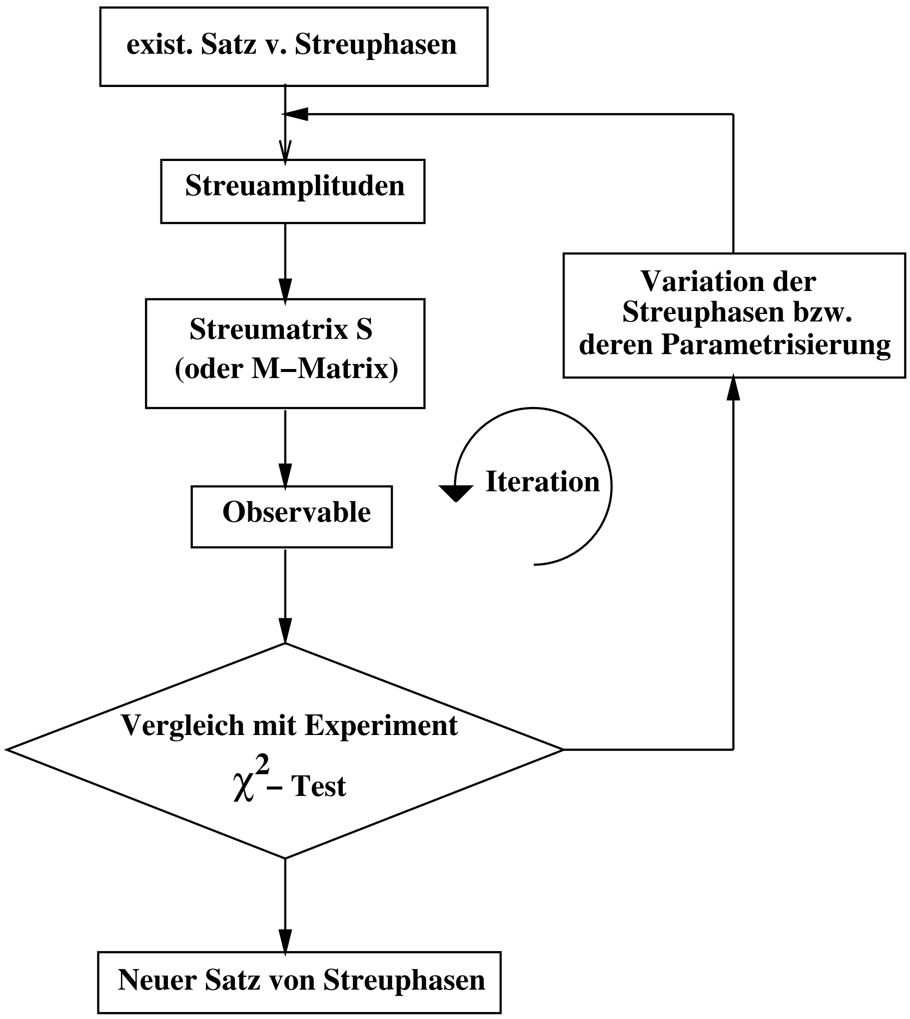


Abbildung 5.2: *Stark vereinfachtes Flußdiagramm des Suchalgorithmus*

hersage eines theoretischen Modells), wird letzlich ein Bezugssatz von Observablen

berechnet und dieser dann mit den experimentellen Daten verglichen. Dieser Vergleich wird durch Bildung eines χ^2–Wertes aus den fehlergewichteten quadrierten Differenzen quantitativ gefaßt. In der Folge werden die Bezugsdaten durch Variation der zugrundeliegenden Phasen in einem iterativen Prozeß so lange modifiziert, bis entweder die vorgegebene Anzahl der maximal zulässigen Iterationen überschritten wird oder aber die Änderung $\Delta\chi^2$ des χ^2 gegenüber dem vorherigen Wert keine signifikante Verbesserung (d.h. $\Delta\chi^2 \leq \Delta\chi^2_{min}$) mehr ergibt.
Das Ergebnis des χ^2-Tests stellt somit das zentrale Kriterium zur Beurteilung sowohl der Anpassung an die Observablen als auch des Fortschritts der Fit-Prozedur dar. Der von Arndt gewählte Ansatz zur Definition des χ^2 versucht darüberhinaus auch die Unsicherheiten in der Normierung der verschiedenen Experimente zu berücksichtigen. Er soll daher kurz skizziert werden.

Der Weltdatensatz an NN-Streudaten setzt sich zusammen aus einer Vielzahl von Winkelverteilungen (oder allg. Datensätzen) unterschiedlicher Observablen, die von verschiedenen Experimenten bzw. Autoren publiziert wurden. Jeder Datenpunkt $\mathcal{O}_{n,i}$ eines solchen Datensatzes n besitzt eine individuelle Meßungenauigkeit $\epsilon_{n,i}$, die seinen statistischen wie auch den systematischen Fehler umfaßt.
Darüberhinaus kann man jedem Datensatz als Ganzes eine Normierungsunsicherheit $\epsilon_{n,0}$ (*overall normalization uncertainty*) zuordnen.
Umfasse der Weltdatensatz nun n_{tot} Datensätze mit jeweils N_n Datenpunkten, dann kann das in NNF zugrundegelegte χ^2 wie folgt dargestellt werden.

$$\chi^2 = \sum_n^{n_{tot}} \chi_n^2 = \sum_n^{n_{tot}} \left[\sum_{i=1}^{N_n} \left(\frac{\nu_n M_{n,i}(\vec{x}) - \mathcal{O}_{n,i}}{\epsilon_{n,i}} \right)^2 + \left(\frac{\nu_n - 1}{\epsilon_{n,0}} \right)^2 \right] \tag{5.2}$$

Dabei bezeichnet $M_{n,i}(\vec{x})$ den vom Modell vorhergesagten Wert der Observablen und $\vec{x}$ den Vektor der freien Parameter. Der Faktor ν_n stellt den sog. Normierungsfaktor des n-ten Datensatzes dar. Er ist ein weiterer freier Paramter, der Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann.
Zur Minimierung des χ^2 werden jeweils die freien Parameter x_i sowie die Normierungsfaktoren ν_n der einzelnen Datensätze simultan varriert. Angestrebt wird hierbei ein Parametersatz, für den die Minimumsbedingungen

$$\frac{d\chi^2}{d\nu_n} = 0 \quad , \quad \frac{d\chi^2}{dx_i} = 0 \tag{5.3}$$

erfüllt werden. Dabei erfährt die jeweilige Winkelverteilung durch die Variation bezüglich des Normierungsfaktors ν_n immer eine Verschiebung als Ganzes.
Für die beiden extremen Fälle, daß die Normierung des Datensatzes entweder vollkommen unbestimmt (d.h. $\epsilon_{n,0} \to \pm\infty$) bzw. exakt bekannt ($\epsilon_{n,0} = 0 \Rightarrow \nu_n = 1$) ist, verschwindet der zweite Term in Gleichung 5.2. Im ersteren Fall ergeben sich für den ersten Term in Gl. 5.2 keine weiteren Restriktionen aus ν_n, man spricht dann von *floating normalization*, im letzteren Fall hingegen von *fixed normalization*.

Das Erstellen einer Lösung

Ausgangspunkt für jede neue Analyse mit NNF ist immer eine existierende globale Lösung, unabhängig davon, ob dabei eine globale oder energieunabhängige Lösung generiert werden soll. Neue Datenpunkte, die dabei in die Analyse mit einfließen sollen, müssen in Form von Winkelverteilungen in einer separaten Datei bereitgestellt werden. Per Konfigurations-Datei werden nun der angestrebte Lösungstyp (SES oder globale Lösung) und die zu berücksichtigende Datenbasis (np- und/oder pp-Daten) definiert, und anschließend die zu variierenden Partialwellen sowie die Abbruchkriterien festgelegt.
Um die Fitprozedur dann schließlich zu starten, muß NNF aufgerufen und die "Input-Datei" übergeben werden.

An dieser Stelle muß ich jedoch anmerken, daß ein universal gültiges Schema zum Generieren einer neuen Lösung nicht existiert. Die gemachten Angaben über die einzelnen Schritte können nur als grober Leitfaden für das Vorgehen angesehen werden. Im allgemeinen ist das Erstellen einer neuen Lösung wieder ein hochgradig iterativer Prozeß. Prof. Arndt nutzt dabei das Zusammenspiel und die Möglichkeiten von zusätzlichen Randbedingungen aus den SES und manueller Nachbearbeitung mit NNKPOL sehr intensiv, um eine optimale Anpassung zu erzielen.

5.2 Der Einfluß der EDDA-Daten

Nachfolgend soll nun der Einfluß der Daten des EDDA Experimentes auf die Lösungen der Arndt'schen Streuphasenanalyse untersucht werden.

Ausgangspunkt der Analysen ist die globale Lösung SP99, zu der ich jeweils die Winkelverteilungen des spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitts bzw. der Analysierstärke hinzufügt habe . In beiden Fällen umfaßt die neue Datenmenge lediglich pp-Streupunkte, so daß man einen möglichen Effekt auch nur im Verlauf der isovektoriellen pp-Phasen erwartet. (Tatsächlich ist diese Annahme nur bedingt richtig. So werden die isovektoriellen np-Phasen nämlich aus den pp-Phasen abgeleitet. Dies geschieht jedoch im wesentlichen nur dadurch, daß der jeweilige Anteil, der aus der Coulomb-Abstoßung der Protonen herrührt, aus den pp-Phasen herausgerechnet wird.)
Bei der Erstellung der globalen Lösung wurden dementsprechend nur die isovektoriellen pp-Phasen variiert.
Um nun eine neue Lösung zu generieren bin ich sowohl bei den $\frac{d\sigma}{d\Omega}$– wie auch bei den A_N-Daten folgendermaßen vorgegangen. In einem ersten Schritt wurden alle isovektoriellen pp-Phasen – auf Grundlage der Weltdatenbasis an pp-Daten im Energiebereich von 0–2520MeV – variiert, und dadurch eine Zwischenlösung erzeugt. Erst im zweiten Schritt werden dann die jeweiligen EDDA-Daten als zusätzliche Datenmenge an NNF übergeben und in der Analyse berücksichtigt. Dabei wurden in beiden Teilschritten je drei Minimierungszyklen durchlaufen. Als Minimum der erforderlichen χ^2–Änderung wurde jeweils der Wert $\Delta\chi^2_{min} = 0.01$ vorgegeben.

5.2.1 Die Gesamtmenge der spingemittelten $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta, p)$-Daten

In [Wel98] wurde die Analyse einer weiteren Datenmenge von ca. 30 Mio. elastischen Events des spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ fertiggestellt.

Zusammen mit der in [Alb97] bereits veröffentlichten Datenmenge von ca. 15 Mio. Events, sollte nun der kombinierte Satz an Winkelverteilungen beider Datensamples einer Streuphasenanalyse unterzogen werden. Hierbei war insbesondere der mögliche Einfluß auf solche Bereiche, wo der erste EDDA–Datensatz entweder gar keine Datenpunkte (unterhalb 500 MeV) oder nur geringe Statistik aufwies (symmetrischer Winkel bei hohen Energien), von besonderem Interesse.

Die in [Alb97] veröffentlicheten Datenpunkte haben bereits Eingang in die SAID–Datenbasis gefunden, und dadurch auch die Lösung SP99 maßgeblich mitbestimmt. Daher war es im Vorwege der Analyse notwendig, diese 2121 Datenpunkte wieder aus dem Weltdatensatz zu entfernen, um den EDDA-Daten nicht fälschlich ein zusätzliches Gewicht zu verleihen. Im Gegenzug wird der kombinierte Datensatz aus insgesamt 45 Mio. elastischen Ereignissen in Form von 2810 Datenpunkten in 105 Winkelverteilungen neu an die Analyseroutinen übergeben.
Die besondere Stärke des EDDA-Experimentes besteht in der Selbstkonsistenz der bereitgestellten Daten. Um diese Datenkonsistenz entsprechend in der Analyse zu berücksichtigen, werden alle 105 Verteilungen symbolisch miteinander “verkettet” (sogenanntes *linked experiment*) und mit einer gemeinsamen Normierungsunsicherheit übergeben. Hierdurch ergeben sich bei der Analyse deutlich stärkere Restriktionen für die Fitroutinen.

Ansonsten wurde zur Erstellung der neuen globalen Lösung ED19 das zweistufige Verfahren, wie es vorangegangenen Abschnitt dargestellt wurde, angewendet.

Reduziert man eine Bewertung der neu erstellten Lösung lediglich auf die Betrachtung der resultierenden χ^2–Werte (vergl. Tab. 5.1), so ergibt sich durch die zusätzliche Datenmenge offensichtlich kein signifikanter Impuls. Der Betrag der χ^2–Werte, sowohl für die Summe aller pp-Daten wie auch für die spingemittelten $\frac{d\sigma}{d\Omega}$-EDDA-Daten allein, bleibt im wesentlichen unverändert. Dies ist unter anderem darauf zurückzuführen, daß der erste EDDA–Datensatz den Verlauf von SP99 maßgeblich mitbestimmt hat, und sich der Gesamtdatensatz von diesem kaum unterscheidet. Dementsprechend erwartet man auch keine großen Änderungen.
Wie ein Blick auf die Anregungsfunktionenen (vergl. Abb 5.3) zeigt, führt die verbes-

Lösung	χ^2 aller pp-Daten	χ^2 der EDDA DSG-Daten
SP99	$32430/19897 = 1.63$	$2289.25/2121 = 1.08$
ED19	$33832/20625 = 1.64$	$2981.50/2810 = 1.06$

Tabelle 5.1: *Vergleich der χ^2-Werte für versch. Datensamples der Lösungen SP99 und ED19*

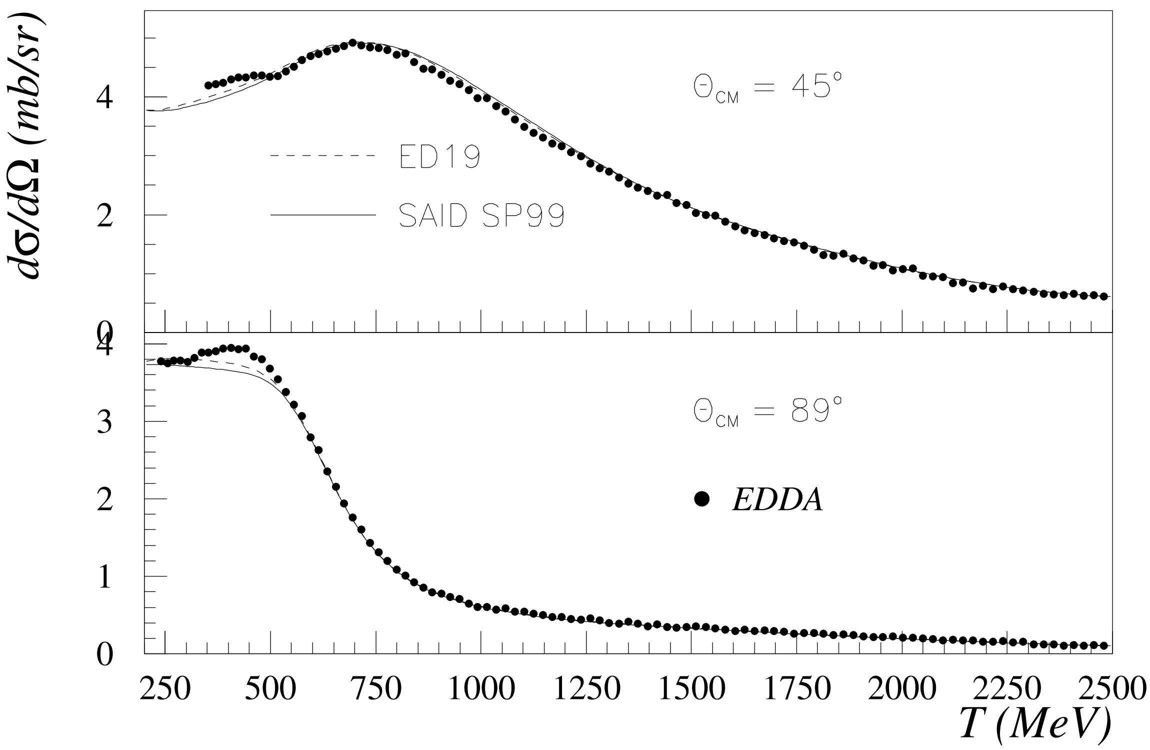


Abbildung 5.3: *Der Einfluß der $\frac{d\sigma}{d\Omega}$–Daten am Beispiel der Anregungsfunktionen bei* $\Theta_{CM} = 45°$ *und* $\Theta_{CM} = 89°$

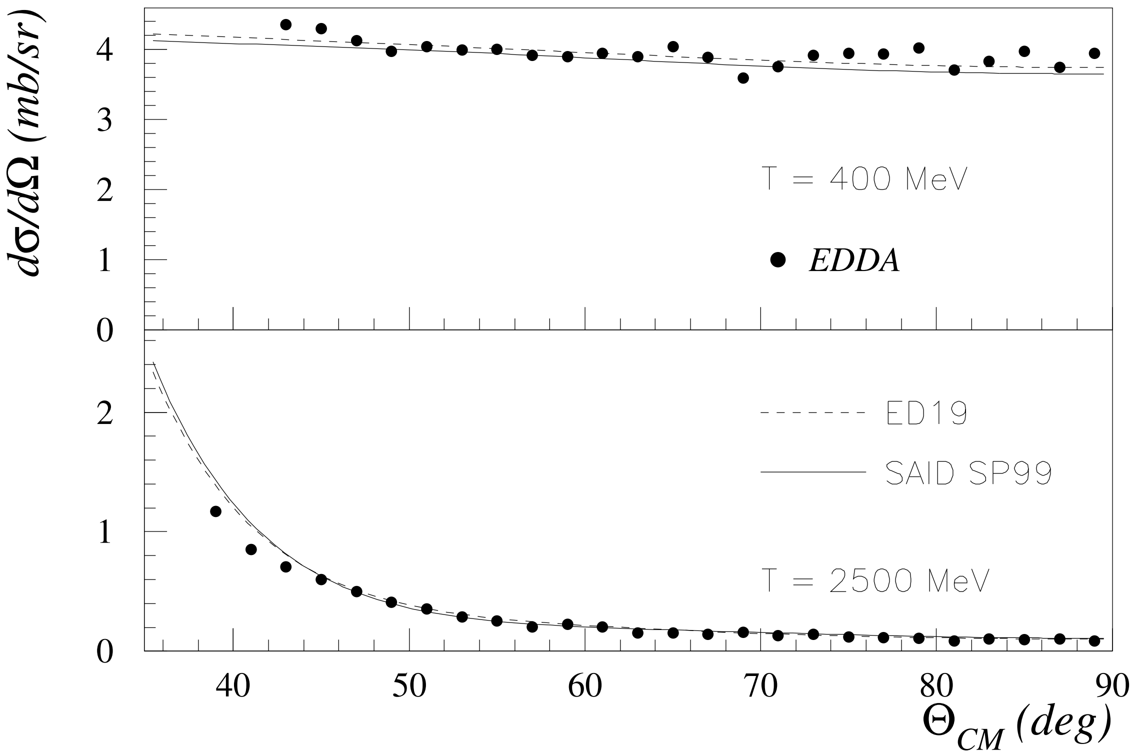


Abbildung 5.4: *Der Einfluß der $\frac{d\sigma}{d\Omega}$–Daten am Beispiel der Winkelverteilungen bei einer Energie von 400 MeV bzw. 2500 MeV*

serte Statistik bei hohen Energien – insbesondere auch in der Nähe des symmetrischen Winkels – zu keiner signifikanten Änderung im Verlauf der Lösung. Jedoch zeigt sich eine leichte Anhebung in der Vorhersage für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ unterhalb von 600 MeV. Besonders deutlich wird dies beim Vergleich der Winkelverteilungen für 400 MeV und 2500 MeV in Abb. 5.4. Die neue Lösung ED19 (- - -) liegt bei 400 MeV durchgängig etwas oberhalb von SP99. Hier machen sich offenbar die Daten aus dem erweiterten Energiebereich von 240–500 MeV, die mit dem zweiten Datensample neu in die Gesamtdatenmenge eingeflossen sind, bemerkbar.
Bei der Höchstenergie von 2500 MeV wird – mit Ausnahme geringer Abweichungen bei Streuwinkeln $\Theta_{CM} \leq 40°$ – die bestehende Lösung im wesentlichen reproduziert.
Insgesamt betrachtet wird der Verlauf der Lösung SP99 durch den kombinierten Satz der EDDA-Daten untermauert. Das besondere Gewicht der EDDA-Daten wird dabei sowohl durch ihren geringen χ^2–Beitrag wie auch durch ihren Umfang demonstriert. Rund 1/3 aller Datenpunkte zum spingemittelten Wirkungsquerschnitt im Energiebereich bis 2.5GeV stammen von EDDA.

Es ist jedoch anzumerken, daß die relative Normierung der Datenpunkte noch nicht abschliessend bestimmt werden konnte. Insofern können die Ergebnisse dieser kombinierten Analyse auch nur als vorläufig angesehen werden. Um die Unsicherheit bezüglich der relativen Normierung jedoch bereits zu berücksichtigen, wurde die globale Normierungsunsicherheit von 3% auf 4% erhöht. In diesen erweiterten Grenzen sind die beiden Datensätze miteinander verträglich.
Eine detailliertere Diskussion zur Festsetzung der Normierungsunsicherheit der $\frac{d\sigma}{d\Omega}$-Daten findet sich bei [Doh97] sowie [Wel98].

5.2.2 Einfluß der A_N-Daten

Präparation der A_N-Daten

Aus der akkumulierten Datenmenge dreier EDDA–Strahlzeiten (Jun'98, Nov'98 und Mai'99) verbleiben nach der vollständigen Analyse rund 33 Mio elastische A_N-Events, die zu 1055 Datenpunkten in 38 Winkelverteilungen zusammengefaßt werden.

In Abb. 5.5 ist links der Welt–Datensatz für die Analysierstärke der pp-Streuung im Energiebereich von 450–2500 MeV gemäß der SAID-Datenbasis vom Sommer 1999 abgebildet. Jeder der dargestellten Einträge entspricht einem experimentellen Meßwert $A_N(T, \Theta)$ der Analysierstärke. Außer im Bereich kleiner Streuwinkel (für $\Theta_{CM} \leq 30°$) weist die bestehende Datenbasis insbesondere im Energiebereich zwischen 1200 – 1800 MeV sowie in einem schmalen Band von 2200 – 2400 MeV deutliche Lücken auf.
In der rechten Hälfte von Abb. 5.5 ist nun die Verteilung der EDDA-Datenpunkte in der (T, Θ)-Ebene dargestellt, die im Rahmen dieser Analyse neu hinzugefügt wurden. Die Datenpunkte überdecken oberhalb einer Energie von 1050 MeV den gesamten Winkelbereich zwischen 33°–90° im Schwerpunktsystem der pp-Streuung. Unterhalb dieser Grenze sinkt die Winkelakzeptanz des Detektors mit der Projektilenergie etwas ab, so

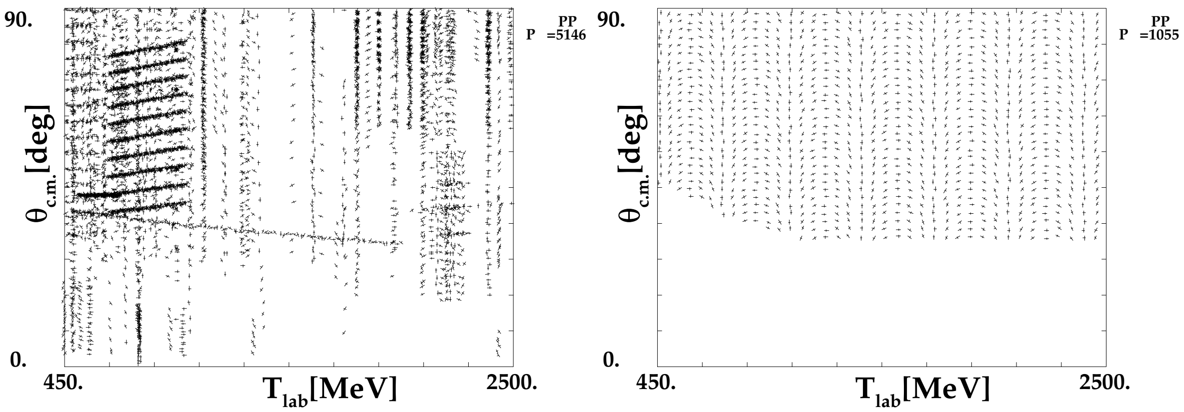


Abbildung 5.5: *Die Datenlage für die Analysierstärke der pp-Streuung*

daß bei der niedrigsten Energie von 469 MeV die Winkelverteilung nur Datenpunkte für Winkel größer 46° umfasst.

Auch hier gehen die Daten nicht in Form individueller Verteilungen in die Analyse ein, sondern alle 38 Winkelverteilungen werden – wie im Fall der spingemittelten $\frac{d\sigma}{d\Omega}$-Daten – mit einer gemeinsamen Normierungsunsicherheit als ein *linked experiment* übergeben. Die Normierung aller Verteilungen erfolgt dabei unter Referenz auf die sehr präzise Messung von McNaughton et al. [McN90] (vergl. Abschnitt 3.2.4).
Für die EDDA-Daten selber wird hierbei eine globale Normierungsunsicherheit von $\epsilon_{EDDA,0} \leq 5.5\%$ angesetzt. Sie setzt sich zusammen aus :

- dem relativen Fehler der Polarisation für den gesamten Datensatz $\leq 1.9\%$
- der maximalen Abweichung der Daten zwischen den verschiedenen Strahlzeiten $\leq 3.6\%$
- dem Fehler, der durch das Übertragen der effektiven Polarisation auf alle Energien und Winkel entsteht $\leq 3\%$
- der Abschätzung des winkelintegralen inelastischen Untergrundes bei Maximalenergie $\leq 2\%$

Die ersten drei Fehlerpunkte ergeben sich aus der Analyse der experimentellen Daten, und werden in [Bü99] hergeleitet. Der winkelintegrale Untergrundanteil wird aus den Ergebnissen der Simulationsuntersuchungen in Abschnitt 4.3 abgeleitet. Um dabei den bereits angesprochenen Unzulänglichkeiten des Event-Generators Rechnung zu tragen, wird der dort ermittelte Wert von 1.3% für eine defensive Abschätzung auf 2% erhöht. Unberücksichtigt bleibt im Rahmen dieser Analyse jedoch der systematische Fehler des inelastischen Untergrunds in den einzelnen Datenpunkten. Seine Bestimmung ist hinsichtlich der Unkenntnis über die Analysierstärken der verschiedenen inelastischen Kanäle äußerst problematisch.
Die nachfolgend vorgestellten Ergebnisse der Streuphasenanalysen, basieren diesbezüglich auf der Annahme, daß die Analysierstärke der inelastischen Kanäle der des elastischen Kanals entspricht.

Globale Lösung

In einem ersten Schritt wurde nun, wie oben beschrieben, ausgehend von der SAID-Lösung SP99 die neue globale Lösung EDAY unter Berücksichtung der EDDA-A_N-Winkelverteilungen erzeugt. In Abb. 5.6 werden die Lösungen SM97, SP99 sowie EDAY für vier verschiedene Winkelverteilungen, in Abb. 5.7 für 4 Anregungsfunktionen miteinander verglichen.
Generell zeigt sich, daß der resultierende Einfluß auf den Verlauf der Lösung insgesamt betrachtet eher moderat ausfällt. Deutliche Unterschiede im vorhergesagten Verlauf der Analysierstärke treten erst bei Energien oberhalb von 1200 MeV auf. Dies ist insofern auch nicht weiter überaschend, da in diesem Energiebereich – wie auch schon vorher angesprochen wurde – bislang nur eine sehr dünne Basis an experimentellen Daten vorliegt. Den EDDA–Daten kommt dementsprechend – auch durch ihren Eingang als "*linked experiment*" in die Datenbasis – ein deutlich stärkeres relatives Gewicht als in den Bereichen kleinerer Energien zu.
So verlaufen die in Abb.5.6 abgebildeten Vorhersagen der A_N–Winkelverteilungen der unterschiedlichen Lösungen bei den Energien $T = 755MeV$ und $T = 1118MeV$ noch nahezu deckungsgleich. Erst die Winkelverteilungen höherer Energie erlauben die visuelle Unterscheidung der drei Lösungen. Ähnlich gestaltet sich die Situation für die in Abb.5.7 dargestellten Anregungsfunktionen, die ebenfalls bis zu einer Projektilenergie von ca. $T = 1250MeV$ dicht beieinander liegen.
Es bleibt also festzuhalten, daß sich die drei Lösungen insgesamt betrachtet in ihren Vorhersagen über den Verlauf der Analysierstärke nur marginal unterscheiden.
Dies spiegelt sich auch bei der Betrachtung der resultierenden χ^2-Werte in Tab. 5.2 wieder. Der Wert des χ^2 für die Gesamtheit aller pp-Daten ändert sich faktisch nicht. Beschränkt man sich auf den χ^2-Beitrag der A_N-Daten so ist der Wert bisherigen Datenbasis leicht angestiegen, wohingegen der χ^2-Wert der EDDA-Daten durch die Analyse von 2.12 auf 1.59 per Datum sinkt, und damit doch recht deutlich unter dem Durchschnitt liegt.

Lösung	χ^2 aller pp-Daten	χ^2 aller A_N-Daten	χ^2 der EDDA A_N-Daten
SP99	32430/19897 = 1.630	8464.36/5288 = 1.60	2233.44/1055 = 2.12
EDAY	34224/20991 = 1.630	8693.42/5288 = 1.64	1671.70/1055 = 1.59

Tabelle 5.2: *Vergleich der χ^2-Werte für versch. Datensamples der Lösungen SP99 und EDAY*

Es soll nun der Effekt, den die hinzugefügte Menge an A_N–Daten auf die einzelnen Partialwellen ausübt, studiert werden. In den Abbildungen 5.8–5.11 sind dafür die einzelnen Phasen auf Basis der Lösung SP99 sowie EDAY einander gegenübergestellt. Den deutlichsten Einfluß der Analysierstaŕke erwartet man dabei in den Triplett-Zuständen. Dies folgt aus der Darstellung der Analysierstärke auf Basis der Invarianten Amplituden a und e (vergl. hierzu auch Abschnitt 2.6),

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A_N = Re(a^\star e) \tag{5.4}$$

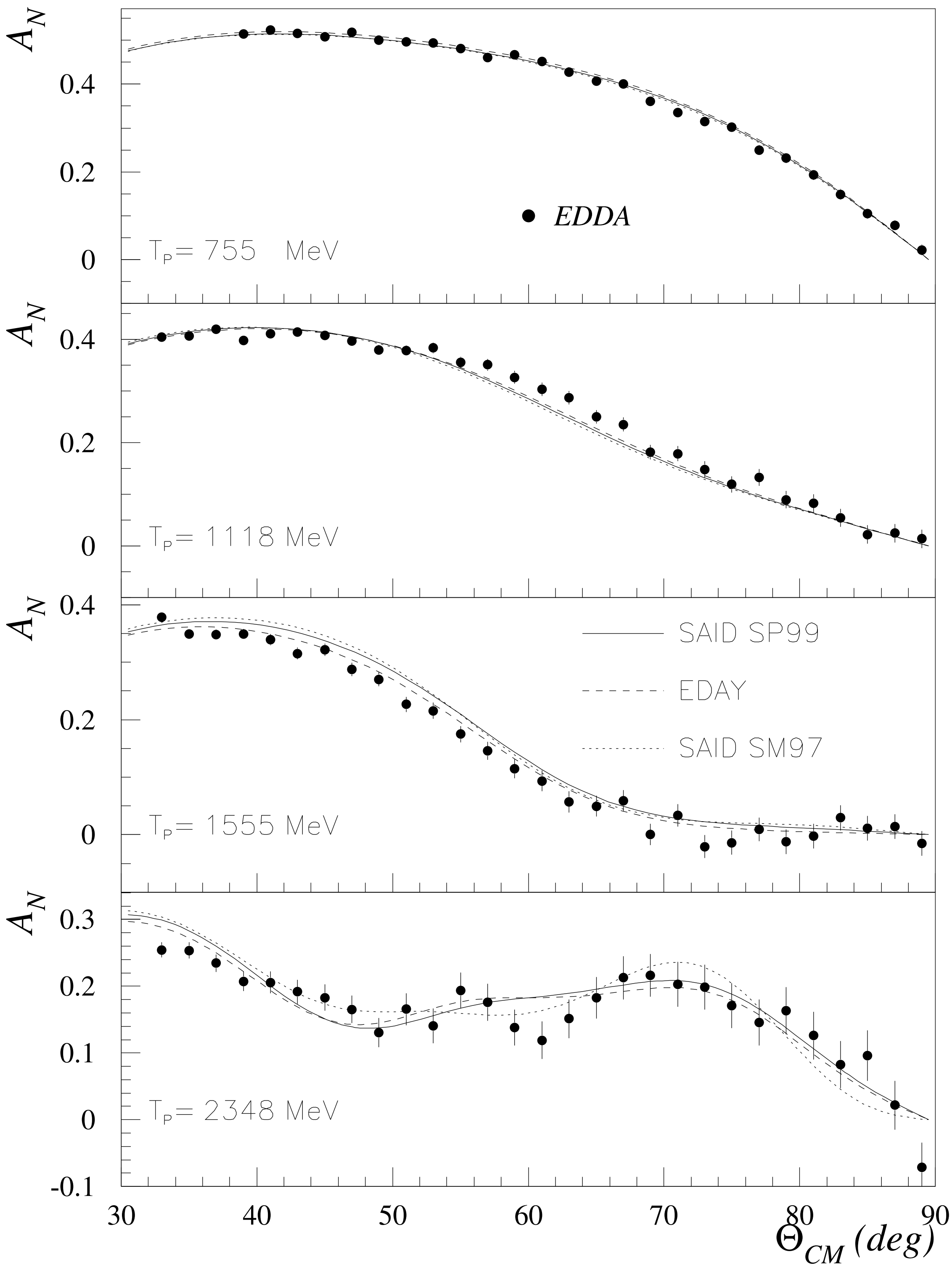


Abbildung 5.6: *Vergleich der Lösungen SP99 und EDAY für vier Winkelverteilungen.*

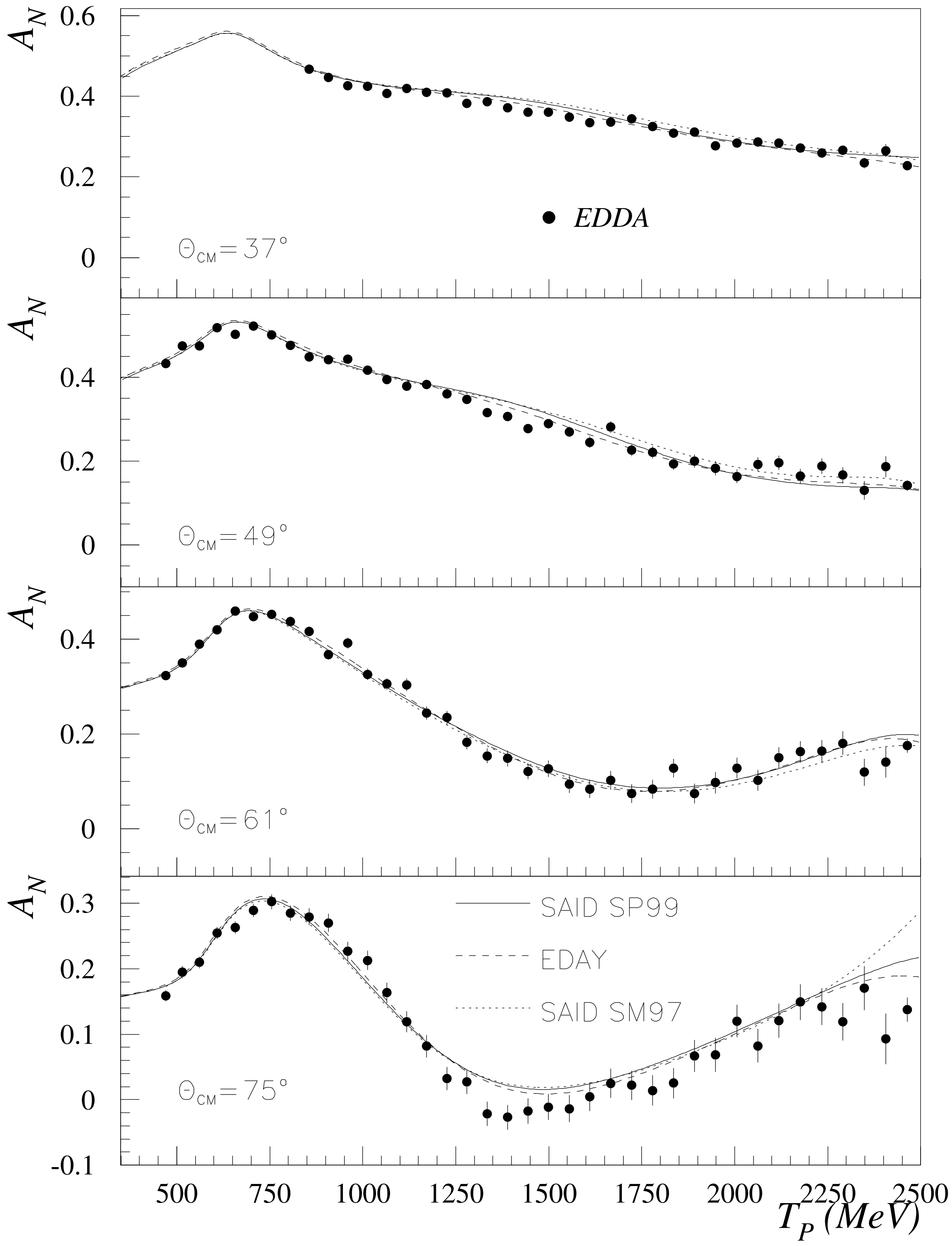


Abbildung 5.7: *Vergleich der Lösungen SP99 und EDAY für vier Anregungsfunktionen.*

in die ausschließlich Triplett-Zustände eingehen. Die Singulett-Phasen liefern higegen keinen direkten Beitrag an der Parametrisierung, da es für den Spin 0 keine ausgezeichnete Orientierung gibt und demzufolge auch keine Möglichkeit existiert, den Spin eines einzelnen Nucleons unabhängig vom anderen auszurichten.

Generell zeigt sich auch bei der Betrachtung der einzelnen Partialwellen, daß der grobe Verlauf, wie er von der "offiziellen" Lösung SP99 vorhergesagt wird, im wesentlichen durch EDAY reproduziert wird. Deutlich sichtbare Einflüsse sind lediglich in den Phasen ${}^1S_0,{}^3F_3,{}^3F_2,{}^3H_4,{}^3J_6$ sowie im Mischungsparameter ϵ_2 zu erkennen. Somit spüren die l=j+1–gekoppelten Triplett-Phasen den Einfluß der A_N–Daten – anteilsmäßig betrachtet – am deutlichsten.

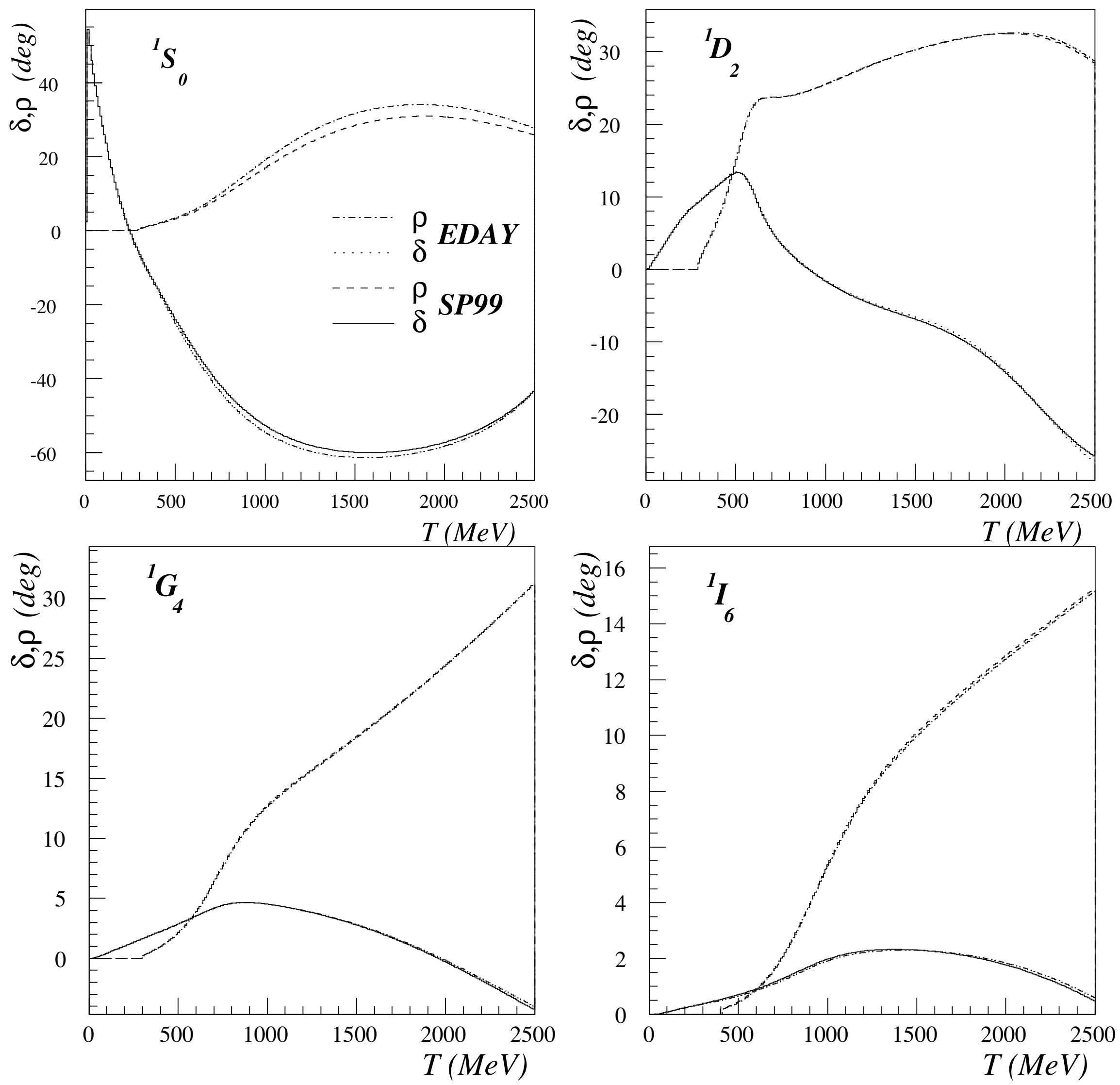


Abbildung 5.8: *Vergleich von Real- und Imaginärteil der Singulett-Phasen*

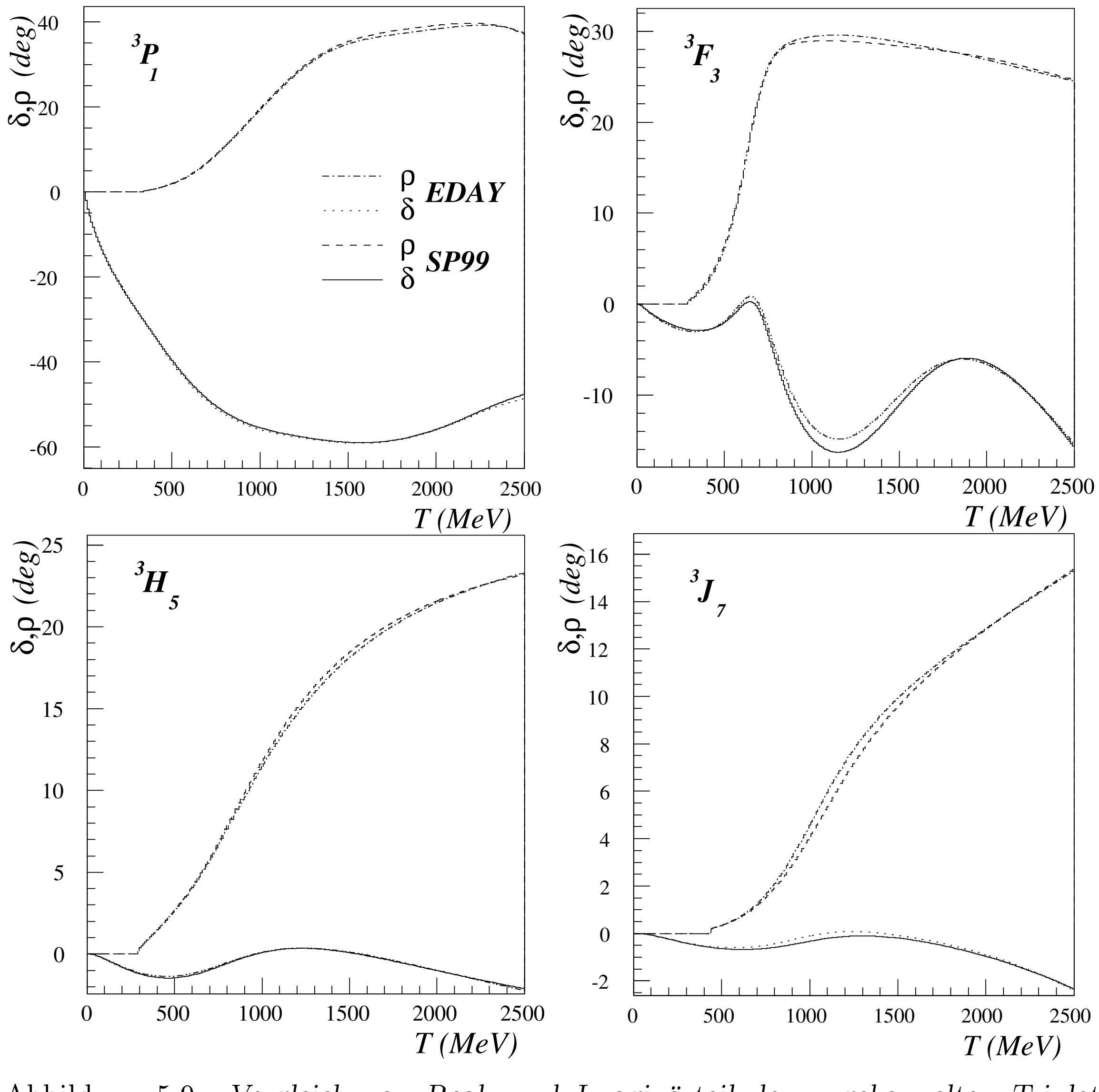


Abbildung 5.9: *Vergleich von Real- und Imaginärteil der ungekoppelten Triplett-Phasen*

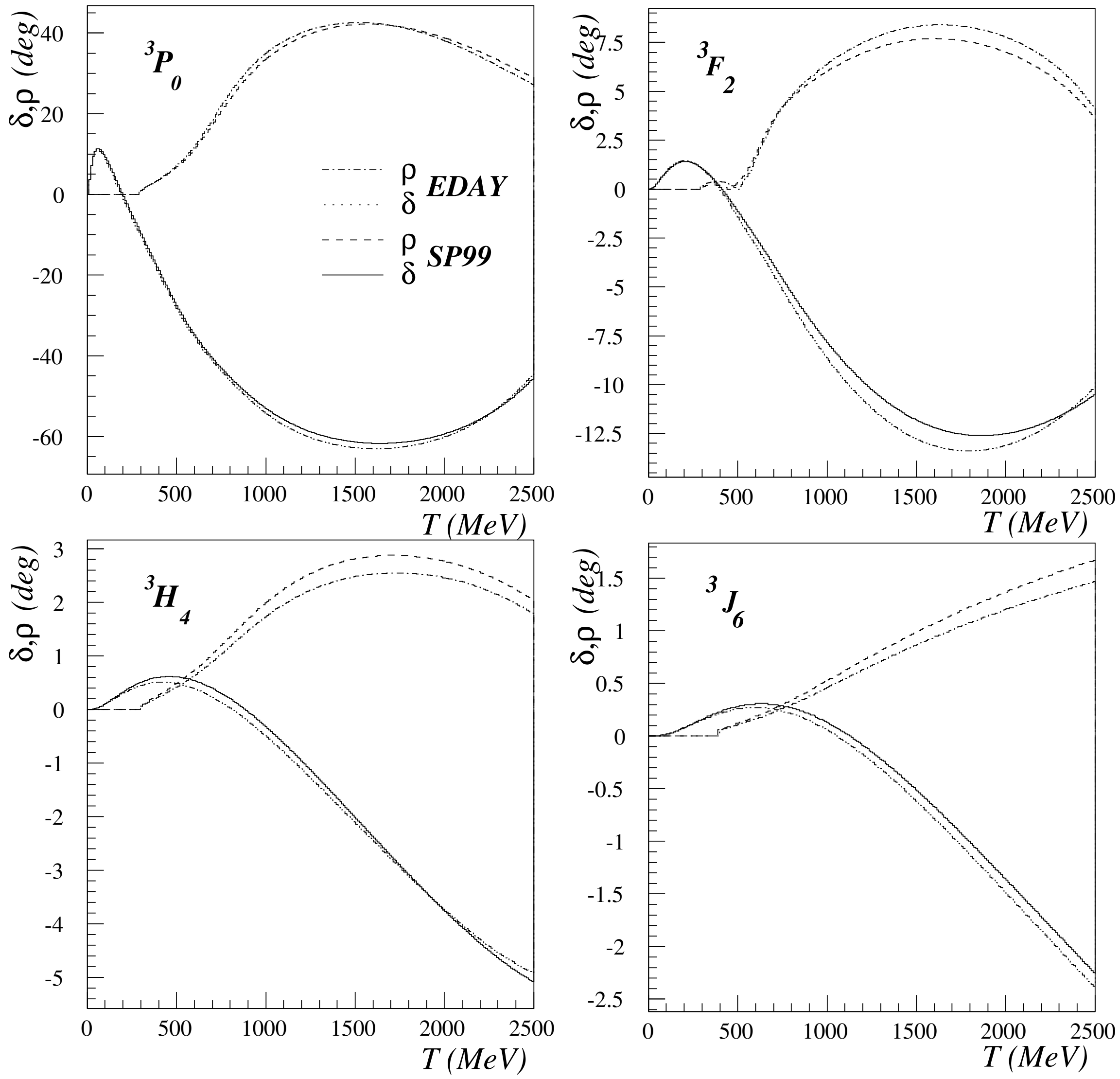


Abbildung 5.10: *Vergleich von Real- und Imaginärteil der l=j+1 gekoppelten Triplett-Phasen*

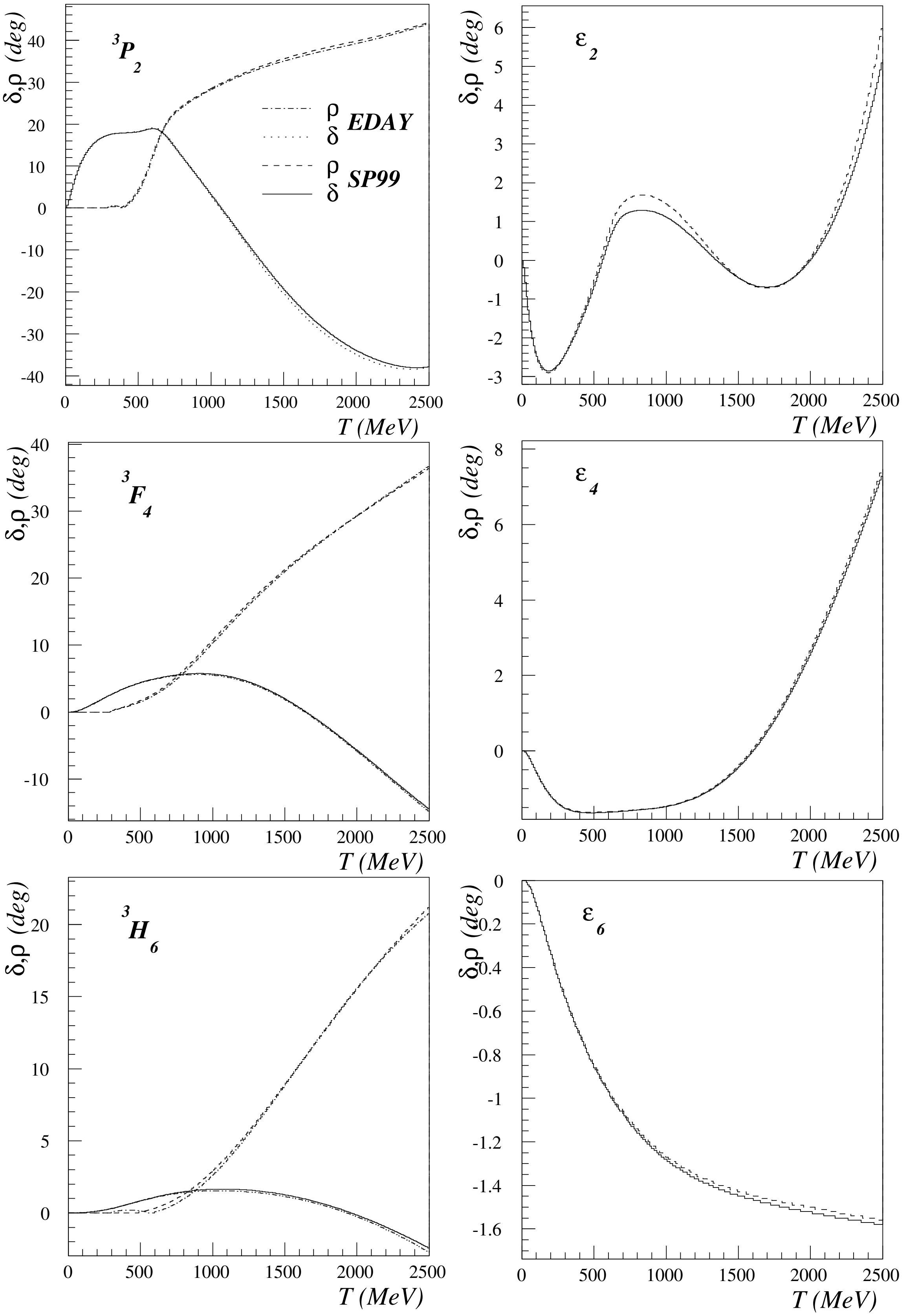


Abbildung 5.11: *Vergleich von Real- und Imaginärteil der l=j-1 gekoppelten Triplett-Phasen (links), sowie der Mischungsparameter (rechts)*

Single Energy Solutions

Im Zuge der Analysen habe ich auch neue energieunabhängige Lösungen auf Basis der globalen Lösung EDAY und unter Berücksichtigung der EDDA-A_N-Daten erstellt. Um die Vergleichbarkeit zu den bestehenden SES zu gewährleisten, wurde die Auswahl und Breite der Energieintervalle unverändert übernommen. Insgesamt wurden 22 SES im Energiebereich von 450–2400MeV neu bestimmt. Obwohl hier bei der Erstellung der Lösungen bis einschließlich der SES bei 1100MeV auch np-Daten berücksichtigt wurden, zeigt sich erwartungsgemäß keine Veränderung an den isoskalaren Phasen. Sie werden hier im weiteren Verlauf der Diskussion nicht behandelt.
Abbildung 5.12 zeigt nun die resultierenden χ^2-Werte der Anpassung der isovektoriellen Phasen für die SES.

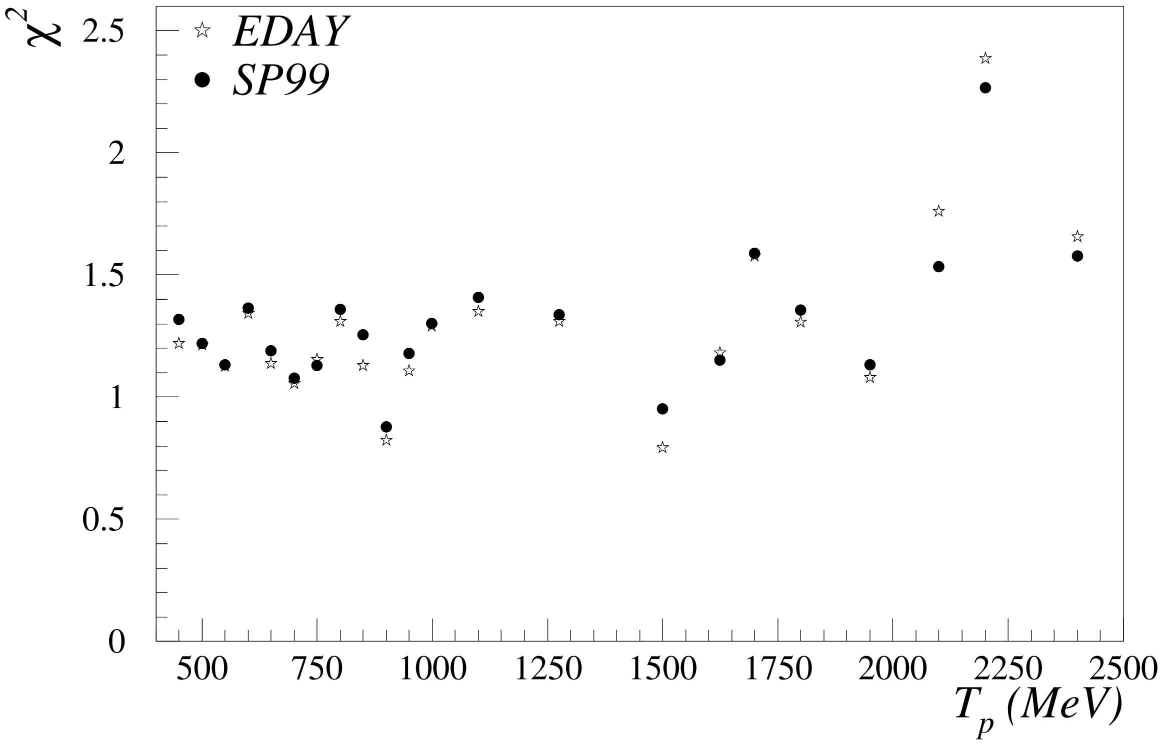


Abbildung 5.12: *Vergleich der χ^2-Werte der isovektoriellen Phasen für die Single Energy Solutions.*

Die Hinzunahme der EDDA-Daten bestätigt auch hier die Ergebnisse der auf der globalen Lösung SP99 basierenden SES und führt häufig zu einer leichten Verbesserung der Anpassung. Signifikante Ausnahmen bilden hier lediglich die Lösungen bei den drei höchsten Energien. Eine Ursache hierfür ist sicherlich auch in der schlechteren Statistik der EDDA-Daten bei höheren Energien zu suchen. Andererseits könnte sich hier aber auch bereits der Einfluß eines inelastischen Untergrundes bemerkbar machen. Dies wäre insbesondere dann ein kritischer Parameter, wenn der Untergrund selber eine signifikante Analysierstärke besitzt. Leider kann jedoch angesichts der Unkenntnis über die Analysierstärken der inelastischen Kanälen der pp-Streuung diesbezüglich noch keine belastbare Aussage getroffen werden. Weitere Untergrunduntersuchungen sind In Vorbereitung [Bus00].

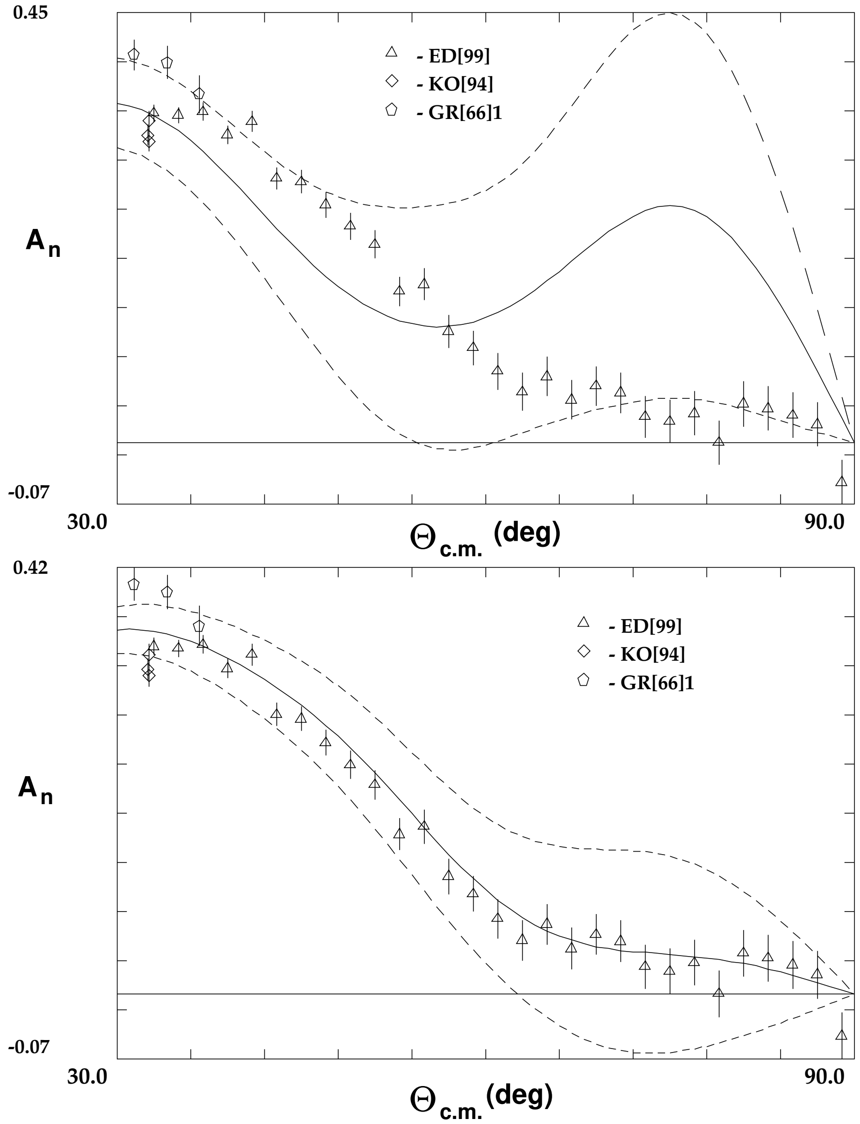


Abbildung 5.13: *Der Einfluß auf den Verlauf der SES (—) bei 1700MeV.* **Oben:** *auf Basis der globalen Lösung SP99. Sie berücksichtigt noch nicht die A_N–Daten des EDDA–Experimentes.* **Unten:** *basierend auf EDAY. Die Datenpunkte der EDDA-Kollaboration werden jeweils durch die dreieckigen Symbole △ visualisiert.*

Daß eine einzig auf das χ^2 reduzierte Bewertung der Ergebnisse den verbesserten Lösungen jedoch nicht gerecht wird, zeigt sich eindrucksvoll am Beispiel der SES bei 1700MeV. Abb. 5.13 stellt den jeweiligen Verlauf der Winkelverteilung auf Basis der globalen Lösungen SP99 (oben) und EDAY (unten) dar. Dabei repräsentiert die durchgezogene Kurve (—) die Vorhersage der Lösung, die gestrichelten (- - -) die Begrenzung des Fehlerbandes. Obwohl der Wert des χ^2 nahezu unverändert bleibt, führt die Hinzunahme der A_N-Daten des EDDA-Exprerimentes zu einer mehr als signifikanten Änderung im Verlauf der Lösung.

Es soll an dieser Stelle jedoch angemerkt werden, daß es – mit Ausnahme der hier hervorgehobenen SES bei 1700 MeV – bei keiner anderen SES zu einer derart drastischen Änderung im Verlauf der Winkelverteilung gekommen ist.

5.2.3 Zusammenfassung

Die Analyse der Gesamtheit der spingemittelten $\frac{d\sigma}{d\Omega}$-Daten konsolidiert die Vorhersagen der bestehenden Lösung SP99. Mit der verbesserten Statistik beider Datensätze des EDDA–Experimentes konnte der Verlauf der Observablen, insbesondere im symmetrischen Winkel und bei hohen Energien, bestätigt werden. Im Bereich unter ca. 600MeV ergab sich durch den erweiterten Meßbereich der Daten aus dem zweiten Daten-Sample eine leichter Anstieg des spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnittes.

Es zeigt sich, daß die A_N-Daten des EDDA-Experiments sich gut in die bestehende Datenbasis integrieren und im Rahmen der experimentellen Fehler mit den Ergebnissen anderer Autoren übereinstimmt. Demzufolge erwartet man lediglich geringfügige Auswirkungen auf den Verlauf der Lösung, vor allem aber im statistisch bisher unterrepräsentierten Energiebereich zwischen 1200–1800 MeV. Hier liegen die EDDA-Daten durchgängig signifikant unterhalb der Vorhersage von SP99.
Der Vergleich der globalen Lösungen SM97, SP99 sowie EDAY (siehe Abb. 5.6 + 5.7) zeigt auf, daß diese in erster Näherung den gleichen Verlauf aufweisen und die Abweichungen zueinander innerhalb eines relativ schmalen Bandes liegen. Insgesamt muß demnach konstatiert werden, daß der wesentliche Schritt zur Bestimmung der Partialwellen bereits durch den Übergang von SM94 auf SM97 und der damit verbundenen Ausdehnung des Gültigkeitsbereiches auf 2.5 GeV erzielt wurde. Diese Erweiterung wurde wesentlich getragen und dominiert von der ersten Datenmenge des EDDA-Experimentes zum spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt.

Ungeachtet ihres vergleichsweise geringen Einflusses auf den Verlauf der Lösungen, stellen die A_N-Daten des EDDA-Experimentes dennoch eine wichtige Stütze für die weitere Determinierung der Streuphasen dar. Wie im Fall der in [Alb97] veröffentlichten $\frac{d\sigma}{d\Omega}$-Daten ergeben sich aus der Selbstkonsistenz und Fülle der Daten einschneidende Restriktionen an die Analyseroutinen. Die Datensätze beider Observablen stellen somit ein konsistentes Datengerüst mit einheitlicher Normierung über einen bedeutenden Energie- und Winkelbereich zur Verfügung, an dem sich Streuphasenanalysen orientieren können.

Als Abschluß dieser Untersuchungen wäre es durchaus interessant und wünschenswert, eine kombinierte Analyse der A_N- und $\frac{d\sigma}{d\Omega}$–Daten des EDDA–Experimentes durchzuführen. Leider scheiterte ein solches Vorhaben bislang an Beschränkungen des Analysetools NNF. In dem Programm ist die maximale Anzahl an Datensätzen, die in der Analyse berücksichtigt werden können, bislang auf 3300 beschränkt. Durch das Hinzufügen der beiden EDDA–Datensätze würde diese Grenze deutlich überschritten.

In Absprache mit Prof. Arndt konnte, durch direkte Eingriffe in den Quell–Code von NNF, die Anzahl maximal zulässiger Datensätze deutlich erweitert werden. Zwar verarbeitet das Programm jetzt bis zu 5000 Datensätze, jedoch wollte Prof. Arndt noch keine abschließende Bewertung über mögliche Nebeneffekte des vorgenommenen Eingriffes abgeben. Dementsprechend soll das Ergebnis der kombinierten Analyse hier nur unter Vorbehalt angegeben werden. Die resultierenden χ^2–Werte für Analysierstärke und den spingemittelten Wirkungsquerschnitt spiegeln jedoch die Ergebnisse der getrennten Analyse wieder.

	DSG	P
Datenpunkte	2810	1055
χ^2	3063.2	1706.2
χ^2/data	1.09	1.62

Tabelle 5.3: *Vorläufige χ^2–Werte der EDDA–Daten einer Streuphasenanalyse unter Berücksichtigung sowohl der $\frac{d\sigma}{d\Omega}$- wie auch der A_N–Daten.*

5.3 Nachtrag

Kurz nach Abschluß der in diesem Kapitel vorgestellten Analysen, veröffentlichten Allgower et al [All99a, All99b] Ende 1999 einen Satz präziser Winkelverteilungen der Analysierstärke, die am externen Strahl des Beschleunigers SATURNE vermessen wurden. Für insgesamt 25 Projektilenergien bei T = 795 MeV sowie zwischen T = 1795 – 2515 MeV werden Winkelverteilungen im Bereich zwischen $\Theta_{CM} = 58° - 110°$ bereitgestellt.
Diese Daten fanden bereits ab Sommer 1999 ihren Eingang in die Arndt'sche Streuphasenanalyse und trugen maßgeblich zur Entstehung der neuen Lösung SM99 bei.

In den Abbildungen 5.14 und 5.15 sind die SATURNE–Daten den Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen des EDDA–Experiments gegenübergestellt. Der Vergleich zeigt, daß die Ergbnisse beider Experimente im Rahmen der Fehler miteinander konsistent sind, wobei die EDDA-Datenpunkte tendenziell einer etwas geringeren Streuung unterliegen. Dies ist eine direkte Folge der Messung während der Beschleunigung des COSY–Strahles.
Ein erster grober Vergleich der beiden Lösungen SP99 und SM99 weist keine signifikanten Merkmale bzw. Unterschiede auf, so daß die in diesem Kapitel erarbeiteten Ergebnisse und Untersuchungen sich qualitativ auf SM99 übertragen lassen sollten.

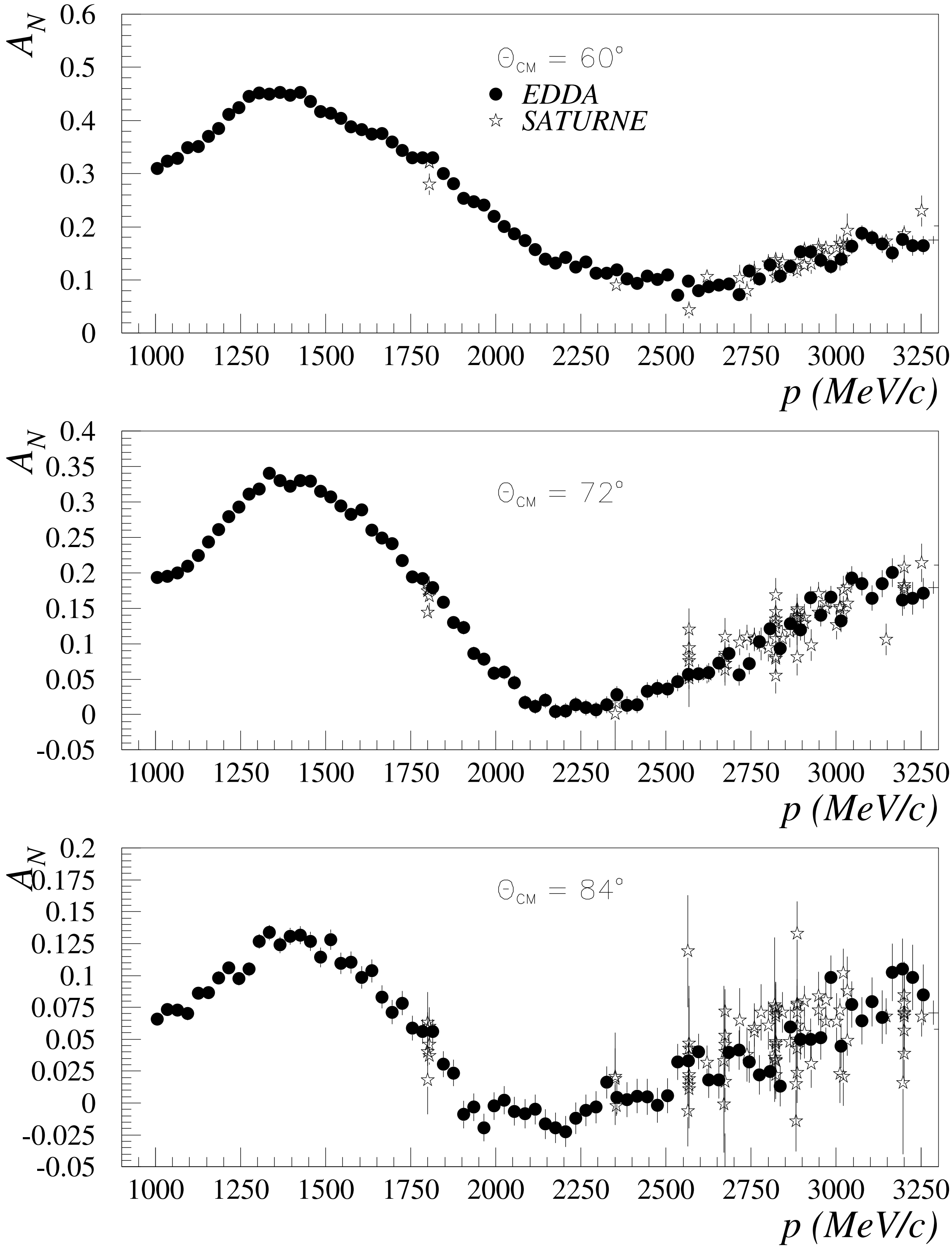


Abbildung 5.14: *Vergleich der EDDA-Anregungsfunktionen mit den Daten aus SATURNE.*

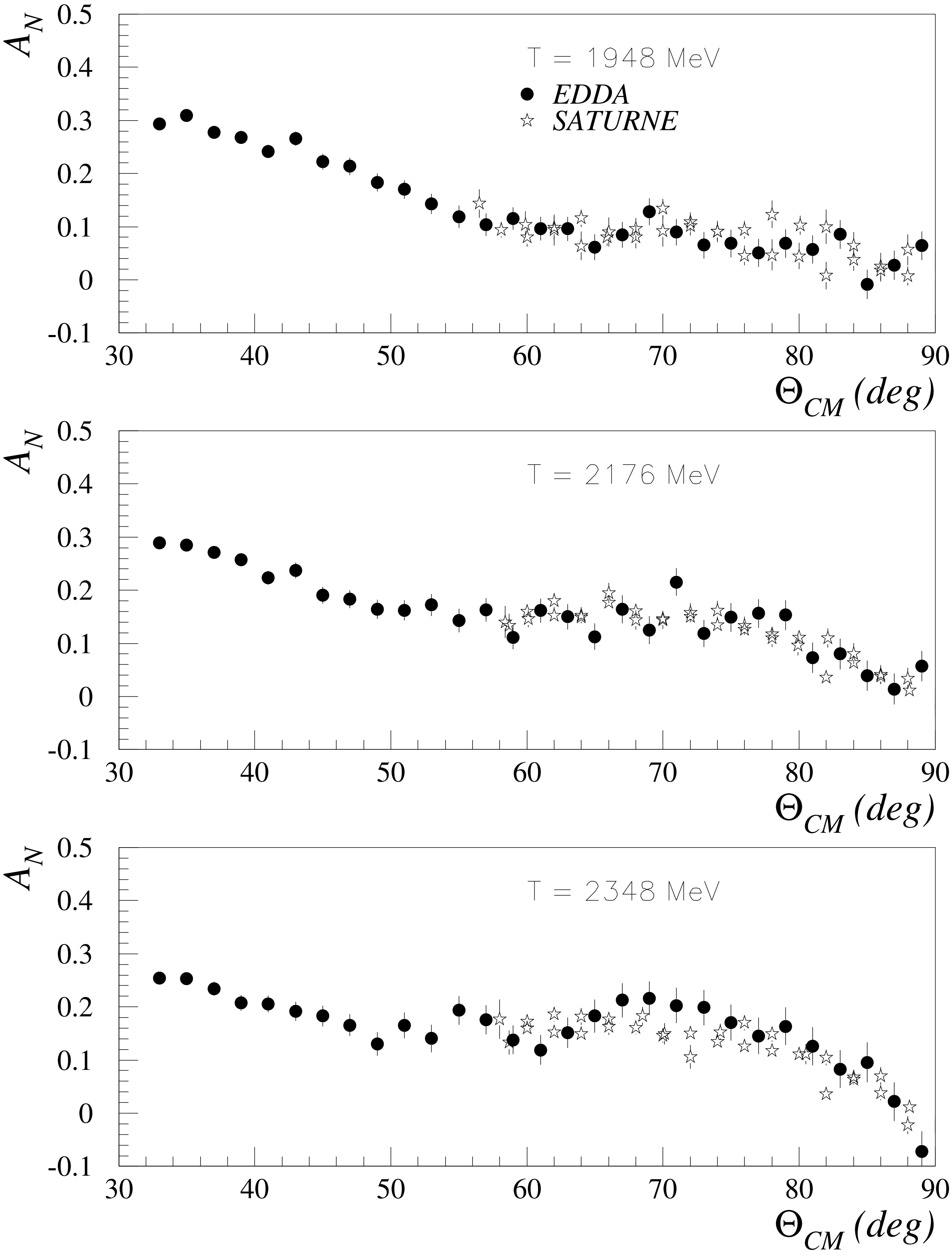


Abbildung 5.15: *Vergleich der EDDA-Winkelverteilungen mit den Daten aus SATURNE.*

Kapitel 6

Suche nach Resonanzen im elastischen pp-Kanal

Dieses Kapitel widmet sich der Suche nach Hinweisen auf resonante Strukturen in den A_N–Daten des EDDA–Experimentes. Es wird hierbei auf Methoden zurückgegriffen, die erstmals von [Wel98] zur Untersuchung der spingemittelten $\frac{d\sigma}{d\Omega}$–EDDA–Daten herangezogen wurden. Somit kann der Inhalt dieses Kapitels als Fortsetzung der dort begonnenen Untersuchungen angesehen werden.
Eine deutlich erweiterte Analyse hinsichtlich dieser Thematik wird derzeit an der Universität Bonn durchgeführt [Roh00].

6.1 Suche nach Dibaryonen

6.1.1 Theoretische Ansätze zur Beschreibung von Dibaryonen

Die zugrundeliegende Theorie über die starke Wechselwirkung der Quarks ist die QCD (QuantenChromoDynamik). Sie beschreibt die Bindung einzelner Quarks zu farbneutralen Mesonen und Baryonen auf Basis des Gluonenaustausches. Erstere konstituieren sich aus Quark–Antiquark–Paaren ($q\overline{q}$), letztere aus 3 beliebigen Quarks (q^3). Unklar ist bislang jedoch, ob der Mechanismus des Gluonenaustausches auch die Bildung komplexerer Quark–Strukturen ermöglicht. Prinzipiell stünden derartigen Konstrukten von Seiten der QCD nichts entgegen.
Häufig wird in diesem Zusammenhang das "Dibaryon" diskutiert, daß sich aus 6 Quarks zusammensetzt und – daher der Name – die Baryonenzahl B=2 trägt.
Eine detaillierte Darstellung der verschiedenen Modelle, die sich zur Beschreibung von Dibaryonen bzw. 6–Quark Zusänden etabliert haben, soll an dieser Stelle unterbleiben. Stattdessen wird hierfür auf die entsprechenden Veröffentlichungen verwiesen. Trotzdem soll ein kurzer Überblick über die 3 bekanntesten Ansätze gegeben werden.

- Das *Bag Modell* von Mulders et. al [Mul80] geht von einem Einschluß der 6 benötigten Konstituenten–Quarks aus. Innerhalb des Bags ist dabei auch die

Ausbildung zweier Subcluster möglich, deren Relativbewegung durch den Bahndrehimpuls l beschrieben werden kann.
Dieses Modell gestattet eine Berechnung der Gesamtmasse M möglicher 6–Quark–Zustände. Allein im Energiebreich des COSY-Beschleunigers werden rund 30 Zustände prognostiziert.

- Lipkin [Lip87] geht, in Analogie zu der aus der Atomphysik bekannten Hyperfeinstruktur, von einer farbmagnetischen Wechselwirkung zwischen 2 Quarks aus. Danach ergibt sich zwischen Quarks gleichen Flavors eine abstoßende, zwischen Quarks verschiedener Flavor eine attraktive Hyperfeinwechselwirkung. Lipkin hat nun den Einfluß dieser Wechselwirkung auf Multi-Quark–Zustände untersucht. Seinen Ergebnissen zufolge kann ein stabiler 6–Quark–Zustand in einem exklusiven System aus u und d–Quarks nicht gebildet werden, da hier die abstoßenden Hyperfeinwechselwirkungen überwiegen.

- In sogenannten *Hybrid–Modellen* wird versucht, den Zustand des 6–Quark–Systems für kleine Abstände r durch ein Cloudy-Bag-Modell zu beschreiben. Die Wechselwirkung zwischen den Quarks erfolgt hierbei über Gluonenaustausch. Für Abstände größer als der sog. Separationsradius r_0 geht man dazu über, die Wechselwirkung durch Meson-Austausch zu beschreiben.
  Ein solches Modell wurde beispielsweise von [Lom97][Gon87] publiziert. Sie benutzen dabei einen Matrix–Formalismus (R–Matrix), um die korrekte Verbindung der beiden Bereiche bei r_0 zu gewährleisten.

6.1.2 Kandidaten für Dibaryonen

Für den elastischen Kanal ergaben sich aus Analysierstärken die ersten experimentellen Hinweise auf Dibaryonen bei Messungen am KEK [Shi90], wo man in deren Anregungsfunktion zwei schmale Strukturen bei $T_1 = 610MeV$ und $T_2 = 680MeV$ fand. Kobayashi et al. [Kob94] gelang es nachträglich, diese Strukturen durch das Einfügen von Resonanzen in eine der Partialwellen $^3P_2, ^3F_3$ sowie $^3H_5$ zu beschreiben. Hingegen konnten erneute Messungen der Analysierstärke, die am Saturne durchgeführt wurden, die Ergebnisse vom KEK nicht bestätigen. Stattdessen beobachteten dort Ball et al. [Bal94] eine Struktur in der Anregungsfunktion des Korrelationsparameters A_{NN}. Bislang fehlt jedoch auch für diese Beobachtung eine zweite experimentelle Bestätigung.

In [Wel98] sind die Anregungsfunktionen der spingemittelten $\frac{d\sigma}{d\Omega}$–Daten des EDDA–Experiments auf Hinweise nach resonanten Strukturen untersucht worden. Dabei konnten auf Basis der experimentellen Ergebnisse Resonanzen mit einer totalen Breite $10MeV \leq \Gamma \leq 100MeV$ ausgeschlossen werden.
Für die von Lomon et. al [Lom97, Gon87] postulierten Resonanzen in den Singulett–Phasen $^1S_0$ sowie $^1D_2$ wurde die untere Nachweisgrenze für den elastischen Anteil $\eta_{el} = \Gamma_{el}/\Gamma$ der Resonanzbreite (im folgenden als Elastizität bezeichnet) auf die in Tab. 6.1 angegebenen Werte fixiert. Im Rahmen der Untersuchungen von [Wel98] wurden auch Bemühungen unternommen, den Einfluß der von [Kob94] postulierten

	$^1S_0$	$^1D_2$
Elastizität	p (MeV/c)	p (MeV/c)
$\eta_{el} > 0.05$	1000	2500
$\eta_{el} > 0.10$	2200	3300
$\eta_{el} > 0.15$	2900	3300
$\eta_{el} > 0.20$	3400	3400

Tabelle 6.1: *Die bei [Wel98] bestimmten unteren Nachweisgrenzen der Resonanzen $^1S_0$ und $^1D_2$ für den differentiellen Wirkungsquerschnitt.*

Resonanz in der $^3F_3$–Phase nachzuweisen. Angesichts der geringen Sensitivität des spingemittelten Wirkungsquerschnitts für diese Resonanz kam es dabei jedoch zu keinen verwertbaren Ergebnissen.

Generell wird von der Analysierstärke eine höhere Empfindlichkeit bezüglich Resonanzen in den Triplett–Zuständen erwartet. Daher soll in den nachfolgenden Untersuchungen neben den bereits angeführten Kandidaten in der $^1S_0, ^1D_2$ sowie $^3F_3$–Partialwelle, zusätzlich eine weitere von [Lom99] prognostizierte Resonanz in der Partialwelle $^3P_1$ betrachtet werden.

6.2 Untersuchung der A_N–Anregungsfunktionen

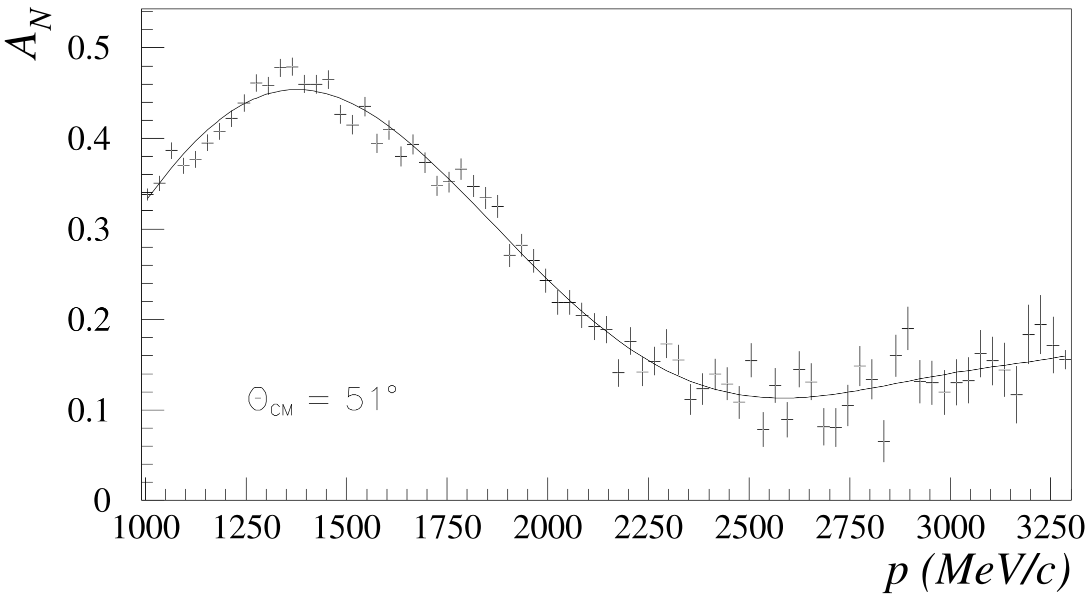


Abbildung 6.1: *Die Anpassung einer "glatten" Kurve an die Anregungsfunktion der Analysierstärke bei $\Theta_{CM} = 51°$. Das Binning der Datenpunkte beträgt $\Delta p = \pm 15 MeV/c$ sowie $\Delta\Theta_{CM} = \pm 3°$.*

Erste Hinweise auf resonante Strukturen ergeben sich in der Regel bei der Betrachtung der Anregungsfunktion. Daher sollen in einem ersten Schritt die Anregungsfunktionen der EDDA–Daten genauer untersucht werden. Hierzu wird die gesamte A_N–Datenmenge in 10 Anregungsfunktionen zusammengefaßt. Jede der Anregungsfunktionen umfaßt dabei ein Winkelintervall von $\Delta\Theta_{CM} = 6°$.
Um neben der optischen Kontrolle über ein weiteres Kriterium zur Bewertung zu verfügen, wird eine Parametrisierung $f_{An}(p)$ der Anregungsfunktionen in Form einer "glatten" Kurve angestrebt. Diese erlaubt die Bestimmung der – auf den Fehler σ_{An} normierten – relativen Abweichung R einzelner Datenpunkte $A_n(p)$ vom Verlauf der funktionalen Anpassung $f_{An}(p)$.

$$R = \frac{f_{An}(p) - A_n(p)}{\sigma_{An}} \tag{6.1}$$

Die Häufigkeitsverteilung der so definierten relativen Abweichung R sollte durch eine Normalverteilung mit Mittelwert $\mu = 0$ und Varianz $\sigma_R^2 = 1$ charakterisiert werden. Tabelle 6.2 listet in der 4. Spalte die resultierenden Werte der Standardabweichung σ_R auf.
Formal erfolgt die Anpassung an die Datenpunkte dabei durch ein Polynom 6. Grades. In Abbildung 6.1 ist das Ergebnis einer solchen Anpassung am Beispiel der Anregungsfunktion bei $\Theta_{CM} = 51°$ dargestellt.

Θ_{CM}	♯ Datenpunkte	davon mit $R \geq 3\sigma$		σ_R
$30° - 36°$	50	2	$(\equiv 4.0\%)$	1.26
$36° - 42°$	65	2	$(\equiv 3.1\%)$	1.29
$42° - 48°$	74	1	$(\equiv 1.4\%)$	1.42
$48° - 54°$	78	2	$(\equiv 2.6\%)$	1.31
$54° - 60°$	78	0	$(\equiv 0.0\%)$	1.57
$60° - 66°$	78	3	$(\equiv 3.8\%)$	1.43
$66° - 72°$	78	3	$(\equiv 3.8\%)$	1.45
$72° - 78°$	78	3	$(\equiv 3.8\%)$	2.07
$78° - 84°$	78	3	$(\equiv 3.8\%)$	1.62
$84° - 90°$	78	1	$(\equiv 1.3\%)$	1.27

Tabelle 6.2: *Datenpunkte mit einer relativen Abweichung $R \geq 3\sigma$ (gemäß Gl. 6.1). Zusätzlich ist mit σ_R die Standardabweichung der Häufigkeitsverteilung der relativen Abweichung R angegeben.*

Man kann nun jene Datenpunkte, die um mehr als 3σ vom Verlauf der Anpassung abweichen, in der $\Theta_{CM} - p$–Ebene darstellen. Eine Anhäufung solcher Datenpunkte in einem schmalen Impulsbereich, insbesondere über die Anregungsfunktionen unterschiedlicher Streuwinkel hinweg, kann dann als Hinweis auf resonante Strukturen angesehen werden. Abbildung 6.2 zeigt die im Rahmen dieser Untersuchung aufgefallenen EDDA-Datenpunkte, für die jedoch keine signifikante Korrelation zu erkennen ist.

Insgesamt betrachtet ist die Anzahl der Datenpunkte mit einer Abweichung größer 3σ jedoch deutlich höher als erwartet. Gemäß Gl. 6.1 sollten unter rein statistischen Gesichtspunkten lediglich 0.2% der Datenpunkte außerhalb der 3σ–Grenze liegen. In die Summe aller 10 hier analysierten Anregungsfunktionen gehen 735 Datenpunkte ein, von denen 20 ($\equiv 2.7\%$) weiter als 3σ von der glatten Kurve entfernt sind.
Tabelle 6.2 gibt hierzu eine Übersicht über die Anzahl der jeweiligen Datenpunkte einer jeden Anregungsfunktion.
Die Ursache für die deutlich erhöhte Anzahl auffälliger Datenpunkte konnte in letzter Konsequenz noch nicht geklärt werden.

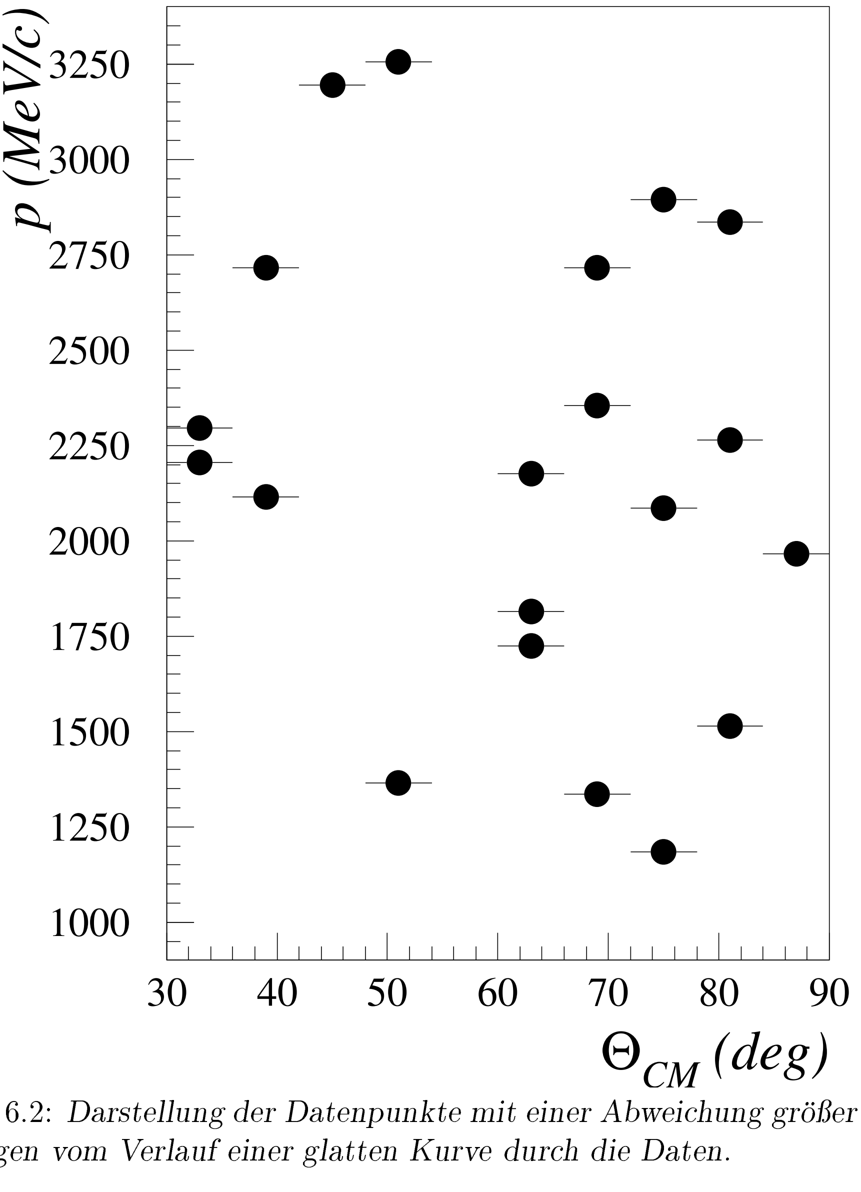


Abbildung 6.2: *Darstellung der Datenpunkte mit einer Abweichung größer 3 Standardabweichungen vom Verlauf einer glatten Kurve durch die Daten.*

Es scheint jedoch übertrieben, dies als ein Indiz auf eine resonante Struktur zu interpretieren. Dagegen spricht vor allem die fehlende Häufung dieser Datenpunkte innerhalb weniger ausgezeichneter Impulsbins (vergl. Abb. 6.2).

Vielmehr ist zu bedenken, daß die Analyse der A_N–Daten bislang noch nicht endgültig abgeschlossen ist. So besteht insbesondere bezüglich Anteil und Auswirkung eines möglichen inelastischen Untergrundes weiterer Untersuchungsbedarf.

Die untere Grenze für die totale Breite Γ_{min}, die eine Resonanz mindestens aufweisen muß, damit sie auf Basis der betrachteten Anregungsfunktionen nachgewiesen werden kann, wird durch die Größe der Impuls–Bins bestimmt. Dabei wird für ein belastbares Indiz auf eine resonante Struktur die gleichsinnige Abweichung zweier benachbarten Datenpunkte um mehr als 3 Standardabweichungen vom glatten Verlauf der funktionalen Anpassung $f_{An}(p)$ gefordert.
Aus dem Impulsbinnig der A_N–Anregungsfunktion von $\Delta p = 30MeV/c$ ergibt sich in der Gesamtenergie eine – von der Projektilenergie abhängige – untere Grenze der Breite von $\Gamma = 20 - 25MeV$. Die Angabe von $\Gamma_{min} = 30MeV$ sollte damit eine hinreichend konservative Abschätzung für die untere Grenze darstellen.
Dieses Ergebnis hat jedoch bereits konkrete Folgen hinsichtlich der $^3F_3$–Resonanz, für die in [Kob94] eine totale Breite von $\Gamma = 15MeV$ angegeben wird. Somit sind auf Basis der hier diskutierten A_N–Daten keine weiteren Rückschlüsse für diese Resonanz möglich.

Die Festsetzung einer oberen Grenze Γ_{max} der totalen Resonanzbreite stellt sich weitaus schwieriger dar. Hier fehlt es insbesondere an eindeutigen Kriterien, die eine solche Obergrenze charakterisieren können.
Das Problem beginnt schon damit, die resonante Struktur als solche zu erkennen. So ersteckt sich eine Resonanz mit einer totalen Breite $\Gamma = 150MeV$ bereits über einen Bereich der Projektilenergie von $\Delta T \approx 450MeV$.
Ebenso maßgeblich ist aber auch die unterschiedliche Empfindlichkeit der Analysierstärke auf Resonanzen unterschiedlicher Partialwellen. Diese hängt von einer Vielzahl von Parametern ab (vergl. Abschnitt 6.3), so daß letztlich für jede Partialwelle eine individuelle Breite Γ_{max} angegeben werden müßte.
Im Hinblick auf jene Resonanzen, die im nachfolgenden Abschnitt untersucht werden, sowie aufgrund der Erfahrungen aus [Alb97, Wel98] wird hier ein oberer Richtwert von $\Gamma_{max} \approx 120MeV$ angegeben. Erste Ergebnisse von [Roh00] lassen jedoch erwarten, daß die obere Grenze niedriger ausfallen wird.

6.3 Abschätzung der minimalen Elastizität

Die im vorangehenden Abschnitt dargestellte Untersuchung der Anregungsfunktionen erlaubt zwar die Bestimmung der minimal erforderlichen Resonanzbreite Γ_{min}, sie liefert jedoch keinerlei Erkenntnisse hinsichtlich der Empfindlichkeit der betreffenden Observablen auf eine bestimmte Resonanz. Es besteht durchaus die Möglichkeit eine Resonanz mit hinreichender Breite $\Gamma \geq \Gamma_{min}$ schlicht zu "übersehen". Dies gilt insbesondere dann, wenn eine Resonanz nur schwach an den elastischen Kanal koppelt. In so einem Fall liegen die experimentellen Fehler der Meßpunkte unter Umständen in der gleichen Größenordnung wie die hervorgerufene Resonanzüberhöhung selbst.

Daher soll hier nun systematisch der Einfluß von Resonanzen auf die Analysierstärke der elastischen Proton–Proton–Streuung studiert, und die Abhängigkeit dieses Einflußes von den verschiedenen Resonanzparametern bestimmt werden. Die Vorgehensweise knüpft dabei an die Untersuchungen von [Wel98] an, der mit der gleichen Methodik die Empfindlichkeit des spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnittes studiert hat.
Ziel dieser Bemühungen ist es letztlich, aus den Fehlern σ der einzelnen experimentellen Datenpunkte die minimal erforderliche Elastizität der Resonanz abzuleiten, damit diese eine Abweichung vom Verlauf der Observablen um mehr als 3σ aufweist.

Die Untersuchungen beschränken sich von vornherein auf solche Partialwellen bzw. Resonanzen, für die bereits experimentelle Hinweise oder aber Vorhersagen eines theoretischen Modells existieren. Tabelle 6.3 gibt eine Übersicht der charakteristischen Parameter der in dieser Arbeit betrachteten Resonanzen.

Partialwelle	W_r	Γ	η_{el}	S_{max}
$^1S_0$	2710	50	0.1	0.36
$^1D_2$	2800	100	0.05	0.03
$^3F_3$	2165	15	0.1	0.064
$^3P_1$	2828	113	0.15	1.8

Tabelle 6.3: *Die charakteristischen Parameter der betrachteten Resonanzen. Es bezeichnet Γ die Breite, W_r die Energie und η_{el} die Elastizität der jeweiligen Resonanz.*

In einem ersten Schritt wird nun den jeweiligen Partialwellen künstlich eine Breit–Wigner–Resonanz der totalen Breite Γ in der folgenden Form überlagert

$$\eta'_{LJ} e^{2i\delta'_{LJ}} = \eta_{LJ} e^{2i\delta_{LJ}} \left(1 - \frac{i\Gamma_{el}}{W - W_r + i\Gamma/2}\right) \tag{6.2}$$

Dabei bezeichnet η_{lj} den Absorbtionskoeffizienten und δ_{lj} die Streuphase ohne die hypothetische Resonanz der Energie W_r, und W die Gesamtenergie im pp–System. η'_{lj} und δ'_{lj} stehen für die entsprechend modiizierten Größen. L und J bezeichnen den mit der jeweiligen Partialwelle verträglichen Bahn- und Gesamtdrehimpuls.

Durchgeführt wird die notwendige Modifkationen der Partialwellen mit dem bereits in Kapitel 5 vorgestellten Programm SAID. Neben dem Eingriff in die Partialwellen gestattet SAID darüberhinaus auch die Berechnung der verschiedenen Observablen, wobei dann auch der Einfluß der modifizierten Partialwelle entsprechend berücksichtigt wird.
SAID berechnet die totale Breite Γ der Resonanz dabei gemäß

$$\Gamma = \Gamma_{el} + \Gamma_{inel} \cdot \left(\frac{W - W_{thr}}{W_r + W_{thr}}\right)^2 \tag{6.3}$$

W_{thr} bezeichnet hier die Pion–Produktionsschwelle im pp-System, die bei $W \approx 2015 MeV$ liegt. Diese Form zur Darstellung der totalen Breite Γ führt bei $W \neq W_r$ zu einer Abweichung von der idealen Breit–Wigner–Form der Resonanz, deren Ausmaß jedoch deutlich unter 10% bleibt.

Als ein Maß für die Empfindlichkeit einer Observablen $\mathcal{O}$ auf eine solche Resonanz wird nun die Sensitivität S definiert.

$$S = \frac{\Delta\mathcal{O}/\mathcal{O}}{(2J+1)\eta_{el}} \qquad \text{mit} \qquad \eta_{el} = \Gamma_{el}/\Gamma \tag{6.4}$$

Sie beschreibt den Zusammenhang zwischen der Elastizität η_{el} der Resonanz und der hervorgerufenen Resonanzüberhöhung $\Delta\mathcal{O}/\mathcal{O}$ im Wirkungsquerschnitt der Observablen. Sie ist normiert auf die Anzahl der verschiedenen Einstellmöglichkeiten des Gesamtdrehimpulses J.

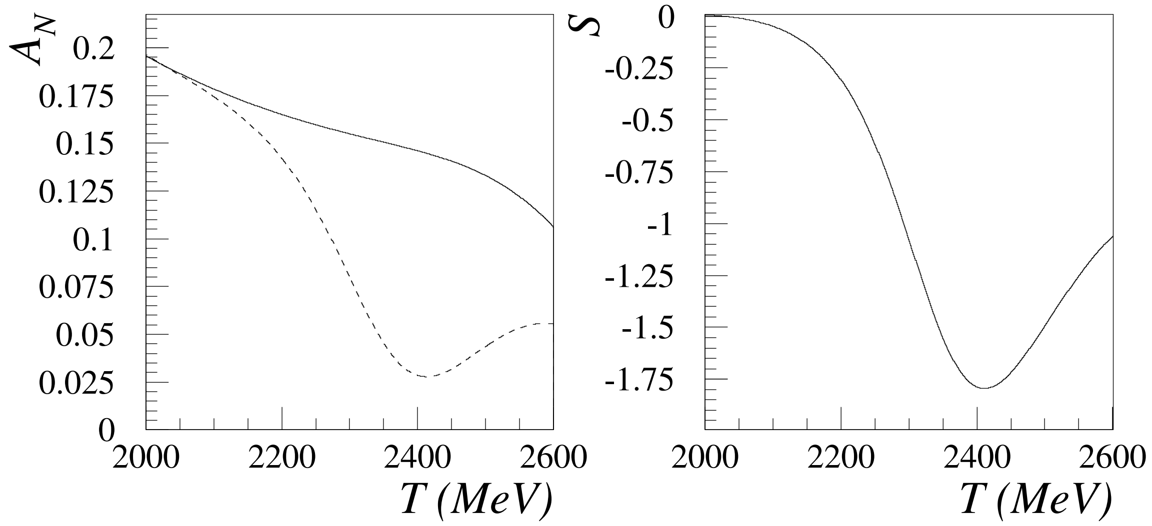


Abbildung 6.3: *Einfluß einer Resonanz nach [Lom99] in der $^3P_1$-Phase auf die Analysierstärke.* **Links:** *Verlauf der Anregungsfunktion ohne (—) und mit (- - -) überlagerter Breit–Wigner–Resonanz.* **Rechts:** *Die Sensitivität S der Analysierstärke auf die überlagerte Resonanz. Berechnet nach Gl. 6.4.*

Beispielhaft ist in Abbildung 6.3 die Auswirkung einer Resonanz in der Partialwelle $^3P_1$ auf den Verlauf der Analysierstärke dargestellt. Die im rechten Teilbild dargestellte Sensitivität der Observablen hängt dabei von verschiedenen Faktoren ab. SAID erlaubt es dem Nutzer die Abhängigkeit der Sensitivität von totaler Resonanzbreite Γ, Elastizität η_{el} sowie von der Resonanzenergie W_r zu studieren. Im folgenden soll nun untersucht werden, wie diese einzelnen Parameter die Sensititvität beeinflussen. Dabei wird von nun an für die weitere Diskussion immer der Absolutbetrag der Sensitivität S zugrundegelegt.

Abbildung 6.4 zeigt hierzu den Maximalwert der Sensitivität S_{max} als Funktion der totalen Breite der überlagerten Resonanz. Offensichtlich besteht hier – für jede der betrachteten Partialwellen – gar keine bzw. nur eine geringe Korrelation.
Etwas anders gestaltet sich die Situation jedoch bereits bei der Betrachtung von Abb. 6.5, in der S_{max} in Abhängigkeit von der Resonanzenergie W_r dargestellt ist. Während die Sensitivität der Analysierstärke bei Resonanzen in den Singulett–Phasen nahezu unabhängig von W_r bleibt, steigt S_{max} bei den Triplett–Phasen mit der Energie deutlich

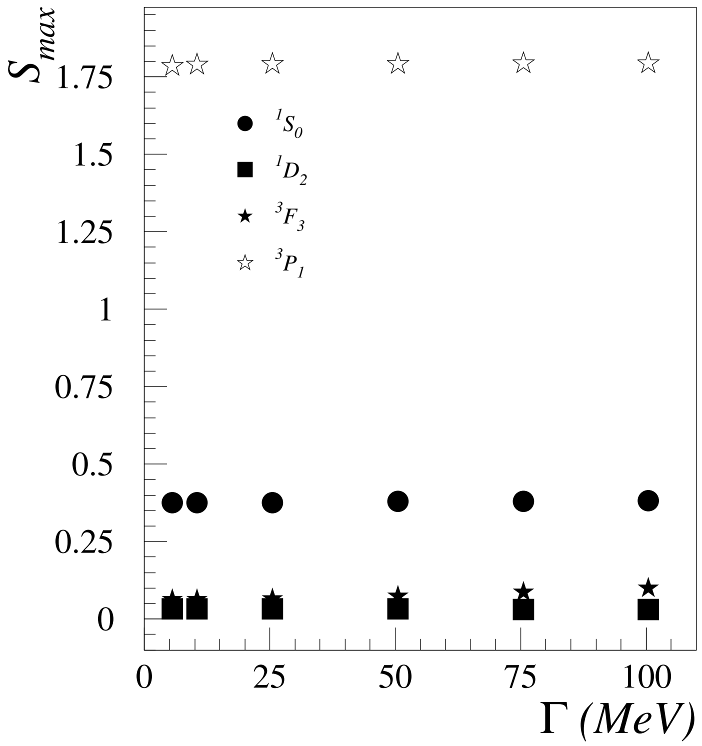


Abbildung 6.4: *Abhängigkeit der max. Sensitivität von totalen Breite* Γ *der Resonanz. Die Bestimmung der Sensitivität erfolgte an der Anregungsfuktion bei* $\Theta_{CM} = 48°$

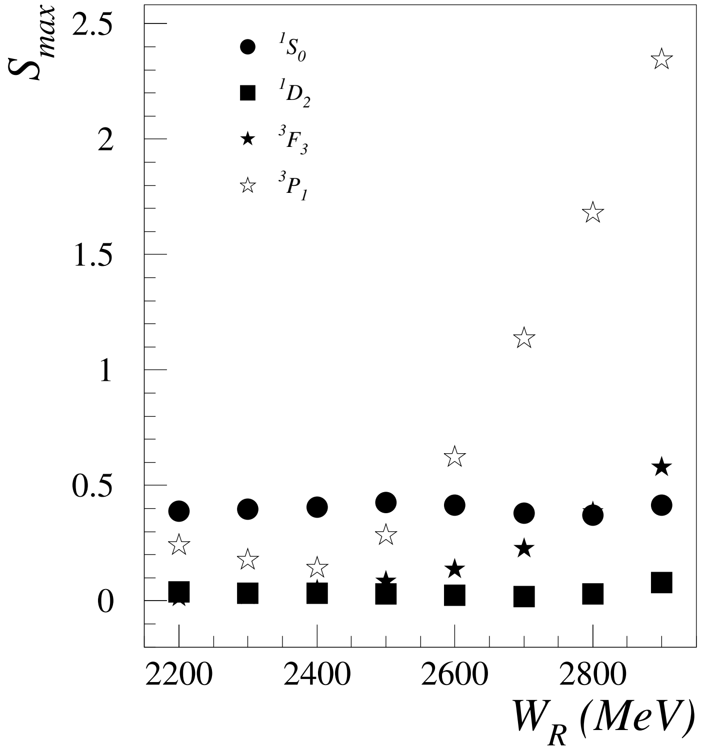


Abbildung 6.5: *Abhängigkeit der max. Sensitivität von der Resonanzenergie* W_r*. Für die Triplett–Phasen besteht eine signifikante Korrelation.*

sichtbar an. Im Fall der $^3P_1$–Resonanz variiert S_{max} um einen Faktor 23 im dargestellten W_r–Bereich. Die in diesem Zusammenhang ermittelten Ergebnisse der Triplett–Phasen sind demnach nicht ohne weiteres auf andere Resonanzenergien übertragbar.
Im Fall der Resonanzen in den Singulett–Phasen stellt die Unabhängigkeit von S_{max} bezüglich W_r hingegen eine Bestätigung der Ergebnisse aus [Wel98] dar. Sie ergibt sich aus der Tatsache, daß die Analysierstärke keinen direkten Beitrag von den Singulett–Phasen erfährt (vergl. hierzu Gl. 5.4 sowie [Bys87]) und diese dementsprechend nur über den spingemittelten Wirkungsquerschnitt eingehen.

Abschließend soll hier die Abhängigkeit von der Elastizität η_{el} der jeweiligen Resonanz untersucht werden. Im Hinblick auf die nachfolgende Anwendung soll hier jedoch gleich, anstelle der maximalen Sensitivität S_{max}, die resultierende Resonanzüberhöhung $\Delta A_N/A_N$ als Funktion von η_{el} dargestellt werden.
In dieser Form kann der Zusammenhang herangezogen werden, um die untere Nachweisgrenze für die Elastizität η_{el} der Resoanz abzuschätzen. Für die formal mathematische Beschreibung des Zusammenhangs $\frac{\Delta A_N}{A_N}(\eta_{el})$ wird ein Polynom 2. Grades angesetzt.

$$\frac{\Delta A_N}{A_N} = m_0 + m_1 \cdot \eta_{el} + m_2 \cdot \eta_{el}^2 \tag{6.5}$$

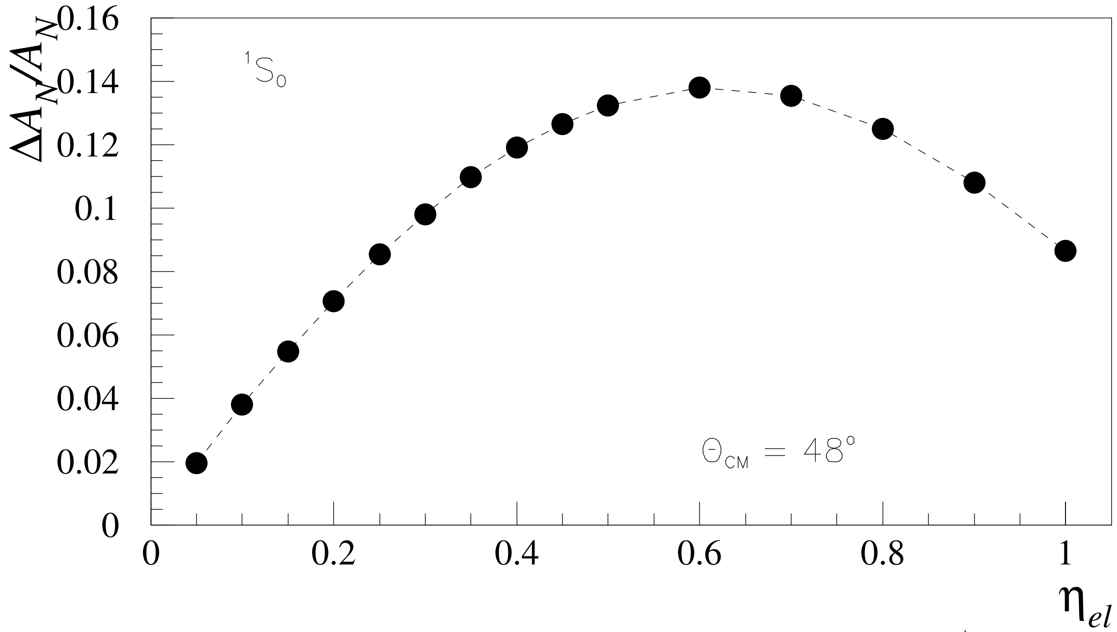


Abbildung 6.6: *Die Resonanzüberhöhung der Analysierstärke $\Delta A_N/A_N$ als Funktion der Elastizität η_{el}. Im weiteren Verlauf der Analyse wird die Umkehrfunktion $\eta_{el}(\Delta A_N/A_N)$ benötigt. Offensichtlich ergibt sich dabei kein eindeutiger Zusammenhang.*

Im Zuge dieser Untersuchungen offenbart sich der bedeutsamste Unterschied zu den Ergebnissen aus [Wel98]. Im Fall der Analysierstärke ist der Zusammenhang zwischen Elastizität und Resonanzüberhöhung nämlich nicht nicht mehr für jede Konstellation eineindeutig. Abbildung 6.6 veranschaulicht eine solche Situation am Beispiel der $^1S_0$–Resonanz bei einem Streuwinkel von $\Theta_{CM} = 48°$.

Offensichtlich gibt es keine Möglichkeit, aus einer berechneten oder beobachteten Resonanzüberhöhung eindeutig auf die ursächliche Elastizität der Resonanz rückzuschließen. Derartige Konstellationen finden sich – mit Ausnahme der $^3P_1$–Resonanz – leider unter mehreren Winkeln bei allen hier betrachteten Resonanzen. Lediglich für den Streuwinkel $\Theta_{CM} = 36°$ ergibt sich in jedem der Fälle ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Elastizität und $\Delta A_N/A_N$.

Die folgenden Untersuchungen werden demzufolge auf die Anregungsfunktion bei $\Theta_{CM} = 36°$ beschränkt. Sie zeichnet sich gegenüber Anregungsfunktionen bei größeren Winkeln durch kleinere statistische Fehlerbalken aus. Nachteilig macht sich jedoch der auf $1550 MeV/c \leq p \leq 3300 MeV/c$ eingeschränkte Impulsbereich bemerkbar, der sich nicht mit Resonanzenergie $W_r = 2165 MeV \quad (p = 1246 MeV/c)$ der $^3F_3$–Resonanz überlappt. Aufgrund der in Abschnitt 6.2 bestimmten minimalen Resonanzbreite von $\Gamma_{min} = 30 MeV$, wären die Ergebnisse jedoch ohnehin nur unter Vorbehalt gültig.

Es wird nun die Annahme gemacht, daß eine resonanzartige Struktur mindestens um das 3-fache der relativen Standardabweichung σ_{An} vom Verlauf der Anregungsfunktion abweichen muß, um als solche erkannt zu werden. Dementsprechend kann man hier die 3–fache Standardabweichung der experimentellen Datenpunkte als minimal erforderliche Resonanzüberhöhung $\Delta A_N/A_N$ ansetzen. Abbildung 6.7 zeigt die 3–fache relative Standardabweichung der Datenpunkte als Funktion des Impulses.

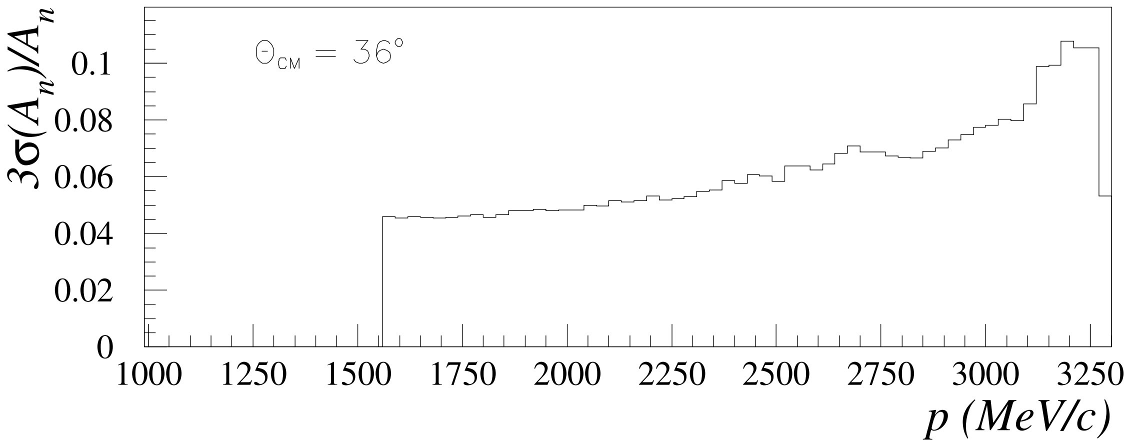


Abbildung 6.7: *Die 3–fache relative Standardabweichung der experimentellen Meßwerte aus der Anregungsfunktion der Analysierstärke bei* $\Theta_{CM} = 36°$.

Unter Ausnutzung der Umkehrfunktion von Gl.6.5 ergibt sich daraus die minimale Elastizität, die eine Resonanz aufweisen muß, damit sie nicht aufgrund der EDDA-Daten auf einem Signifikanzniveau von 3 Standardabweichungen ausgeschlossen werden kann.

Abbildung 6.8 stellt nun die resultierenden minimalen Elastizitäten für alle 4 Resonanzen als Funktion des Impulses dar. Konstellationen oberhalb der Kurve können

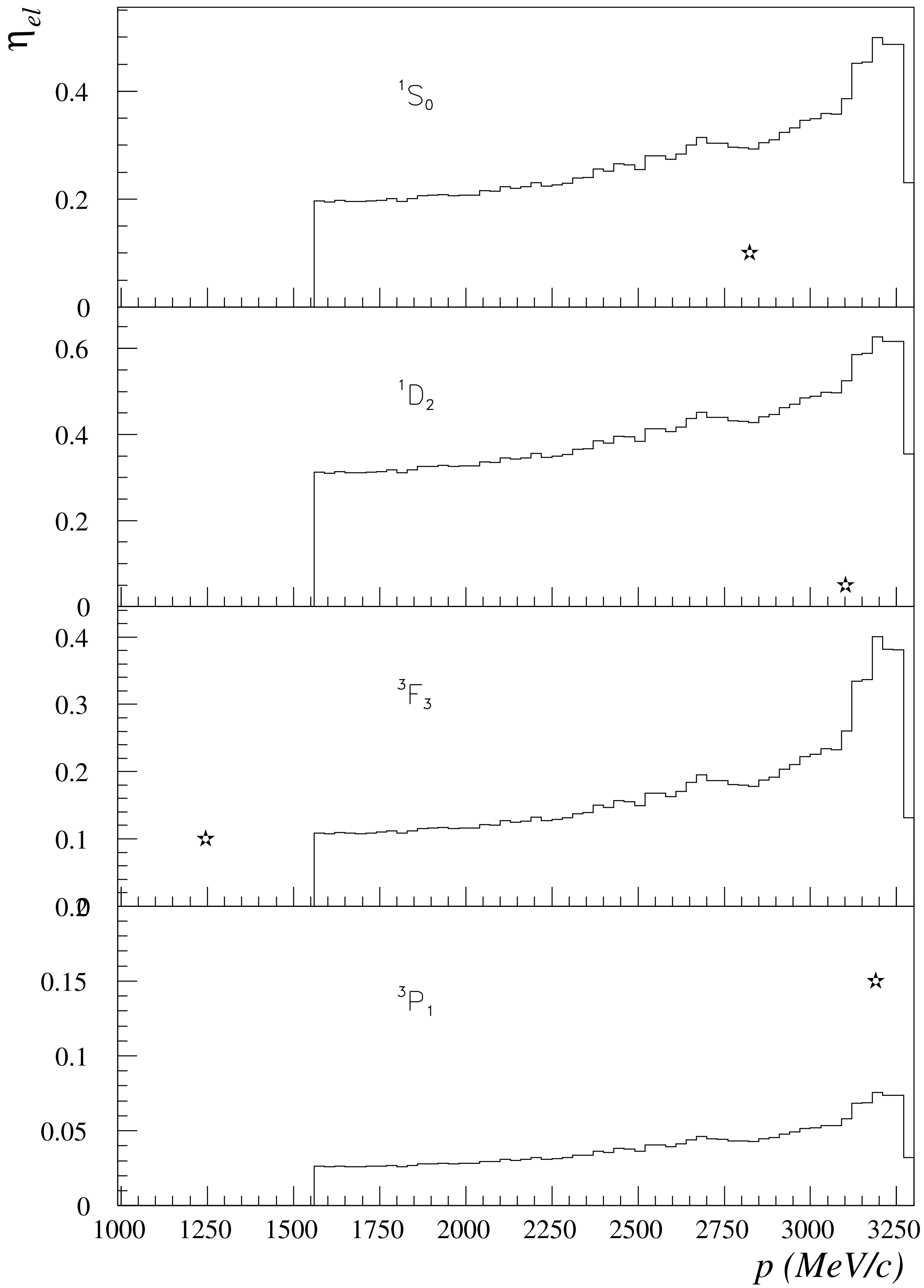


Abbildung 6.8: *Die minimal erforderlichen Elastizitäten der hier betrachteten Resonanzen als Funktion des Impulses. Die eingezeichneten Symbole kennzeichen die Lage der jeweils prognostizierten Resonanz.*

für Resonanzen mit einer Breite $30MeV \leq \Gamma \leq 120MeV$ (vergl. 6.2) demzufolge ausgeschlossen werden. Die eingezeichneten Symbole repräsentieren dabei Impuls und Elastizität der prognostizierten Resonanz auf. Demnach kann die Existenz der $^3P_1$–Resonanz auf Basis dieser Untersuchung auf einem 3σ–Signifikanzniveau ausgeschlossen werden. Dieses Ergebnis wird auch durch Untersuchungen an den Anregungsfunktionen bei anderen Streuwinkeln bestätigt.

Deutlich ist zu erkennen, daß die Analysierstärke für die Resonanzen in den Singulett–Phasen eine geringere Sensitivität aufweist, als bei den Triplett–Phasen. Im Hinblick auf die in [Wel98] bestimmten unteren Nachweisgrenzen für die $^1S_0$ und $^1D_2$–Resonanz konnte im Rahmen dieser Untersuchung keine weitere Absenkung erzielt werden.
Für die $^3P_1$–Resonanz kann hier abschließend für Impulse bis einschließlich 3300 MeV/c eine Nachweisgrenze von $\eta_{el} = 0.08$ angegeben werden.

6.4 Resumee

Die Untersuchung der Anregungsfunktionen der A_N–Daten des EDDA–Experimentes liefert keinen eindeutigen Hinweis auf resonanzartige Strukturen mit einer totalen Breite $30MeV \leq \Gamma \leq 120MeV$.

Eine von [Lom99] prognostizierte Resonanz in der $^3P_1$–Partialwelle kann auf einem 3σ-Signifikanzniveau ausgeschlossen werden. Die untere Nachweisgrenze der $^3P_1$ liegt für Impulse bis einschließlich $p \leq 3300MeV/c$ bei $\eta_{el} = 0.08$.
Für die bereits bei [Wel98] untersuchten Singulett–Phasen $^1S_0$ und $^1D_2$ konnte hingegen keine weitere Absenkung der dort ermittelten Nachweisgrenzen (siehe Tab. 6.1) erzielt werden.

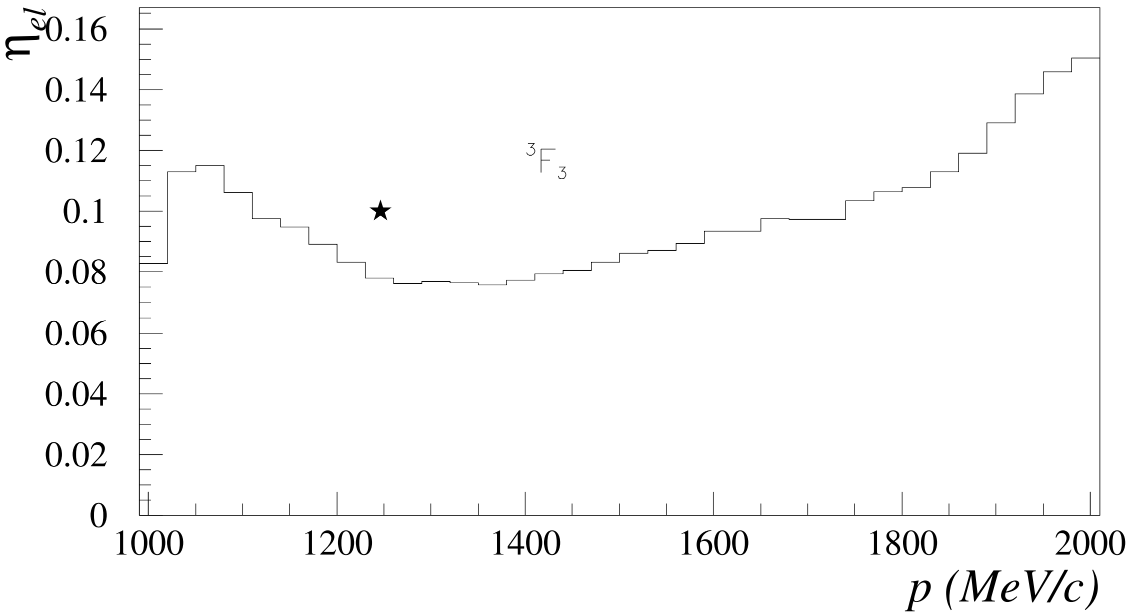


Abbildung 6.9: *Die untere Nachweisgrenze der Elastizität für die von [Kob94] postulierte $^3F_3$–Resonanz. Der Stern kennzeichnet die prognostizierten Resonanzparameter.*

Im Fall der $^3F_3$–Resonanz konnte keine belastbare Aussage getroffen werden. Die von [Kob94] prognostizierte Breite von $\Gamma(^3F_3) = 15MeV$ liegt deutlich unter der hier beobachtbaren minimalen Resonanzbreite von $\Gamma_{min} = 30MeV$.
In Abbildung 6.9 ist nun die minimal erforderliche Elastizität der $^3F_3$–Resonanz nochmal auf Basis der Anregungsfunktion bei $\Theta_{CM} = 48°$ dargestellt. Diese überdeckt den Impulsbereich $1000MeV/c \leq p \leq 3300MeV/c$ und damit auch die Resonanzenergie $W_r = 2165MeV$ ($p_r = 1246MeV/c$). Demnach sollte bei einer deutlich erweiterten Datenmenge, die hinreichend feine Impuls–Bins ($\Delta p \approx 10MeV/c$) bei gleicher Statistik der einzelnen Datenpunkte ermöglicht, eine abschließende Aussage zur Existenz der postulierten $^3F_3$–Resonanz möglich sein.

Hinsichtlich der Deduzierung einer allgemein gültigen oberen Grenze für die totale Resonanzbreite konnten keine weiterreichenden Erkenntnisse erzielt werden.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Sommer 1999 wurden die Messungen für die zweite Phase des EDDA–Experimentes beendet. Im Zeitraum 1998 - 1999 konnten unter Verwendung des unpolarisierten COSY–Strahles und des polarisierten Atomstrahltargets ca. 33 Mio. elastische Streuereignisse zur Bestimmung der Analysierstärke akkumuliert werden. Die Analyse dieser Daten ist jetzt weitestgehend abgeschlossen.

In der vorliegenden Arbeit wurden Analyseverfahren, die eine zentrale Stellung für die Extraktion der A_N–Daten einnehmen, unter Einsatz von Monte–Carlo–Simulationen untersucht und auf Genauigkeit und Robustheit getestet.
So konnte für den mittleren Fehler der Vertexrekonstruktion eine obere Grenze von 0.2mm bestimmt werden. Die Vertex–Auflösung variiert mit der Projektilenergie und kann bis auf Werte von 2.7mm (FWHM) ansteigen.
Es konnte nachgewiesen werden, daß die Datenanalyse den inelastischen Untergrund wirkungsvoll reduziert. Der verbleibende Anteil inelastischer Ereignisse in der Gesamtdatenmenge beträgt maximal 1.3%.
Eine zuverlässige Korrektur falscher Asymmetrien durch das Ohlsen–Verfahren kann – auch unter extrem unrealistischen Rahmenbedingungen – auf einem Signifikanzniveau von 0.1% bestätigt werden. Abschluß dieser Untersuchungen bildete die Bestimmung und Parametrisierung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Protonen als Funktion von Energie und Streuwinkel. Sie variiert zwischen $\eta = 78\% - 91\%$ und wird lediglich begrenzt durch Sekundärreaktionen im Detektormaterial.

In Kapitel 5 wurden Streuphasenanalysen unter Einbeziehung der EDDA-Daten diskutiert. So resultierte die Hinzunahme der A_N-Daten in der Lösung EDAY, die sich unter globaler Betrachtung sowohl in den Winkelverteilungen, wie auch in den Anregungsfunktionen nur geringfügig von den Vorhersagen der Ausgangslösung SP99 unterscheidet. Besonderes Gewicht erhalten die EDDA-Daten jedoch im Energiebereich $1200 MeV$ bis $1800 MeV$, der bislang statistisch unterrepäsentiert war. Die EDDA-Datenpunkte liegen hier signifikant unterhalb der Vorhersage von SP99 und führen in der neu erstellten Lösung EDAY zu einer leichten Absenkung des Verlaufs. Diese Änderung im Verlauf wird auf der Ebene der Streuphasen im wesentlichen durch die j+1-gekoppelten Triplett-Zustände aufgefangen.

Durch die deutlich verbesserte Statistik des kompletten $\frac{d\sigma}{d\Omega}$–Datensatzes werden die Vorhersagen der Lösung SP99 untermauert. Diese Lösung wurde bereits maßgeblich von einer Teilmenge der hier betrachteten $\frac{d\sigma}{d\Omega}$–Daten mitbestimmt.

Die wesentliche Bedeutung der A_N-Daten des EDDA-Experimentes ergibt sich aus ihrer Bereitstellung in Form eines konsisten Datensatzes mit einheitlicher Normierung. Zusammen mit den veröffentlichten $\frac{d\sigma}{d\Omega}$–Daten definieren sie zusätzliche Randbedingungen für die Analyse weiterer Streudaten und stellen somit eine wichtige Stütze auch für zukünftige Streuphasenanalysen dar.

Die Anregungsfunktionen der Analysierstärken wurden im Hinblick auf dibaryonische Resonanzen untersucht, ergaben jedoch keinen Hinweis auf die Existenz möglicher Strukturen mit einer totalen Breite $\Gamma \geq \Gamma_{min} = 30MeV$. Zusätzliche Studien zur Sensitivität der Analysierstärke auf Resonanzen in verschiedenen Partialwellen ermöglichten in Kombination mit den statistischen Fehlern der Daten die Abschätzung unterer Nachweisgrenzen für einzelne Resonzparameter. Danach können in der $^3P_1$–Partialwelle auf einem 3σ-Signifikanzniveau Resonanzen einer totalen Breite $30MeV \leq \Gamma \leq 120MeV$ und Elastizität $\eta_{el} \geq 0.08$ für Impulse $p \leq 3300MeV/c$ – und damit insbesondere die von [Lom99] prognostizierte – ausgeschlossen werden.

Im Herbst 1999 haben die ersten Messungen zur Bestimmung der Spinkorrelationsparameter A_{NN}, A_{SS} und A_{SK} begonnen. Diese Messungen werden die Datenlage dieser Observablen in einem erheblichen Umfang erweitern. Für Streuphasenanalysen steht dann ein konsistenter Eingabe-Datensatzsatz von 5 Observablen der elastischen Proton–Proton-Streuung bereit, die den Verlauf der isovektoriellen Streuphasen maßgeblich mitprägen werden.
Ebenso spannend wie der Einfluß der Spinkorrelationsparameter auf die Streuphasenanalysen, wird ihre Analyse im Hinblick auf resonante Strukturen sein. Insbesondere A_{NN} verfügt gegenüber $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und A_N über eine deutlich höhere Sensititvität, so daß bei entsprechender Statistik eine erhebliche Absenkung der Nachweisgrenzen zu erwarten ist.

Literaturverzeichnis

[Ack93] K. Ackerstaff. *Konzeption einer Detektorsimulation für das EDDA–Experiment bei COSY und Anwendung auf Detektorkomponenten.* Diplomarbeit, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1993.

[Alb97] D.Albers et al.. *Proton–Proton elastic scattering excitation functions at intermediate energies.* Phys.Rev.Lett., 78(9):1652–1655, 1997.

[All99a] C.E. Allgower et al.. *Angular dependence of the pp elastic–scattering power between 0.8 and 2.8 GeV. I. Results for 1.80 – 2.24 GeV.* Phys.Rev. C, 60, 1999.

[All99b] C.E. Allgower et al.. *Angular dependence of the pp elastic–scattering power between 0.8 and 2.8 GeV. II. Results for higher energies.* Phys.Rev. C, 60 , 1999.

[Alt98] M. Altmeier. *Die Entwicklung und der Bau des polarisierten Wasserstoffatomstrahlteils für das EDDA–Experiment an COSY–Juelich.* Dissertation, ISKP, Universität Bonn, 1998.

[Arn66] R.A.Arndt and M.H.MacGregor. *Nucleon–Nucleon Phase Shift Analysis by Chi–Squared Minimization* *Methods of Computational physics* Volume 6, page 253–296, Academic Press Inc., New York, 1966.

[Arn81] R.A. Arndt and J.A. Finegan. *Format free data input.* Internal Report CAPS-81-2, Department of Phys., VPI&SU, 1981

[Arn82] R.A. Arndt and L.D. Roper. *Parametrizing the nucleon-nucleon scattering matrix above the inelastic threshold.* Phys.Rev., D 25(7):2011, 1982

[Arn83] R.A.Arndt et al.. *Nucleon–nucleon partial–wave analysis to 1 GeV.* Phys.Rev., D 28(1):97–122, 1983

[Arn87] R.A.Arndt, J.S.Hyslop III, L.D.Roper. *Nucleon–nucleon partial–wave analysis to 1100 MeV.* Phys.Rev., D 35(1):128–144, 1987.

[Arn92] R.A.Arndt, L.D.Roper, R.L. Workman and M.W. McNaughton. *Nucleon–nucleon partial–wave analysis up to 1.6 GeV.*
Phys.Rev., D 45:3995-4001, 1992.

[Arn94a] R.A.Arndt. *The SAID Program: A Guide for Users.*
Internal Report, Department of Phys., VPI&SU, 1994.

[Arn94b] R.A.Arndt, I.I. Strakovskii and R.L. Workman. *Updated analysis of NN elastic scattering data to 1.6 GeV.*
Phys.Rev., C50:2731-2741, 1994.

[Arn97] R.A.Arndt et al.. *Nucleon–Nucleon elastic scattering to 2.5 GeV.*
Phys.Rev., C 56:3005, 1997.

[Bal94] J. Ball et al. *Observation of a narrow structure in the pp elastic scattering observable A_{00nn} at $T = 2.11 GeV$.*
Phys.Letters, B320:206–210, 1994.

[Bar70] H.H. Barshall, W. Haeberli. *Madison convention in polarization phenomena in nuclear reactions.*
Proc. 3rd Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Madison, 1970.

[Bau99] F.Bauer and K.Büßer on behalf of the EDDA–collaboration. *A polarimeter for GeV protons of recirculating synchrotron beams.*
Nucl.Instr. and Meth., A 431:385, 1999.

[Ber69] H.W.Bertini. *Intranuclear–cascade calculation of secondary nucleon spectra from nucleon–nucleus in the energy range 340 to 2900 MeV and comparisons with experiment.*
Phys.Rev., 188:1711, 1969.

[Bou80] C. Bourrely et al. *Polarization phenomena in hadronic reactions.*
Prog.Phys., 59:95, 1980.

[Bü99] K.Büßer. *Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Analysierstärke der elstischen Proton–Proton–Streuung bei mittleren Energien.*
Dissertation, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1999.

[Bus00] M.Busch *Dissertation in Vorbereitung.*
ISKP, Universität Bonn, erscheint voraussichtlich Ende 2000.

[Bys78] J.Bystricky, F.Lehar, P.Winternitz. *Formalism of nucleon–nucleon elastic scattering experiments.*
J.Phys. (Paris), 39(1), 1978.

[Bys87] J.Bystricky, C.Lechanoine-LeLuc, F.Lehar. *Nucleon–nucleon phase-shift analysis..*
J.Phys. (Paris), 48(2):199–226, 1987.

[Col99] T.Colberg. *Messung von Analysierstärken der elastischen Proton–Proton–Streuung mit dem EDDA–Detektor bei Be- und Entschleunigung des COSY–Protonenstrahls.*
Diplomarbeit, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1999.

[Con93] H.E.Conzett. *Spin polarization in nuclear and particle physics.*
Internal Report LBL – 34403, Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, 1993.

[Die98] O.Diehl. *Aufnahme und Auswertung elastischer Streudaten im EDDA–Experiment.*
Dissertaion, ISKP, Universität Bonn, 1998.

[Doh97] F. Dohrmann. *Ergebnisse des EDDA–Experimentes zur elastischen Proton–Proton–Streuung und Studien zu deren Einfluß auf Streuphasenanalysen.*
Dissertation, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1997.

[Dor93] G. Dorner. *Prototypstudien zu einem ortsauflösenden, zylindrischen Detektor aus szintillierenden Fasern.*
Diplomarbeit, ISKP Universität Bonn, 1993.

[EDD99] The EDDA–Collaboration: M.Altmeier et. al. *A helical scintillating fiber hodoscope.*
Nucl.Instr. and Meth., A 431:428, 1999.

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

[Fic71] D. Fick. *Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen.*
Biliogrphisches Institut, Mannheim, 1971.

[Fla84] V. Flamioni, W.G. Moorhead, D.R.O. Morrison, N. Rivoire. *Compilation of Cross-Sections III: p and $\overline{p}$ induced reactions.*
Report CERN-HERA 84-01, CERN, 1984.

[Gon87] P. Gonzales et al. *Correlation of pp data with predictions of improved sixquark structure models.*
Phys.Rev., D 35:2142–2152, 1987

[Gre95] J. Greiff. *Aufbau und Inbetriebnahme der optischen Komponenten des EDDA–Lasermonitorsystems.*
Diplomarbeit, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1995.

[Gro96] A. Groß. *Simulationsuntersuchungen zum EDDA–Experiment.*
Dissertation, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1996.

[Hän84] K.Hänßgen, H.–J.Möhring und J.Ranft.
Nucl.Sci.Eng., 88:537 & 88:551, 1984.

[Höh79] G.Höhler et al.. *Handbook of Pion–Nucleon scattering.*
KfK–Report 12–1, 1979.

[Kil98] K. Kilian,U.-G. Meißner und J. Speth *Physik am Kühlersynchrotron COSY.*
Phys.Bl. 54(1998), Nr.10:911-916, 1998

[Kob94] Y. Kobayashi et al. *Energy–Dependent measurements of pp elastic analyzing power and narrow dibaryon resonances.*
Nucl.Phys. A, 569:791–820, 1994

[Lee92] H. Leeb, D. Leidinger *Uncertainties of phase shift analyses and the nucleon–nucleon interaction.*
Few Body Syst, Suppl. 6, 117, 1992

[Lin96] J. Lindlein *Die Überwachung der Außenschale des EDDA–Detektors mit einem Laser–Monitor–System.*
Diplomarbeit, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1996.

[Lin98] T.Lindemann. *Einfluß der Innenschale des EDDA–Detektors auf die Winkelauflösung und vertexrekonstruktion.*
Diplomarbeit, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1998.

[Lip87] H.J. Lipkin *Why nuclei are made of Three–Quark Clusters, Hyperfine Interaction and Short–Range Color–Spin Correlations.*
Phys. Letters B, 198:131–135, 1987

[Lom97] E.L. Lomon *Signals of Quark Substructures in Hadron Reactions at intermediate Energies.*
MIT–CTP–2680, 1997

[Lom99] E.L. Lomon. 2^{nd} *International Workshop on Nucleon–Nucleon interaction. (Talk & private communication)*
Physikzentrum der DPG, Bad Honnef, 1999

[Mac68] M.H.MacGregor, R.A.Arndt, R.M.Wright. *Determination of the nucleon–nucleon scattering matrix. VIII.(p,p) Analysis from 350 to 750 MeV.*
Phys.Rev.,169(5):1149-1166, 1968.

[Mai97] R.Maier. *Cooler Synchrotron COSY –performanceabd perspectives.*
Nucl.Instr. and meth., A390:1–8,1997

[Mey97] H.O. Meyer. *Nuclear physics with Light–Ion storage rings.*
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 47:235–271, 1997

[McN90] M.W.McNaughton. *Three–spin measurements in $pp \to pp$ at 730 MeV.*
Phys.Rev., C 41:2809, 1990.

[Mül95] M. Müller. *Integration eines Laser–Monitorsystems in den EDDA–Detektor in Jülich.*
Diplomarbeit, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1995.

[Mul80] P.J. Mulders et al. *Multiquark states III. Q^6 dibaryon resonances.*
Phys.Rev.D, 17:2653–2671, 1980.

[Mus88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger. *Kern- und Elementarteilchenpysik.*
VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1988.

[New82] R. Newton. *Scattering Theory of Waves and Particles.*
Springer, New York, 2^{nd} edition, 1982.

[Nol93] W. Nolting. *Grundkurs theoretische Physik : Quantenmechanik 2.*
Zimmermann–Neufang, Ulmen, 1993

[Ohl73] G.G.Ohlsen and P.W.Keaton. *Techniques for measurement of spin–$\frac{1}{2}$ and spin–1 polarization analyzing tensors.*
Nucl.Instr. and Meth., 109:41, 1973.

[Roh95] H. Rohdjeß. *Determinig COSY Beam Parameters from Elastic Proton–Proton Scattering.*
EDDA internal report 95–04, 1995

[Roh00] H. Rohdjeß. *Habilitation in Vorbereitung.*
ISKP Universität Bonn, voraussichtlich 2000.

[San95] M. Sander and H.V. von Geramb. *Nucleon–Nucleon Potentials from Quantum Inversion and Arndt's Phase Shifts SP82, SM86, FA91, SM93, SP94.*
AIP Conference Proceedings, volume 334, page 825, New York, 1995. AIP.

[Sch91] F. Schwandt. *Konzeption, Aufbau und Test des Triggersystems für das EDDA–Experiment.*
Diplomarbeit, ISKP Universität Bonn, 1991.

[Sch94] F. Schwandt *TDAS OS-9 ISKP User's Guide.*
Interner Report, ISKP Universität Bonn, 1994.

[Sch96] F. Schwandt *YODA User's Guide.*
Interner Report, ISKP Universität Bonn, 1996.

[Shi90] H. Shimizu et al. *Observation of narrow structures in the p-p elastic analyzing power.*
Phys.Rev. C, 42:483–486, 1990.

[Sta57] H.P.Stapp, T.J.Ypsilantis, N.Metropolis. *Phase–Shift Analysis of 310-MeV Proton–Proton Scattering Experiments.*
Phys.Rev., 105(1):302–310, 1957.

[Tay72] J.R. Taylor. *Scatterin Theory: The Quantum Theory on Nonrelativistic Collisions.*
Wiley, New York, 1972.

[The92] D.Theis. *Inelastic Hadron–Nucleus Collisions for General Pupose Detector Simulations at Intermediate Energies —– Application in Full Monte–Carlo Studies of the 4π–Arcole Detector.*
Dissertation, ISKP, Universität Bonn, 1992.

[Tho96] S.Thomas. *Datenauswertung mit einem zylindrischen Hodoskop aus szintillierenden Fasern.*
Diplomarbeit, ISKP, Universität Bonn, 1996.

[Wei00] E. Weise. *Dissertation in Vorbereitung.*
ISKP, Universität Bonn, erscheint voraussichtlich Mitte 2000.

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

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

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

[Wol96] K. Woller. *Die Außenschale des EDDA–Detektors an COSY und erste Ergebnisse zur elastischen Proton–Proton–Streuung bei T=1505MeV und T=2201MeV.*
Dissertation, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1996.

[Zie98] R.Ziegler. *Dir Innenschale des EDDA–Detektors und Messungen zur elastischen Proton–Proton–Streuung.*
Dissertation, ISKP, Universität Bonn, 1998.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die auf direkte wie auch indirekte Weise zu dem Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. W. Scobel für seine Unterstützung und die weitgehenden Freiheiten, die er mir bei der Durchführung dieser Arbeit gewährte. Aber auch für so manchen kritischen Denkanstoß und nicht zuletzt für die Gelegenheit die Thematik der Streuphasenanalyse auf der anderen Seite des großen Teichs zu erlernen.

Herrn Prof. R.A. Arndt für zahlreiche kleine “mini lectures”, seinen persönlichen Einsatz sowie seine Gastfreundschaft, die meinen Aufenthalt am VPI maßgeblich mit ermöglicht und über die Physik hinaus bereichert hat.

Karsten Büßer für die langjährige, konstruktive und freundschaftliche Zusamenarbeit.

Jan Greiff, Frank Bauer, Thore Lindemann, Levent Demirörs, Tilmann Colberg, Eike Jonas sowie allen weiteren jetzigen und ehemaligen Mitgliedern meiner Hamburger Arbeitsgruppe für das offene und überaus angenehme Arbeitsklima.

Allen jetzigen und ehemaligen Angehörigen der EDDA–Kollaboration für die konstruktive Zusammenarbeit und Hilfsbereitschaft auf Strahlzeiten und Tagungen. Speziell Dr.H. Rohdjeß, der durch seinen Einsatz das Projekt unermüdlich vorangebracht hat.

Der Beschleuniger-Betriebsgruppe von COSY für ihre Kooperation in den Strahlzeiten.

Schließlich meinen Eltern für ihre Unterstützung und ihre Anteilnahme, die sie mir über die gesamte Studienzeit hinweg haben zukommen lassen.