

Die Innenschale des EDDA-Detektors  
und Messungen zur elastischen  
Proton-Proton-Streuung

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

vorgelegt von  
Ralf Ziegler  
aus  
Bonn

Bonn 1998

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

Referent: Prof. Dr. F. Hinterberger  
Korreferent: Prof. Dr. R. Maschuw

Tag der mündlichen Prüfung: 20.3.1998

## Zusammenfassung

Das EDDA-Experiment ist ein internes Targetexperiment am Cooler Synchrotron COSY des Forschungszentrums Jülich. Es dient zur präzisen Vermessung der Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen von spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitten, Analysierstärken und Spinkorrelationsparametern der elastischen Proton-Proton-Streuung.

Zur Messung von Polarisationsobservablen mit einem Atomstrahltarget ist es aufgrund der Ausdehnung der Wechselwirkungszone notwendig, den Wechselwirkungspunkt, d.h. den Vertex, jeder Reaktion zu rekonstruieren.

Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit ein ortsauflösender Detektor entwickelt, aufgebaut und, nachdem er eine Vielzahl von Vortests bestanden hatte, in die zuvor bestehende EDDA-Detektoranordnung integriert. Zur Gewährleistung einer hohen Effizienz bei gleichzeitig niedriger Massenbelegung und hoher Granularität besteht er aus 640 szintillierenden Fasern. Die Fasern sind in Form zweier gegenläufig das COSY-Strahlrohr umschließender Helizes innerhalb des bisherigen EDDA-Detektoraufbaus angeordnet. Zur individuellen Auslese der szintillierenden Fasern werden Vielkanal-Photomultiplier verwendet. Außerdem wurde ein Monitorsystem zur Funktionsüberwachung der Innenschale entwickelt.

Nach der erfolgreichen Inbetriebnahme wurde mit Hilfe dieses Detektors der unpolarisierte, differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  im Impulsbereich von 0,7 GeV/c bis 3,3 GeV/c sowie im Winkelbereich von  $35^\circ \leq \Theta_{cm} \leq 90^\circ$  im direkten Vergleich zur bisherigen EDDA-Detektoranordnung gemessen. Nach Inbetriebnahme des polarisierten Atomstrahltargets konnte auch die Anregungsfunktion der Analysierstärke  $A_{000n}$  gemessen werden.

Schließlich wird ein Konzept zur Erweiterung des vom EDDA-Detektor abgedeckten Raumwinkelbereiches vorgestellt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	1
1.2 Aufbau und Stand des EDDA-Experimentes . . . . .	2
1.2.1 Die Außenschale des EDDA-Detektors . . . . .	3
1.2.2 Die Innenschale des EDDA-Detektors . . . . .	5
1.3 Thema . . . . .	5
<b>2 Die elastische Proton-Proton-Streuung</b>	<b>7</b>
2.1 Modelle der N-N-Wechselwirkung . . . . .	7
2.2 Die Observablen der elastischen Proton-Proton-Streuung . . . . .	8
2.2.1 Formalismus . . . . .	8
2.2.2 Streuphasenanalysen . . . . .	11
2.2.3 Der Welddatensatz der elastischen Proton – Proton – Streuung . . . . .	12
2.2.3.1 Der spingemittelte differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ . . . . .	13
2.2.3.2 Die Analysierstärke $A_{00n_0}$ bzw. $A_{000n}$ . . . . .	14
2.2.3.3 Die Spinkorrelationsparameter $A_{00nn}$ , $A_{00sk}$ und $A_{00ss}$ . . . . .	15
2.2.4 Die Erweiterung des Welddatensatzes durch das EDDA-Experiment . . . . .	18
<b>3 Die EDDA-Innenschale</b>	<b>21</b>
3.1 Aufbau der Innenschale . . . . .	21
3.1.1 Die Geometrie der Innenschale . . . . .	22
3.1.2 Szintillierende Fasern . . . . .	24
3.1.3 Trägerkonstruktion . . . . .	25
3.1.4 Photomultiplier . . . . .	26
3.1.5 Front-End-Elektronik LeCroy PCOS III . . . . .	27
3.2 Experimentelle Bedingungen an TP2 . . . . .	29
3.2.1 Messung des Strahlungsuntergrundes an COSY TP2 . . . . .	29
3.2.2 Strahlungsuntergrund am internen COSY-Strahlplatz TP2	33
3.2.3 Auswirkungen auf die EDDA-Innenschale . . . . .	35
3.3 Montage und Test der Innenschale . . . . .	35
3.3.1 Montage der Innenschale . . . . .	35
3.3.2 Vortests . . . . .	38
3.4 Funktionsüberwachung der Innenschale . . . . .	40
3.4.1 Funktionsüberwachung mittels Online-Auswertung . . . . .	40
3.4.2 Funktionsüberwachung mittels LED-Monitorsystem . . . . .	40
3.4.2.1 Erzeugung und Einkopplung der Lichtpulse . . . . .	41
3.4.2.2 Ansteuerung des LED-Monitorsystems . . . . .	42

<b>4 Messung von Anregungsfunktionen</b>	<b>47</b>
4.1 Korrelation zwischen der Innen- und Außenschale . . . . .	47
4.1.1 Das Verfahren der Datenauswertung . . . . .	47
4.1.2 Rekonstruktion von p-p Streuereignissen mit der Innen- schale des EDDA-Detektors . . . . .	48
4.1.3 Abhängigkeit der Nachweiseffizienz von der Energie . . . . .	50
4.1.4 Abhängigkeit der Nachweiseffizienz vom Azimutalwinkel .	51
4.1.5 Abhängigkeit der Nachweiseffizienz vom Polarwinkel . . . .	52
4.2 Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen von $d\sigma / d\Omega$ . . . .	52
4.3 Erweiterung des EDDA-Detektors . . . . .	54
4.3.1 Ereignisse im Winkelbereich zwischen $\theta_{LAB}=8,5^\circ$ und $\theta_{LAB}=$ $10^\circ$ . . . . .	55
4.3.2 Aufbau der Detektorerweiterung . . . . .	55
4.4 Messung von Polarisationsobservablen mit dem EDDA-Detektor .	57
4.4.1 Rekonstruktion des Reaktionsvertex mit Hilfe der EDDA- Innenschale . . . . .	58
4.4.2 Bestimmung der Targetpolarisation mit Hilfe der EDDA- Innenschale . . . . .	61
4.4.3 Messung von Anregungsfunktionen und Winkelverteilun- gen der Analysierstärke $A_{000n}$ mir dem EDDA-Detektor . .	61
4.4.3.1 Polarisation von Strahl und Target . . . . .	61
4.4.3.2 Bestimmung der Polarisation des Targetstrahls .	63
4.4.3.3 Verfahren zur Bestimmung der Analysierstärke .	63

# Abbildungsverzeichnis

1	Anregungsfunktion des Spinkorrelationsparameters $A_{00nn}$ . . . . .	2
2	Skizze des EDDA-Detektors . . . . .	4
3	Schwerpunktskoordinatensystem der Nukleon-Nukleon-Streuung .	9
4	Koordinatensysteme der an der p-p-Streuung beteiligten Nukleonen im Laborsystem . . . . .	10
5	Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ für $\theta_{cms}=90^\circ$ . . . . .	13
6	Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ für $\theta_{cms}=38^\circ$ und $\theta_{cms}=60^\circ$ als Funktion der kinetischen Energie T. . . . .	14
7	Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d\Omega$ für drei Strahlenergien . . . . .	15
8	Die Analysierstärke $A_{00n0}$ für zwei CM-Streuwinkel . . . . .	16
9	Der Spinkorrelationsparameter $A_{00nn}$ für drei verschiedene CM-Streuwinkel . . . . .	16
10	Der Spinkorrelationsparameter $A_{00sk}$ für drei verschiedene CM-Streuwinkel . . . . .	17
11	Der Spinkorrelationsparameter $A_{00ss}$ für drei verschiedene CM-Streuwinkel . . . . .	17
12	Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ für $\theta_{cms}=90^\circ$ . . . . .	18
13	Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ für $\theta_{cms}=38^\circ$ und $\theta_{cms}=60^\circ$ . . . . .	19
14	Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d\Omega$ für drei Strahlenergien . . . . .	19
15	Parametrisierung der Innenschalen-Helix . . . . .	22
16	Abdecken der Effizienzlücken zwischen benachbarten Fasern . . .	23
17	Schnitt durch die CFK-Trägerrohre . . . . .	26
18	CFK-Trägerrohr der zweiten Helixlage . . . . .	27
19	Funktionsschema des PCOS III - Systems . . . . .	30
20	Anordnung der Szintillationszähler . . . . .	32
21	Aufbau des Faser-Arrays . . . . .	32
22	Blockschatzbild der Datenaufnahme-Elektronik . . . . .	32
23	Blockschatzbild der Datenaufnahme-Elektronik . . . . .	33
24	Strahlungsuntergrund Mai 1995 - März 1996 . . . . .	34
25	Zählraten während COSY-Strahldiagnose . . . . .	34
26	Alterung einer Faser Kuraray SCSF-81 durch ionisierende Strahlung	36
27	Formgebung von Fasern im Stutzenbereich . . . . .	37
28	Bereich um z=0 vor Montage der zweiten Lage . . . . .	39
29	Schematischer Aufbau der Monitor-Lichteinspeisung . . . . .	42
30	Schematischer Aufbau des LED-Monitors . . . . .	43
31	Ansteuerpuls einer Monitor-LED . . . . .	43
32	Lichtleiter des LED-Monitorsystems . . . . .	44
33	Die Innenschale des EDDA-Detektors . . . . .	44

34	Rekonstruktion von Polar- und Azimutalwinkel durch die Innen-	
	schale . . . . .	50
35	Strahlimpulsabhängigkeit der Nachweiseffizienz der Innenschale .	51
36	Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen im Laborsystem . .	53
37	Winkelverteilungen / Anregungsfunktionen im CM-System . . . .	53
38	Winkelverteilungen Innenschale-Außenschale . . . . .	54
39	Ereignisse in der Innenschale für $\theta_{LAB} \leq 25^\circ$ . . . . .	55
40	Schematischer Aufbau der Detektorerweiterung . . . . .	56
41	Vertexverteilung in x-, y- und z-Richtung . . . . .	58
42	Veränderung des Strahlprofils während der Beschleunigungsrampe	59
43	Strahlprofil für drei Strahlenergien . . . . .	60
44	Polarisationsprofil des Atomstrahltargets . . . . .	62

## Tabellenverzeichnis

1	Notationen der mit EDDA meßbaren Polarisationsobservablen . . . . .	11
2	Partialwellen der elastischen pp-Streuung . . . . .	13
3	Eigenschaften der Monitorzähler . . . . .	31
4	Anordnung der Monitorzähler . . . . .	31
5	Zyklus der Haltefeldausrichtung . . . . .	63



# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Winkelverteilungen von differentiellen Wirkungsquerschnitten und Polarisationsobservablen der elastischen Proton-Proton-Streuung wurden in der Vergangenheit nur bei diskreten Energien gemessen<sup>1</sup>. Daher sind die bisherigen Datensätze, insbesondere im Energiebereich oberhalb 1200 MeV, lückenhaft und inkonsistent, wenn man sie als Funktion des Impulses bzw. der Energie betrachtet.

Aufgrund der Gluon-Gluon-Wechselwirkung werden im nicht-perturbativen Bereich (d.h. im von EDDA abgedeckten Energiebereich) QCD-Rechnungen zu aufwendig. Dies führte zur Entwicklung effektiver Modelle. Zum Verständnis der starken Wechselwirkung im Rahmen der QCD und zur Überprüfung der Vorhersagen effektiver Modelle ist die präzise experimentelle Untersuchung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung von großer Bedeutung.

Hieraus ergibt sich die Notwendigkeit der Messung in sich konsistenter Anregungsfunktionen mit sehr kleinem relativen Fehler. Daher werden mit dem EDDA-Experiment der unpolarisierte, differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  sowie die Analysierstärke  $A_{000n}$  und die Spinkorrelationsparameter  $A_{00nn}$ ,  $A_{00sk}$  und  $A_{00ss}$  der Reaktion  $\vec{p}\vec{p} \rightarrow pp$  über einen großen Winkelbereich, d.h.  $0 \leq \cos\Theta_{cm} \leq 0,85$  vermessen.

Das EDDA-Experiment ist besonders zum Studium des kurzreichweiten Anteils der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung von Interesse. Im Mesonenaustauschbild wird der kurzreichweite Anteil durch den  $\rho$ - und  $\omega$ -Meson-Austausch beschrieben. In dem von EDDA abgedeckten Energiebereich von  $T_{kin} = 1$  GeV bis  $T_{kin} = 2$  GeV hängt die elastische Proton-Proton-Streuung besonders sensitiv von diesen kurzreichweiten Kräften ab. Präzise Streudaten bieten daher die Möglichkeit, die unterschiedlichen Beiträge zum Zentral-, Spin-Spin-, Spin-Tensor- und Spin-Bahn-Potential zu ermitteln.

Durch eine erhebliche Erweiterung von Umfang und Konsistenz des Weltdatensatzes der elastischen Proton-Proton-Streuung ergibt sich zudem die Möglichkeit, die Genauigkeit existierender Streuphasenanalysen zu verbessern und ihren Geltungsbereich zu höheren Energien hin zu erweitern. Aufgrund der bisher veröffentlichten Daten des EDDA-Experiments zum spingemittelten, differentiellen Wirkungsquerschnitts  $d\sigma/d\Omega$  [ALB97] konnte z.B. der Geltungsbereich der Streuphasenanalyse von Arndt et al. [RAA97, RAA97b] von  $T_{kin,max} = 1,6$  GeV auf  $T_{kin,max} = 2,5$  GeV erweitert werden.

Besonders interessiert die Frage der Existenz bzw. Nichtexistenz von dibaryonischen Resonanzen. Dibaryonen wurden erstmals im Rahmen von Quark-Bag-Modellen [JAF76] vorhergesagt. Die QCD verbietet nicht, daß das Nukleon-

---

<sup>1</sup>Eine Ausnahme stellt [GAR85] dar. In diesem Experiment wurde -allerdings nur für einen einzigen, festen Winkel- kontinuierlich der Energiebereich von 500 MeV bis 1200 MeV vermessen.

Nukleon-System bei der Kollision kurzzeitig in exotische Zustände ( $q^6, q^5q^1, q^4q^2, \dots$ ) übergeht. Diese würden sich als mehr oder weniger energiescharfe Resonanzstrukturen in den Observablen, speziell den Polarisationsobservablen, der elastischen Nukleon-Nukleon-Streuung zeigen. Eindeutige experimentelle Hinweise auf

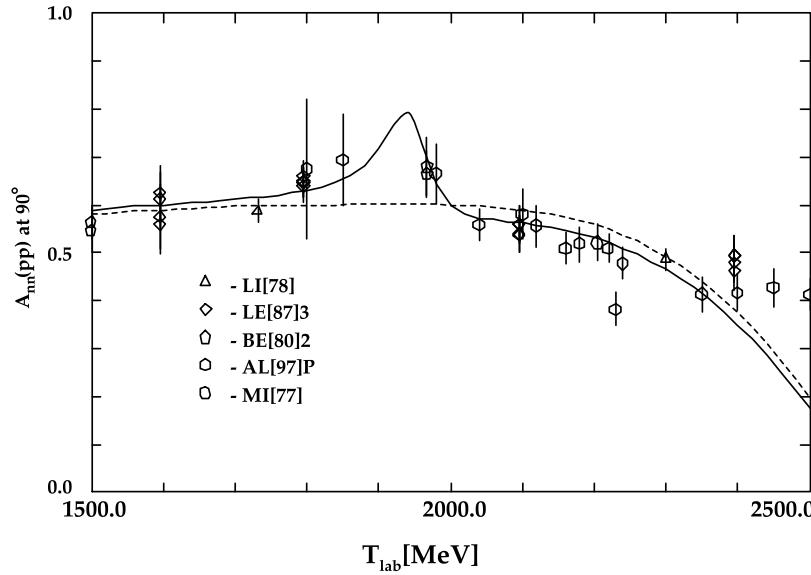


Abbildung 1: Anregungsfunktion des Spinkorrelationsparameters  $A_{00nn}$  bei  $\theta_{cm} = 90^\circ$  aus [LOM97]. Gestrichelte Linie: Berechnung des Verlaufs von  $A_{00nn}$  aus SAID [RAA97]. Durchgezogene Linie: Berechnung des Verlaufs von  $A_{00nn}$  nach SAID unter Hinzunahme einer in [LFR86, GON87] vorhergesagten dibaryonischen Resonanz bei  $T_{kin} = 1945$  MeV. Die Datenpunkte sind unter Hinzunahme einer vorläufigen Analyse von zwischen 1993 und 1995 an Saturne gemessenen Daten [AL(97)P] SAID entnommen.

eine mögliche Existenz von dibaryonischen Resonanzen stehen noch aus. Erste experimentelle Hinweise (vgl. Abb. 1) [BAL94, LOM97, SHI89] bedürfen einer weiteren experimentellen Überprüfung. Die Messung von Anregungsfunktionen der elastischen Proton-Proton-Streuung mit hoher relativer Genauigkeit und hoher Energieschärfe über einen weiten Energie- und Raumwinkelbereich, wie sie mit dem EDDA-Experiment durchgeführt wird, ist ein besonders sensitives Verfahren zur Klärung dieser Frage.

## 1.2 Aufbau und Stand des EDDA-Experimentes

Der EDDA-Detektor besteht aus zwei zylindrischen, konzentrisch zum COSY-Strahlrohr angeordneten Szintillatorhodoskopen, die im folgenden Innen- und Außenschale genannt werden. Aufbau und Funktion von Innen- und Außenschale

le des EDDA-Detektors werden in den Abschnitten 1.2.1 und 1.2.2 näher beschrieben. Als Target steht sowohl ein Feststofftarget als auch ein polarisiertes Atomstrahltarget zur Verfügung. Eine Besonderheit des EDDA-Experimentes ist die Möglichkeit, während der Beschleunigungsphase des COSY-Beschleunigers zu messen. In Phase 1 des EDDA-Experimentes wird ein sehr dünnes  $\text{CH}_2$ -Fädchen-target von  $5 \times 4 \mu\text{m}^2$  Querschnitt verwendet. In Phase 2 wird ein polarisierter Atomstrahl als Target verwendet. Der Durchmesser des polarisierten Atomstrahls beträgt 11,5 mm (FWHM), seine Flächendichte liegt bei  $2 \times 10^{11}$  Protonen /  $\text{cm}^2$ . Aufgrund der geringen Targetdichten wird der Strahl je Umlauf im Beschleunigerring durch Kleinwinkel- und Energietreuung so wenig gestört, daß je Meßzyklus  $10^7$  bis  $10^8$  Strahlumläufe möglich sind. Dabei stellt jeder Meßzyklus eine in sich geschlossene Messung einer Anregungsfunktion über den gesamten abgedeckten Winkelbereich hinweg dar. Die Überlagerung einer großen Zahl derartiger Meßzyklen, die sogenannte Multipass-Technik [HIN89], bietet den Vorteil, daß in einer in sich geschlossenen Messung für den gesamten COSY-Energiebereich der gesamte abgedeckte Raumwinkelbereich vermessen werden kann. Dadurch entfallen die Probleme einer relativen Normierung von Teilmessungen. Voraussetzung für die hohe Meßgenauigkeit während der Beschleunigungsrampe ist eine genaue Überwachung von Strahllage (vgl. Abschnitt 4.4) und Luminosität. Zur Luminositätsmessung stehen zwei voneinander unabhängige Luminositätsmonitore zur Verfügung: Zum einen erfolgt die Luminositätsbestimmung unter Ausnutzung der elastischen Proton-Elektron-Streuung durch den Nachweis der sogenannten  $\delta$ -Elektronen mit Halbleiter-Sperrsichtzählern.

Eine zweite, unabhängige Methode zur Bestimmung der Luminosität basiert auf der Messung des Sekundärelektronenstroms, der durch die Strahl-Target-Wechselwirkung ausgelöst wird. Der Sekundärelektronenstrom ist proportional zur im Fädchentarget deponierten Energie. Die Abhängigkeit des Sekundärelektronenstroms von der Strahlenergie kann mit Hilfe einer modifizierten Bethe-Bloch-Gleichung (“restricted energy loss”, siehe [RPP94]) berechnet werden. Die Normierungsfaktoren, die mit beiden Verfahren gemessen werden, stimmen dabei über den gesamten Energiebereich mit einer relativen Abweichung von weniger als 2,5 % überein.

### 1.2.1 Die Außenschale des EDDA-Detektors

Die Außenschale des EDDA-Detektors ist aus zwei Lagen aufgebaut (vgl. [WOL96]):

- Die untere Lage besteht aus 32 parallel zum Strahl konzentrisch zum Strahlrohr angeordneten Szintillator-Stäben<sup>2</sup>. Die Stäbe werden an beiden Enden über angeklebte Kunststoff-Lichtleiter mit Photomultipliern ausgesehen. Mit Hilfe dieser Stäbe kann der Azimutwinkel  $\varphi$  bestimmt werden. Die Formgebung der Stäbe ist dabei so gewählt, daß ein ionisierendes Teilchen,

---

<sup>2</sup>Bicron BC-408

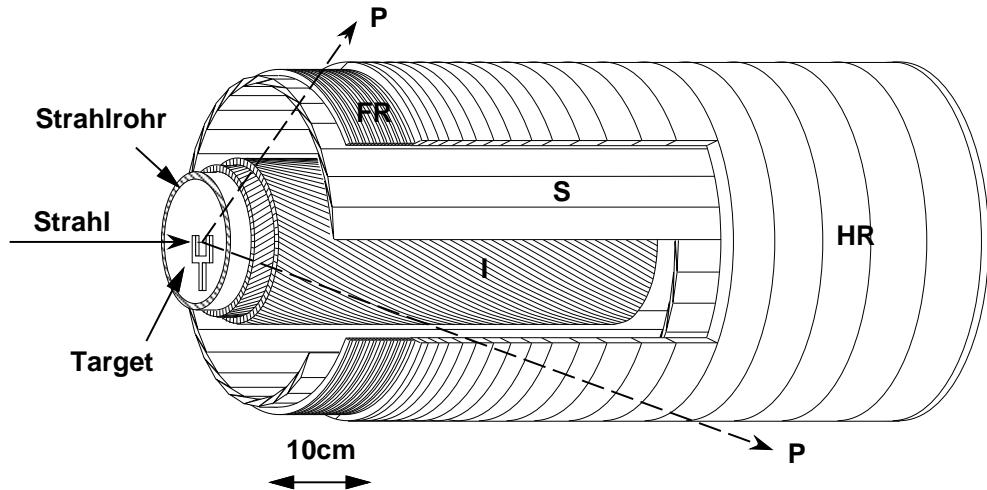


Abbildung 2: Skizze des EDDA-Detektors: **S** Stablage, **R** Halbringe der Außenschale, **FR** Faserringe der Außenschale, **I** Innenschale (vereinfachend zweistatt vierlagig dargestellt), **P** exemplarische Teilchenbahnen eines elastischen pp-Streuereignisses

das durch die Stablage fliegt, in mindestens zwei Stäben genug Energie deponierte, um ein eindeutig nachweisbares Signal hervorzurufen. Durch Vergleich der Signalamplituden kann dann der Durchtrittsort mit einer Winkelauflösung bestimmt werden, die erheblich höher als die durch die Granularität der Außenschale vorgegebene Winkelauflösung ist.

- Die Stablage ist von der sogenannten Ringlage umgeben. Sie besteht aus  $2 \times 29$  Szintillator-Halbringen, die zur Bestimmung des Polarwinkels  $\theta$  dienen. Ausgelesen werden auch diese Ringe mittels Kunststoff-Lichtleitern und Photomultipliern. Die Breite der Ringe ist so bemessen, daß sie gleiche Raumwinkelbereiche im Schwerpunktssystem abdecken. Auch bei den Ringen wurde die Form so gewählt, daß ein Teilchen, das die Ringlage durchtritt, in mindestens zwei Ringen ein Signal verursacht, so daß auch hier durch Vergleich der Signalamplituden die Winkelauflösung gegenüber der Detektorgranularität erheblich verbessert werden kann. Eine konstruktive Ausnahme bilden die letzten neun Ringe ( $\theta_{Lab} \approx 54^\circ \dots \approx 72^\circ$ ). Da in diesem Winkelbereich die Dicke ( $\Delta z$ ) der Ringe für eine Fertigung aus Plastiksintillatormaterial zu niedrig ist, wurden diese Ringe aus szintillierenden Fasern hergestellt. Die Auslese erfolgt mittels Multianoden-Photomultipliern, wobei jeweils zwei Halbringfasern auf einen Photomultiplierkanal zusammengefaßt werden. Jeweils vier Paare von Halbringfasern bilden einen Halbring.

Die Konzeption der Außenschale erlaubt darüberhinaus unter Nutzung einfacher kinematischer Zusammenhänge einen effizienten und schnellen Online-Trigger zu

realisieren [SCH95].

- Die gestreuten Protonen liegen in einer Ebene mit dem Teilchenstrahl. Die Differenz der Azimutwinkel beider Ejektile muß also  $180^\circ$  betragen. Dies entspricht der Forderung, daß gegenüberliegende Stäbe in der Außenschale von den Ejektilen getroffen werden. (*Koplanarer Trigger*)
- Haben die Ejektile gleiche Masse und findet die Reaktion an einem ruhenden Target statt (was für die Reaktion  $pp \rightarrow pp$  an EDDA erfüllt ist), gilt für die Polarwinkel der Ejektile zusätzlich:

$$\tan \theta_1 \cdot \tan \theta_2 = 1/\gamma_{\text{cms}}^2,$$

wobei  $\gamma_{\text{cms}}$  der Lorentzfaktor der Schwerpunktsbewegung ist (*Kinematischer Trigger*).

### 1.2.2 Die Innenschale des EDDA-Detektors

Die Innenschale des EDDA-Detektors ist ein zylindrisches, konzentrisch zum COSY-Strahlrohr angeordnetes Hodoskop aus 640 szintillierenden Fasern. Die Fasern sind in vier helixförmigen Lagen abwechselnden Wicklungssinns angeordnet. Dabei sind die Fasern so angeordnet, daß jedes am Target elastisch gestreute Proton in mindestens einer Faser je Wicklungssinn genug Energie deponiert, um es mit hoher Wahrscheinlichkeit nachweisen zu können. Dies ermöglicht eine eindeutige Rekonstruktion des Durchstoßungspunktes und zusammen mit der Außenschale die Bestimmung des Reaktionsvertex jeder einzelnen Reaktion<sup>3</sup> (vgl. Abschnitt 4.4.1). Die 640 szintillierenden Fasern der Innenschale werden einzeln mit Vielkanal-Photomultipliern ausgelesen, deren Signale mit Hilfe des LeCroy PCOS III<sup>4</sup> - Systems weiterverarbeitet. Weitere Informationen zur Innenschale des EDDA-Detektors sowie ihrer Komponenten und Front-End-Elektronik finden sich in Kapitel 1.2.2.

## 1.3 Thema

Nach einem Überblick über die elastische Proton-Proton-Streuung wird im Rahmen dieser Arbeit die Konzeption der Innenschale des EDDA-Detektors (Kapitel 3) beschrieben. Anschließend werden vorbereitende Messungen zur Untersuchung des Strahlungsuntergrundes am EDDA-Strahlplatz (COSY TP2) und seiner Auswirkungen auf die Innenschale vorgestellt. Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf dem Aufbau der Innenschale. Hierbei wird insbesondere auf die zahlreichen Maßnahmen zur Qualitätsoptimierung und Funktionsüberwachung während der

---

<sup>3</sup>Eine Rekonstruktion des (mittleren) Vertexpunktes eines großen Ensembles von Reaktionen ist bereits vor Einbau der Innenschale mit der Außenschale alleine möglich gewesen [ROH97a].

<sup>4</sup>Proportional Chamber Operating System

Montage eingegangen.

Nach der Integration der Innenschale in den bestehenden EDDA-Detektoraufbau im Sommer 1996 und der Erweiterung des EDDA-Detektors um ein polarisiertes Atomstrahltarget im Frühjahr 1997 konnten in den EDDA-Strahlzeiten vom Dezember 1996 und Mai/Juni 1997 neben der Sammlung erster Erfahrungen im Betrieb von Innenschale und polarisiertem Atomstrahltarget Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes  $d\sigma/d\Omega$  im Impulsbereich von 728 MeV/c bis 3333 MeV/c gemessen und Verfahren zur Vertexrekonstruktion beim Einsatz des Atomstrahltargets erprobt werden. Die Ergebnisse dieser Mesungen werden in Kapitel 4 vorgestellt. Im November 1997 wurde schließlich erstmals die Messung von Anregungsfunktionen der Analyserstärke  $A_{000n}$  mit dem polarisierten Atomstrahltarget durchgeführt.

Eine Erweiterung des von EDDA abgedeckten Polarwinkelbereiches ist bei hohen Strahlenergien sowie vor dem Hintergrund einer geplanten Erweiterung des Atomstrahltargets um eine Speicherzelle und geplanter Messungen der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  wünschenswert. Das Konzept einer Detektorerweiterung für den Winkelbereich  $\Theta_{Lab} \leq 10^\circ$  wird in Kapitel 4.3 vorgestellt.

## 2 Die elastische Proton-Proton-Streuung

Obwohl die elastische Proton-Proton-Streuung bereits seit den fünfziger Jahren Gegenstand reger physikalischer Forschung ist, sind immer noch wichtige Aspekte ungeklärt. Die bisher experimentell gewonnenen Daten weisen insbesondere bei den spinabhängigen Observablen im Energiebereich ab ca. 1 GeV erhebliche Lücken und Inkonsistenzen auf.

Das folgende Kapitel zeigt den Stand der experimentell gewonnenen Daten vor dem EDDA-Experiment sowie die Erweiterung der Kenntnis über die elastische Proton-Proton-Streuung, die durch das EDDA-Experiment eingetreten bzw. noch zu erwarten ist. Außerdem werden die Auswirkungen der Erweiterung des Datensatzes auf existierende Streuphasenanalysen und Konsequenzen für den Vergleich theoretischer Modelle mit experimentell gewonnenen Daten diskutiert.

### 2.1 Modelle der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung

Das Ziel von Nukleon-Nukleon-Streuexperimenten ist die Verbesserung des Verständnisses der starken Wechselwirkung. Bereits im Jahr 1951 haben Taketani, Nakamura und Sasaki den Vorschlag gemacht, das Potential der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung in drei Bereiche zu unterteilen [TNS51]. Dieser Vorschlag hat auch heute noch, nicht zuletzt im Rahmen QCD-inspirierter Modelle der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, physikalische Bedeutung [MAC89]. Es wird unterschieden zwischen einem Bereich langer Reichweite, der durch den Ein-Pionen-Austausch beschrieben wird, einem Übergangsbereich mittlerer Reichweite, der durch den korrelierten und unkorrelierten Zwei-Pionen-Austausch beschrieben wird und einen kurzreichweitigen Bereich, der durch den Austausch schwerer Mesonen ( $\rho$  und  $\omega$ ) beschrieben wird.

Diese Unterteilung in drei Bereiche erlaubte es, schrittweise die Natur der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, sowohl auf theoretischem als auch auf experimentellem Gebiet, zu klären. Die ersten Modelle zur Beschreibung des “klassischen” Bereichs des Nukleon-Nukleon-Potentials entstanden bereits in den fünfziger Jahren mit dem Modell des Ein-Pionen-Austausches [PTP56]. Der experimentelle Zugang zu spinabhängigen Freiheitsgraden erlaubte eine weitere Ausarbeitung der Potentialmodelle, die unter anderem zu den Bonn-, Nijmegen- und Paris-Potentialen [MHE87, NRS78, VIN79], aber auch zu phänomenologischem Modellen wie z.B. Inversionspotentialen [GER96] führte. Diese Potentialmodelle liefern im Energiebereich unterhalb der Mesonenschwelle eine quantitative Beschreibung der elastischen Nukleon-Nukleon-Streuung. Im Bereich der Mittelenergiephysik, also im Energiebereich zwischen der Mesonenschwelle ( $T_{Lab} \approx 300$  MeV) und einigen GeV kinetischer Energie führen die auftretenden Inelastizitäten dazu, daß zur Zeit entsprechende Rechnungen nur mit starken Näherungen durchgeführt werden können. Für den Bereich oberhalb der Mesonenschwelle wurden diverse phänomenologische Modelle entwickelt [MAC89]. Die auftretenden Inela-

stizitäten werden dabei von den verschiedenen Autoren auf unterschiedliche Weise berücksichtigt (im Bereich bis 1 GeV sind dies vor allem die Berücksichtigung des Pions und der  $\Delta$ -Resonanz) [ELS87, FAA84, FAA87] bzw. [LOM82, LEE83]. Die aus QCD-inspirierten Modellen [JAF76, LSS86] stammende Frage nach der Existenz von Dibaryonen stellt deutlich höhere Anforderungen an die Meßdaten hinsichtlich Datenpunktdichte, Anzahl der gemessenen Observablen (vgl. Abschnitt 2.2) und relativer Genauigkeit der Meßpunkte. Eine Messung von Datensätzen hoher Konsistenz über einen großen Energie- und Winkelbereich, wie sie mit dem EDDA-Experiment durchgeführt wird, erlaubt somit eine genauere Analyse der Vorhersagen theoretischer Modelle.

## 2.2 Die Observablen der elastischen Proton-Proton-Streuung

### 2.2.1 Formalismus

Zur Beschreibung der Observablen der elastischen Proton-Proton-Streuung wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit der von Bystricky, Lehar und Winternitz in [BLW78] vorgestellte Formalismus verwendet. Im Schwerpunktssystem kann man zur einfachen Beschreibung von Nukleon-Nukleon-Streuprozessen ein Koordinatensystem konstruieren, dessen Basisvektoren  $\vec{l}$ ,  $\vec{m}$  und  $\vec{n}$  folgendermaßen definiert sind [BLW78] (siehe Abb. 3):

$$\vec{l} = \frac{\vec{k}_f + \vec{k}_i}{|\vec{k}_f + \vec{k}_i|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}_f - \vec{k}_i}{|\vec{k}_f - \vec{k}_i|}, \quad \vec{n} = \frac{\vec{k}_i \times \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \times \vec{k}_f|}. \quad (1)$$

Dabei sind  $\vec{k}_i$  und  $\vec{k}_f$  die Impulsvektoren in Richtung des einlaufenden und des gestreuten Teilchens. Die Basisvektoren  $\vec{l}$ ,  $\vec{m}$  sind so definiert, daß sie in der Streuebene orthogonal aufeinanderstehen;  $\vec{n}$  ist der Normalenvektor der Streuebene. Damit ergeben sich im Fall der elastischen Streuung zweier Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen ( $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$ ) für jedes Teilchen drei Möglichkeiten der Spinausrichtung. Neben der Spinausrichtung entlang einer der drei Komponenten der Polarisierung kann die Polarisierung auch gleich Null sein. Dies ist der Fall, wenn Strahl und / oder Target im Eingangskanal unpolarisiert ist oder die Polarisierung im Ausgangskanal (wie im Fall des EDDA-Experimentes) nicht analysiert wird. Zur einfachen Beschreibung der verschiedenen Polarisationszustände im Schwerpunktssystem führen [BLW78] die Notation

$$X_{pqik} \quad (2)$$

für die Polarisationsobservablen ein. Die vier Indizes  $p, q, i$ , und  $k$  stehen dabei für die Polarisationszustände von gestreutem Teilchen, Rückstoßteilchen, Strahl- und Targetteilchen. Jeder der Indizes kann die Werte 1, m, n und 0 annehmen. Insgesamt gibt es also  $4^4 = 256$  unterschiedliche Polarisationsobservable<sup>1</sup>. Auf-

---

<sup>1</sup>In [BLW78] werden diese Größen als “pure experimental quantities” bezeichnet.

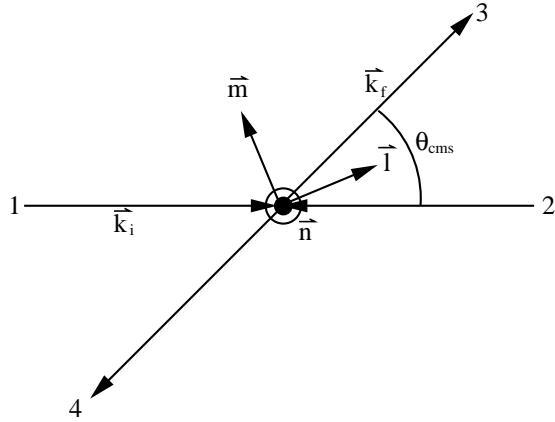


Abbildung 3: Schwerpunktskoordinatensystem der Nukleon-Nukleon-Streuung nach [BLW78]. Die Streuebene entspricht der Zeichenebene; der Normalenvektor  $\vec{n}$  steht aus der Zeichenebene heraus. (Vgl. Formel 1)

grund von Paritätserhaltung, Pauli-Prinzip und Zeitumkehrinvarianz sind jedoch viele dieser 256 Größen linear abhängig oder gleich Null. Unter Raumspiegelung ändern  $\vec{l}$  und  $\vec{m}$  ihr Vorzeichen, während das Vorzeichen von  $\vec{n}$  erhalten bleibt. Aufgrund der Paritätserhaltung können daher nur solche Observablen von Null verschieden sein, für die die Anzahl von l- oder m- Indizes (im Folgenden als [l] bzw. [m] bezeichnet) gerade ist

$$X_{pqik} = (-1)^{[l]+[m]} X_{pqik}. \quad (3)$$

Aufgrund des verallgemeinerten Pauliprinzips müssen zudem alle Observablen gegenüber einer gleichzeitigen Vertauschung von Strahl und Target sowie der Zustände und Impulse von gestreutem Teilchen und rückgestreutem Teilchen invariant sein:

$$X_{pqik} = (-1)^{[l]+[m]} X_{qpk}. \quad (4)$$

Aus 3 und 4 folgt, daß folgende Polarisationsobservablen identisch sein müssen:

$$X_{pqik} = X_{qpk}. \quad (5)$$

Unter Zeitumkehr, d.h. unter Vertauschung von Eingangs- und Endzustand sowie einem Wechsel des Vorzeichens von  $\vec{k}_i$  und  $\vec{k}_f$  wechseln die Basisvektoren  $\vec{l}$  und  $\vec{n}$  ihr Vorzeichen, während das Vorzeichen von  $\vec{m}$  erhalten bleibt.

$$X_{pqik} = (-1)^{[m]} X_{ikpq}. \quad (6)$$

Insgesamt sind von den 256 ursprünglichen Observablen nur 25 Observablen ungleich Null bzw. voneinander unabhängig.

Unter Verwendung der Pauli-Spinmatrizen  $\vec{\sigma}_1$  und  $\vec{\sigma}_2$  lässt sich die Nukleon-Nukleon-Streumatrix  $M$  als Funktion der komplexen, von Streuwinkel und Energie abhängigen Streuamplituden  $a, b, c, d$  und  $e$  schreiben als:

$$M(\vec{k}_f, \vec{k}_i) = \frac{1}{2} \{ (a + b) + (a - b)(\vec{\sigma}_1, \vec{n})(\vec{\sigma}_2, \vec{n}) + (c + d)(\vec{\sigma}_1, \vec{m})(\vec{\sigma}_2, \vec{m}) + (c - d)(\vec{\sigma}_1, \vec{l})(\vec{\sigma}_2, \vec{l}) + e(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2, \vec{n}) \} \quad (7)$$

Mit 9 reellen Größen lassen sich die Absolutwerte und relativen Phasen der Streuamplituden eindeutig beschreiben. Eine Messung von neun unabhängigen reellen Observablen reicht also im Prinzip aus, um die Elemente der Streumatrix zu bestimmen. In der Praxis ist jedoch die Messung einer größeren Anzahl von linear unabhängigen Observablen wünschenswert.

Im Schwerpunktsystem lassen sich die experimentellen Größen folgendermaßen durch die Streuamplituden ausdrücken:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= 1/2 \cdot \{|a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 + |e|^2\} , \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A_{000n} &= \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A_{00n0} = \operatorname{Re} a^* e , \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A_{00nn} &= 1/2 \cdot \{|a|^2 - |b|^2 - |c|^2 + |d|^2 + |e|^2\} , \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A_{00lm} &= -\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A_{00ml} = \operatorname{Im} d^* e , \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A_{00ll} &= -\operatorname{Re}(a^* d - b^* c) , \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A_{00mm} &= \operatorname{Re}(a^* d + b^* c) \end{aligned} \quad (8)$$

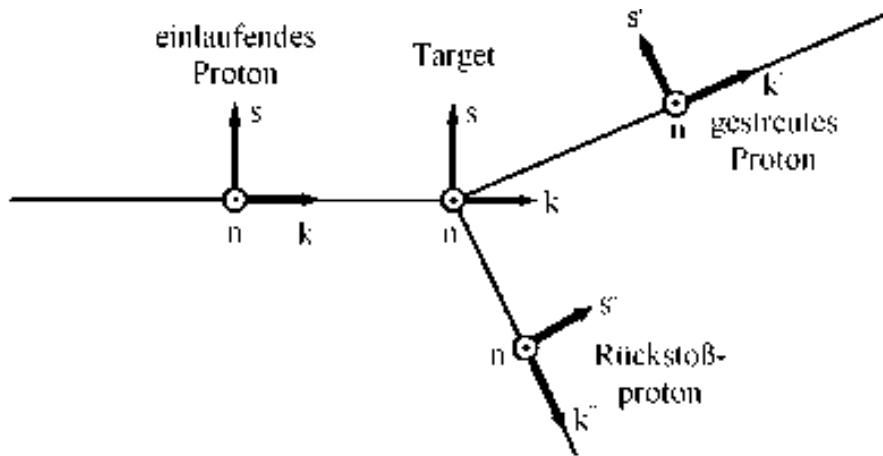


Abbildung 4: Koordinatensysteme der an der p-p-Streuung beteiligten Nukleonen im Laborsystem nach [BLW78]

Observable	Saclay-Notation	Argonne-Notation	SAID-Notation
Analysierstärke (Projekttil)	$A_{00n0}$	$A_N$ bzw. $A_Y$	P
Analysierstärke (Target)	$A_{000n}$	$A_N$ bzw. $A_Y$	P
Spinkorrelations-parameter der einlau-fenden Protonen	$A_{00nn}$ $A_{00sk}$ $A_{00ss}$	$A_{NN}$ $A_{SL}$ $A_{SS}$	AYY -AZX AXX

Tabelle 1: Notationen der mit EDDA meßbaren Polarisationsobservablen.

Zur Beschreibung eines Experimentes im Laborsystem (das Target sei ruhend) wird in [BLW78] folgendes Koordinatensystem eingeführt (Definition des Koordinatensystems siehe Abb. 4):

$$\begin{aligned}\vec{s} &= \vec{n} \times \vec{k} \text{ (Strahl - und Targetteilchen)} , \\ \vec{s}' &= \vec{n} \times \vec{k}' \text{ (gestreutes Teilchen)} , \\ \vec{s}'' &= \vec{n} \times \vec{k}'' \text{ (Rückstreteteilchen)} .\end{aligned}\tag{9}$$

Analog zum Schwerpunktssystem wird für das Laborsystem folgende Notation (“Saclay-Notation”) eingeführt:

$$A_{cdab} .\tag{10}$$

Die Indizes kennzeichnen die Polarisation von Projekttil (a) und Target (b) sowie von Streuteilchen (c) und Rückstoßteilchen (d) (da die Ejektil-Polarisation durch den EDDA-Detektor nicht bestimmt werden kann, wird nur  $A_{00ab}$  betrachtet). Die Indizes beschreiben dabei entsprechend Gleichung 10 die Spinausrichtung relativ zur indizierten Koordinatenachse des betrachteten Teilchens. ”n” steht dabei für “normal”, d.h. für die Ausrichtung senkrecht zur Streuebene, ”k” für die Ausrichtung parallel zum Impulsvektor, ”s” für die Ausrichtung seitwärts zum Impulsvektor in der Streuebene ( $\vec{s} = \vec{n} \times \vec{k}$ ). In Tabelle 1 werden die Bezeichnungen der mit dem EDDA-Experiment meßbaren Polarisationsobservablen in der Saclay-Notation[BLW78], der Argonne-Notation [BOU80] sowie der in SAID verwendeten Notation [RAA97] verglichen.

### 2.2.2 Streuphasenanalysen

Es ist zum Vergleich experimentell gewonnener Streudaten mit theoretischen Voraussagen notwendig, die Vielzahl der existierenden Daten<sup>2</sup> mit einer begrenzten Zahl aussagekräftiger Parameter zu beschreiben. Eine Möglichkeit hierzu bieten

---

<sup>2</sup>Die Experiment-Datenbank des Programms SAID umfaßt zur Zeit ca 28000 Datenpunkte aus Experimenten der Nukleon-Nukleon-Streuung

Streuphasenanalysen<sup>3</sup>, die eine Schnittstelle zwischen Experimentdaten und theoretischer Vorhersage darstellen. Stapp, Ypsilantis und Metropolis veröffentlichten im Jahre 1957 eine Parametrisierung der Streumatrix [SYM57], die unterhalb der Pionenschwelle von den meisten Gruppen verwendet wird [MMG68]:

$$\begin{pmatrix} S_J & 0 & 0 & 0 \\ 0 & S_{J,J} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{J-1,J} & S^J \\ 0 & 0 & S^J & S_{J+1,J} \end{pmatrix} \quad (11)$$

mit

$$S_J = e^{2i\delta_J} \quad (\text{Spin - Singlett}) \quad (12)$$

$$S_{J,J} = e^{2i\delta_{J,J}} \quad (\text{Spin - Triplett, ungekoppelt}) \quad (13)$$

$$S_{J\pm 1,J} = \cos 2\epsilon_J e^{(2i\delta_{J\pm 1,J})-1} \quad (\text{Spin - Triplett, gekoppelt}) \quad (14)$$

$$S^J = i \cdot \sin 2\epsilon_J e^{i(\delta_{J+1,J} + \delta_{J-1,J})} \quad (\text{Spin - Triplett, gekoppelt}) \quad (15)$$

Hierbei bezeichnet  $J$  den Gesamtdrehimpuls,  $\delta_J$  die Streuphasen und  $\epsilon_J$  die Mischungswinkel dieser “Nuclear Bar Phase Shifts”.

Die Streuphasen  $\delta_J$  sind unterhalb der Pionenschwelle reelle Werte; oberhalb der Pionenschwelle nehmen die Streuphasen komplexe Werte an. Während die zuvor skizzierte Parametrisierung unterhalb der Pionenschwelle von den meisten Gruppen in ähnlicher Form verwendet wird, unterscheiden sich die Ansätze zur Behandlung der Inelastizitäten (d.h. insbesondere die Einführung von Zwangsbedingungen zur Aufrechterhaltung der Unitarität der Streumatrix).

Oft erfolgt der Vergleich theoretischer Modelle mit Ergebnissen aus Streuphasenanalysen über den Vergleich des Verhaltens von Partialwellen der Nukleon-Nukleon-Streuung. Analog zur Atomphysik werden diese mit der spektroskopischen Notation  ${}^{2S+1}L_J$  bezeichnet; dabei ist  $S$  der Gesamtspin (im Fall der Proton-Proton-Streuung also 0 oder 1),  $L$  ist der Bahndrehimpuls und  $J=L+S$  der Gesamtdrehimpuls des Systems. Aufgrund des verallgemeinerten Pauli-Prinzips sind nur Singulettzustände gerader Parität und Triplettzustände ungerader Parität im Proton-Proton-System erlaubt.

### 2.2.3 Der Weltdatensatz der elastischen Proton – Proton – Streuung

Im folgenden wird der Stand der bislang veröffentlichten Daten zur elastischen Proton-Proton-Wechselwirkung dargestellt und die Auswirkungen der mit EDDA

---

<sup>3</sup>Der erste Satz der ersten Veröffentlichung der Gruppe um M. H. McGregor und R. A. Arndt zum Thema Streuphasenanalyse lautete: “A phase-shift analysis is an attempt to translate experimental measurements (observables) into well-determined scattering amplitudes, since these are the quantities that can be readily compared with theoretical predictions.” [MMG64]

J=0	J=1	J=2	J=3	J=4	J=5
$^1S_0$	$^3P_1$	$^1D_2$	$^3F_3$	$^1G_4$	$^3H_5$
$^3P_0$		$\epsilon_2 = (^3P_2, ^3F_2)$		$\epsilon_4 = (^3F_4, ^3H_4)$	

Tabelle 2: Partialwellen der elastischen Proton-Proton–Streuung [HIN94]. Die Partialwellen mit dem Gesamtdrehimpuls  $J = L \pm 1$  mischen mit dem Mischungswinkel  $\epsilon_J$

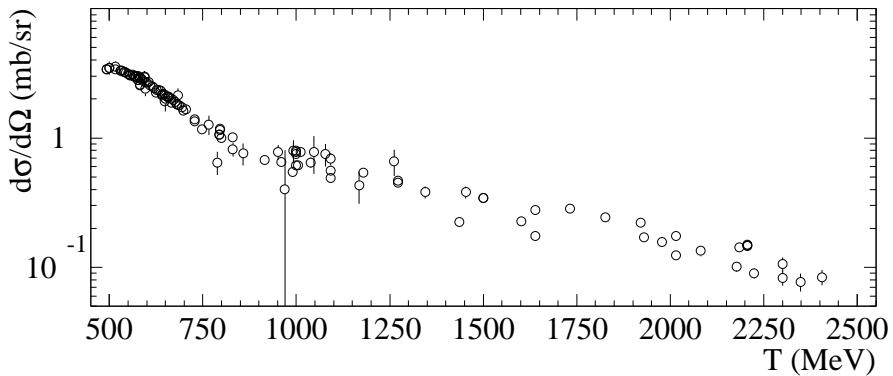


Abbildung 5: Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  für  $\theta_{cms}=90^\circ$  als Funktion der kinetischen Energie  $T$ . Der Bereich hoher Meßpunkt-Dichte bis ca. 700 MeV resultiert aus einem früheren internen Targetexperiment an Saturne [GAR85]

gewonnenen Daten auf den Weltdatensatz diskutiert.

R.A. Arndt hat zur Erstellung von Streuphasenanalysen seit Mitte der sechziger Jahre systematisch experimentelle Daten der NN-Streuung zusammengetragen und analysiert. Dem interessierten Nutzer gibt er mit seinem Programm SAID<sup>4</sup> [RAA97] die Möglichkeit, neben dem Studium von Streuphasenanalysen auch auf den Weltdatensatz zuzugreifen<sup>5</sup>. Die nachfolgend vorgestellten Daten sind daher dem Programm SAID, Version Sommer 1997<sup>6</sup>, entnommen.

### 2.2.3.1 Der spingemittelte differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$

Abbildung 5 zeigt die Anregungsfunktion des differentiellen Wirkungsquerschnittes der elastischen pp-Streuung im von EDDA abgedeckten Energiebereich (ohne

<sup>4</sup>Scattering Data Analysis Interactive Dialin

<sup>5</sup>Das Programm SAID bietet einen vergleichbaren Zugriff auch auf Daten der  $\pi N$ -,  $\pi d$ - und  $KN$ -Streuung sowie für  $\pi$ -Photoproduktion und die Reaktion  $\pi d \rightarrow pp$ .

<sup>6</sup>Experiment-Datensatz NN971 vom 12.3.97

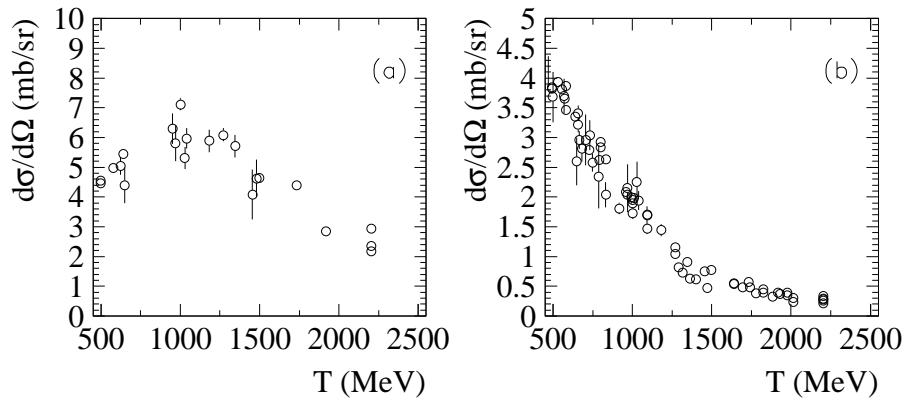


Abbildung 6: Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  für  $\theta_{cms}=38^\circ$  (a) und  $\theta_{cms}=60^\circ$  (b)

EDDA-Daten) für  $\theta_{cm} = 90^\circ$ . Obwohl der Streuwinkelbereich um  $\theta_{cm} = 90^\circ$  vergleichsweise genau vermessen ist, ist die Datenbasis für diesen Winkelbereich – insbesondere für Projektil-Energien oberhalb 1 GeV – hinsichtlich ihrer Konsistenz und Lückenlosigkeit unbefriedigend. Andere Winkelbereiche (vgl. Abb. 6) sind deutlich schlechter vermessen. Zum Teil sind über größere Energieintervalle ( $\Delta T \leq 200$  MeV) überhaupt keine Daten für den spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt vorhanden (vgl. Abb. 6a für  $T > 1500$  MeV), zum Teil sind die Daten untereinander nicht konsistent (vgl. Abb. 7). Eine Ausnahme stellt der Energiebereich von 0,5 GeV bis 1,2 GeV dar. In diesem Energiebereich hat bereits ein internes Targetexperiment am Beschleuniger SATURNE gemessen [GAR85], das allerdings nur einen festen Polarwinkel (je nach Strahlenergie  $88^\circ \leq \theta_{cm} \leq 95^\circ$ ). Auch die Winkelverteilungen des spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnittes weisen bei den vor 1997 veröffentlichten Daten z.T. erhebliche Lücken auf (vgl. Abb. 7). Die Phase 1 des EDDA-Experimentes (Messung des spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnittes  $d\sigma/d\Omega$ ) ist zwischenzeitlich abgeschlossen; die Daten sind zum Teil ausgewertet und veröffentlicht ([ALB97]). Die Auswirkungen der bisher veröffentlichten EDDA-Daten auf den Weltdatensatz an Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen von  $d\sigma/d\Omega$  sind in Kapitel 2.2.4, S. 18 dargestellt.

### 2.2.3.2 Die Analysierstärke $A_{00n_0}$ bzw. $A_{000n}$

Im Rahmen der EDDA-Strahlzeiten und COSY-Strahlentwicklungswochen im November / Dezember 1996 und Mai/Juni 1997 hat der Übergang zu den “polarisierten” Messungen von EDDA ( $\vec{p}\vec{p} \rightarrow pp$ ) stattgefunden. Dabei wurden Beschleunigereinstellungen entwickelt, die es erlauben, die Strahlpolarisation bis hin zu höheren Energien zu erhalten [LEH97]. Durch Einbau und Inbetriebnahme der

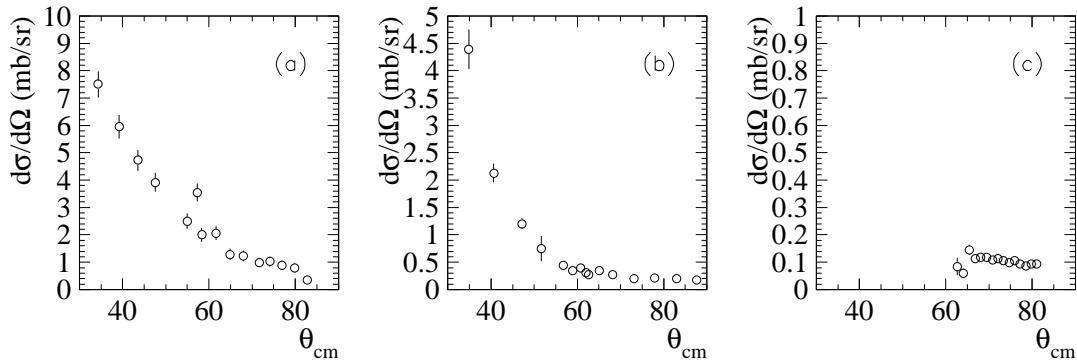


Abbildung 7: Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts  $d\sigma/d\Omega$  für  $T_{\text{Beam}} = (1000 \pm 50)$  MeV (a),  $(2000 \pm 50)$  MeV (b),  $(2450 \pm 25)$  MeV (c)

Innenschale und des polarisierten Atomstrahltargets des EDDA-Detektors sind die apparativen Voraussetzungen zur Messung der Analysierstärke  $A_{000n}$  sowie der Spinkorrelationsparameter  $A_{00nn}$ ,  $A_{00sk}$  und  $A_{00ss}$  (s. Abschnitt 2.2.3.3) geschaffen. Die ersten Messungen dienten dazu, die Analysierstärke als Funktion der Energie und des Streuwinkels zu messen.

Die Analysierstärke  $A_{00n0}$  (polarisierter Strahl / unpolarisiertes Target) =  $A_{000n}$  (unpolarisierter Strahl / polarisiertes Target) ist wegen der Identität der Teilchen in Ein- und Ausgangskanal gleich. Für den Wirkungsquerschnitt erhalten wir

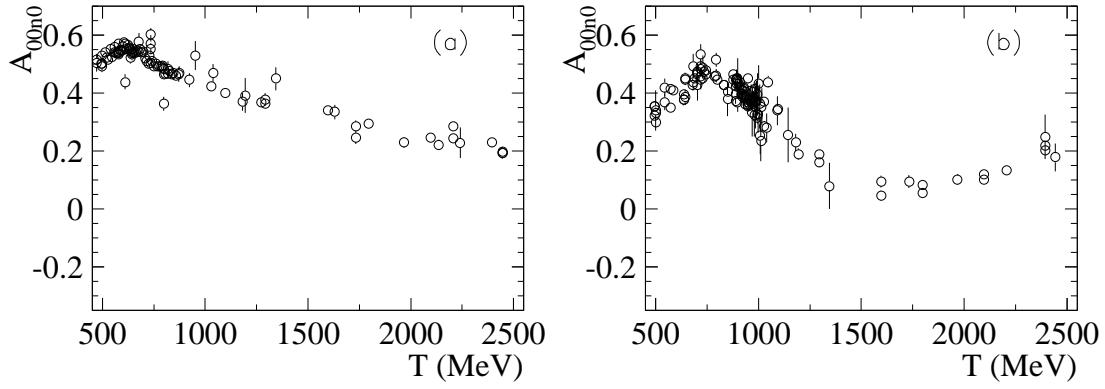
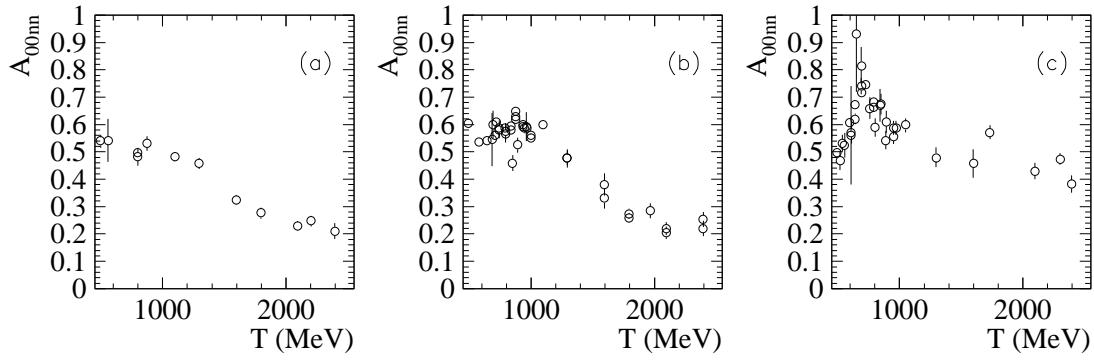
$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol} \cdot [1 + A_{00n0} \cdot (\vec{p}_B \cdot \vec{n}) + A_{000n} \cdot (\vec{p}_T \cdot \vec{n})] , \quad (16)$$

wobei  $\vec{p}_B$  und  $\vec{p}_T$  die Polarisationsvektoren von Strahl und Target sind und  $\vec{n}$  der Normalenvektor auf der momentanen Streuebene ist. Die Gleichheit von  $A_{000n}$  und  $A_{00n0}$  ermöglicht es, die Polarisation des COSY-Strahls relativ zur Polarisation des Targetstrahls zu kalibrieren. Obwohl die Analysierstärke die vom apparativen Aufwand her am einfachsten zu messende Polarisationsobservable ist, weisen ihre Anregungsfunktionen im bisher verfügbare Welddatensatz (vgl. Abb. 8), insbesondere für Energien oberhalb 1300 MeV, erhebliche Lücken auf.

### 2.2.3.3 Die Spinkorrelationsparameter $A_{00nn}$ , $A_{00sk}$ und $A_{00ss}$

Die Wechselwirkung zwischen Projektil- und Targetspin wird durch die Spinkorrelationsparameter  $A_{00nn}$ ,  $A_{00ss}$  und  $A_{00sk}$  erfaßt. Nach [BLW78], ergibt sich der polarisierte, differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Proton-Streuung für polarisiertes Target und (gleichzeitig) polarisierten Strahl zu

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = & \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol} \cdot [1 + A_{00n0} \cdot (\vec{p}_B \cdot \vec{n}) + A_{000n} \cdot (\vec{p}_T \cdot \vec{n}) + \\ & + A_{00nn} \cdot (\vec{p}_B \cdot \vec{n}) \cdot (\vec{p}_T \cdot \vec{n}) + A_{00ss} \cdot ((\vec{p}_B \cdot \vec{s})(\vec{p}_T \cdot \vec{s})) + \end{aligned}$$

Abbildung 8: Die Analysierstärke  $A_{00n0}$  für  $\theta_{cms}=38^\circ$  (a) und  $\theta_{cms}=60^\circ$  (b)Abbildung 9: Der Spinkorrelationsparameter  $A_{00nn}$  für  $\theta_{cms}=38^\circ$  (a),  $\theta_{cms}=60^\circ$  (b) und  $\theta_{cms}=90^\circ$  (c)

$$\begin{aligned}
 & + A_{00sk} \cdot ((\vec{p}_B \cdot \vec{s})(\vec{p}_T \cdot \vec{k})) \cdot ((\vec{p}_B \cdot \vec{k})(\vec{p}_T \cdot \vec{s})) + \\
 & + A_{00kk} \cdot ((\vec{p}_B \cdot \vec{k})(\vec{p}_T \cdot \vec{k})) ]
 \end{aligned} \tag{17}$$

Hierbei zeigt der Richtungsvektor  $\vec{k}$  in Strahlrichtung,  $\vec{n}$  ist die Normale zur momentanen Reaktionsebene und  $\vec{s}$  der Richtungsvektor seitwärts in der Reaktionsebene (siehe Abb. 4).

Der zur Verfügung stehende Welddatensatz zeigt für die Spinkorrelationsparameter  $A_{00nn}$ ,  $A_{00ss}$  und  $A_{00sk}$  in größerem Ausmaß als für die Analysierstärke  $A_{00n0}$  Lücken und Inkonsistenzen zwischen den bisher veröffentlichten Messungen, für  $A_{00ss}$  existieren über weite Teile des von EDDA abgedeckten Energiebereiches überhaupt keine Daten (siehe Abb. 9, 10 und 11).

Da in dem von EDDA abgedeckten Energiebereich dibaryonische Resonanzen vermutet werden (vgl. Abb. 1), die sich insbesondere durch Exkursionen in den

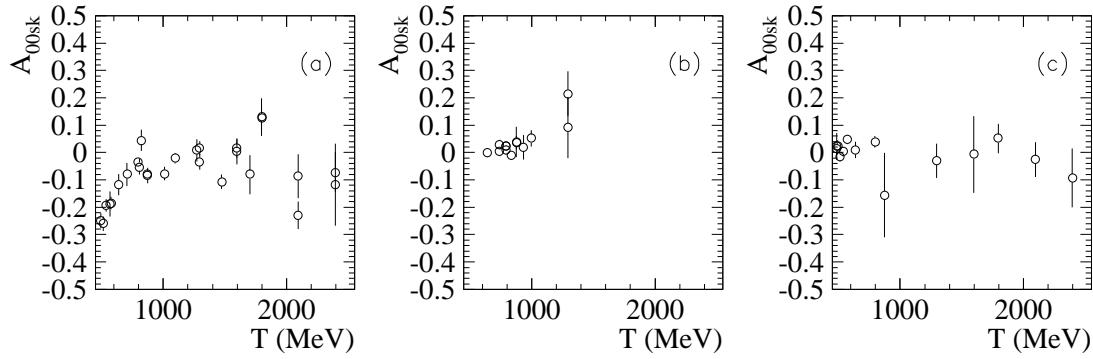


Abbildung 10: Der Spinkorrelationsparameter  $A_{00sk}$  für  $\theta_{cms}=38^\circ$  (a),  $\theta_{cms}=60^\circ$  (b) und  $\theta_{cms}=90^\circ$  (c)

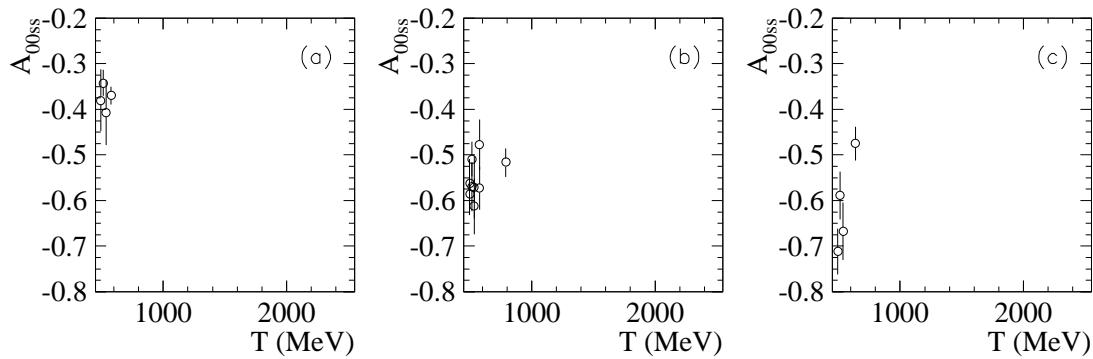


Abbildung 11: Der Spinkorrelationsparameter  $A_{00ss}$  für  $\theta_{cms}=38^\circ$  (a),  $\theta_{cms}=60^\circ$  (b) und  $\theta_{cms}=90^\circ$  (c)

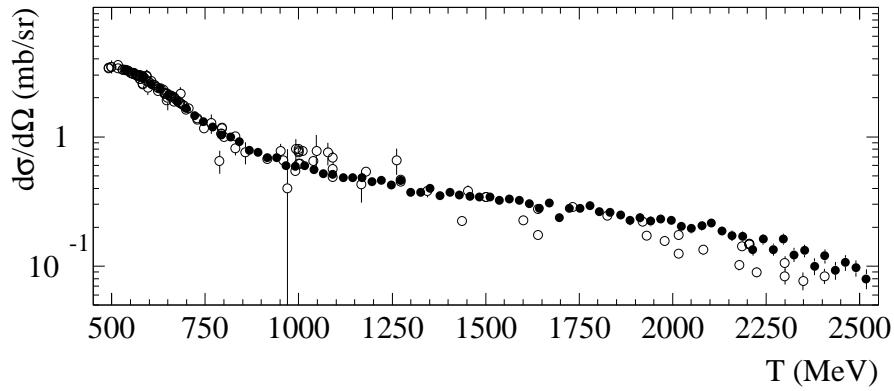


Abbildung 12: Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  für  $\theta_{cms}=90^\circ$  als Funktion der kinetischen Energie T. Offene Symbole: Welddatensatz ohne EDDA; gefüllte Symbole: EDDA-Daten aus [ALB97]; die Fehlerbalken liegen innerhalb der Symbolgröße.

Spinkorrelationsparametern zeigen sollten [HIN93], stellen die Lücken und Mehrdeutigkeiten des bestehenden Datensatzes ein besonderes Problem dar. Inwieweit das EDDA-Experiment zur Verbesserung der experimentellen Situation bereits beigetragen hat und welche Verbesserung in Zukunft zu erwarten ist, wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

#### 2.2.4 Die Erweiterung des Welddatensatzes durch Daten aus der Phase 1 des EDDA-Experiments

Die in der Phase 1 des EDDA-Experiments gemessenen Anregungsfunktionen des spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnittes sind in [ALB97] veröffentlicht. In den Abbildungen 12 - 14 sind dieselben Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen von  $d\sigma/d\Omega$  wie in den Abbildungen 5 - 7, allerdings unter Hinzunahme der veröffentlichten EDDA-Daten [ALB97], dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die EDDA-Daten die Datenpunktdichte und Konsistenz des Datensatzes erheblich erhöht haben. Außerdem konnten durch die EDDA-Daten bisher bestehende Lücken im Welddatensatz geschlossen werden (vgl. z.B. Abb. 7c und 14c). Auf der Basis dieser Erweiterung des Welddatensatzes konnte R. A. Arndt den Gültigkeitsbereich ihrer Streuphasenanalyse deutlich verbessern und zu höheren Energien hin erweitern. Der Gültigkeitsbereich wurde von  $T_{kin,max} = 1,6 \text{ GeV}$  auf  $T_{kin,max} = 2,5 \text{ GeV}$  erweitert [RAA97b].

Als Ergebnis der zweiten Phase des EDDA-Experiments ( $\vec{p}\vec{p} \rightarrow pp$ ) ist eine vergleichbare Erweiterung des Welddatensatzes der Analysierstärke  $A_{00n0}$  sowie der Spinkorrelationsparameter  $A_{00nn}$ ,  $A_{00kk}$  und  $A_{00sk}$  zu erwarten. Dadurch kann die Frage nach der Existenz bzw. Nichtexistenz resonanter Strukturen, die sich

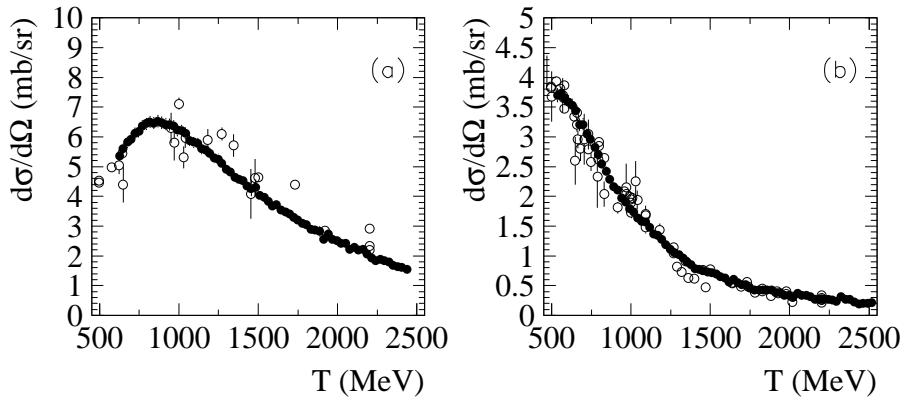


Abbildung 13: Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  für  $\theta_{cms}=38^\circ$  (a) und  $\theta_{cms}=60^\circ$  (b) als Funktion der kinetischen Energie  $T$ . Offene Symbole: Weltdatensatz ohne EDDA; gefüllte Symbole: EDDA-Daten aus [ALB97]; die Fehlerbalken liegen innerhalb der Symbolgröße.

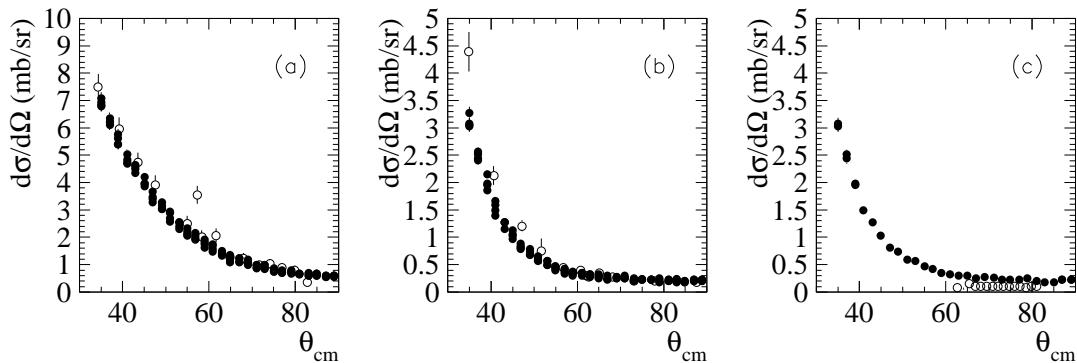


Abbildung 14: Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts  $d\sigma/d\Omega$  für  $T_{Beam}=(1000\pm 50)$  MeV (a),  $(2000\pm 50)$  MeV (b),  $(2450\pm 25)$  MeV (c). Offene Symbole: Welddatensatz ohne EDDA; gefüllte Symbole: Daten aus [ALB97] (EDDA-Experiment); die Fehlerbalken liegen innerhalb der Symbolgröße.

vornehmlich in Polarisationsobservablen zeigen sollten [LOM97], mit hoher Sensitivität untersucht werden.

### 3 Die EDDA-Innenschale

Der polarisierte Atomstrahl, der in der zweiten Phase des EDDA-Experimentes als Target verwendet wird, hat im Vergleich zu einem Fädchentarget eine wesentlich größere räumliche Ausdehnung. Daher wird eine Bestimmung des Reaktionsortes, d.h. des Vertex, jedes einzelnen Streuereignisses erforderlich. Hierzu wurde der EDDA-Detektor mit der Innenschale erweitert. Der folgende Abschnitt stellt den Aufbau der Innenschale des EDDA-Detektors dar.

#### 3.1 Aufbau der Innenschale

Die Innenschale des EDDA-Detektors ist -wie auch die Außenschale- ein zylindrisches, konzentrisch um das COSY-Strahlrohr angeordnetes Hodoskop. Sie ist im Zwischenraum zwischen Strahlrohr und Außenschale eingebaut (vgl. Abb. 2 und 33). Um die Meßergebnisse der Außenschale möglichst wenig zu beeinflussen, mußte die Innenschale so konzipiert werden, daß sie eine möglichst geringe und homogen verteilte Massenbelegung darstellt. Dies bedeutet insbesondere, daß die Auslese der Detektorelemente der Innenschale außerhalb der Außenschale erfolgen muß. Eine Übernahme des Konzeptes der EDDA-Außenschale war somit ausgeschlossen.

Stattdessen besteht die Innenschale des EDDA-Detektors aus 640 szintillierenden Fasern, die in vier Lagen konzentrisch um das COSY-Strahlrohr herum angeordnet sind. Jede Lage besteht aus 160 Fasern, die helixförmig mit einem Abwickelwinkel von  $170^\circ$  verlegt sind. Zur Erzielung der Ortsauflösung sind die Fasern der ersten und dritten Lage im Uhrzeigersinn, die Fasern der zweiten und vierten Lage gegen den Uhrzeigersinn<sup>1</sup> gewickelt (vgl. Abb. 16 und 28).

Diese Anordnung gewährleistet eindeutige Kreuzungsbereiche der Fasern der ersten und dritten Lage mit denen der zweiten bzw. der vierten Lage. Die Fasern der dritten und vierten Lage decken dabei (vom Target-Sollpunkt aus gesehen) die Lücken zwischen den Fasern der ersten und zweiten Lage ab.

Um bei möglichst geringer Massenbelegung einen kompakten sowie stabilen mechanischen Aufbau zu ermöglichen, werden die Fasern auf speziell angefertigten Trägerrohren aus CFK<sup>2</sup> geführt.

Zur Auslese der einzelnen Fasern werden Multianodenphotomultiplier vom Typ Hamamatsu R 4760 verwendet. Die Auslese der Fasern erfolgt "strahlaufwärts" (d.h. zu extremen Rückwärtswinkeln hin). Die Möglichkeit einer Auslese "strahlabwärts" wurde bereits in einem frühen Planungsstadium verworfen. Sie wäre zwar technisch wesentlich einfacher zu realisieren gewesen, hätte aber das Risiko einer hohen Rate an zufälligen Koinzidenzen<sup>3</sup> in sich geborgen. Daher wäre

<sup>1</sup>Im weiteren Verlauf wird der Wicklungssinn immer relativ zur Strahlrichtung angegeben.

<sup>2</sup>CFK = Kohlefaser verstärkter Kunststoff

<sup>3</sup>Die Fasern zwischen der Detektor-Helix und den Photomultipliern wären parallel zu den Ejektil-Trajektorien im Winkelbereich  $5^\circ \leq \theta_{Lab} \leq 10^\circ$  verlaufen. Dies hätte zu einer ho-

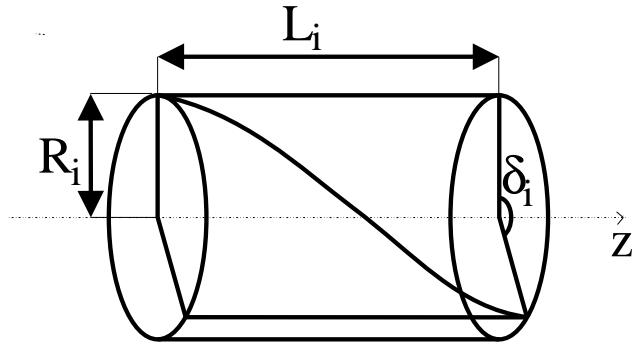


Abbildung 15: Parametrisierung der Innenschalen-Helix (vgl. Abb. 18)

es unverzichtbar gewesen, zwischen den szintillierenden Fasern des Detektors und den Photomultipliern undotierte Lichtleitfasern einzusetzen. Voruntersuchungen haben jedoch gezeigt, daß eine mechanisch zuverlässige und gleichzeitig verlustarme Ankopplung der szintillierenden Fasern an Lichtleiter nur realisierbar ist, wenn massive Kopplungselemente verwendet werden. Dies war jedoch ohne Beeinträchtigung der Nachweiseffizienz der Außenschale unmöglich.

### 3.1.1 Die Geometrie der Innenschale

Das Detektorkonzept auf der Basis von szintillierenden Fasern wird nachfolgend zusammenfassend und aktualisiert dargestellt (siehe auch [LAH92, WIE94]. Die Innenschale wird dabei in der in Abb. 15 dargestellten Parametrisierung betrachtet:

- $R_i$  : Radius der i-ten Helixlage (genau: Abstand der Faserseelen der i-ten Helixlage zur z-Achse):  $R_1=82$  mm,  $R_2=85,6$  mm,  $R_3=89,2$  mm,  $R_4=92,8$  mm,
- $L_i$  : Länge der i-ten Lage in z-Richtung (gemessen ab Target-Sollposition):  $L_1=517,7$  mm,  $L_2=540,5$  mm,  $L_3=563,2$  mm,  $L_4=585,9$  mm.
- $\delta_i$  : Abwickelwinkel der Fasern über die Länge  $L_i$ :  $\delta_i=170^\circ$  für alle vier Lagen
- $b_i = L_i/\delta_i$  : Steigung der Helix
- $N$  : Anzahl der Fasern je Wicklungsrichtung ( $N = 320$ )

Der Verlauf einer Faserseele wird durch die Gleichung

$$z = b \cdot (\varphi - \varphi_o) \quad (18)$$

---

hen Energiedeposition in den Fasern und Photomultiplier-Kathodenfenstern (Erzeugung von Čerenkov-Licht in den Kathodenfenstern) geführt.

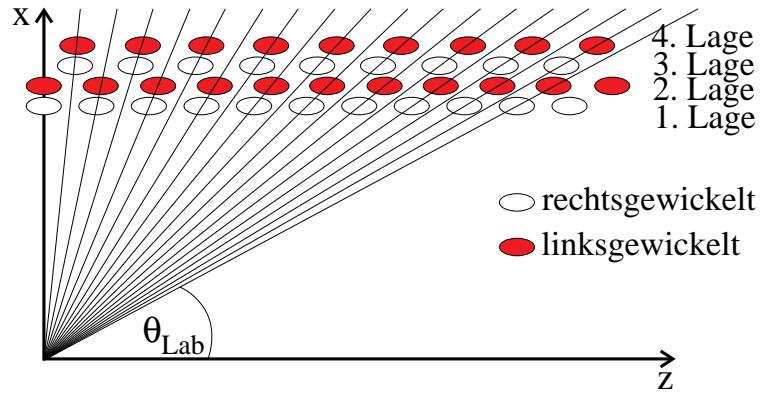


Abbildung 16: Abdecken der Effizienzlücken zwischen benachbarten Fasern durch die “optimierte Helixgeometrie”

beschrieben, wobei  $\varphi_o$  der dem Faserursprung ( $z = 0$ ) zugeordnete Polarwinkel ist. Für die Fasern der ersten und dritten Lage ist  $\varphi_o=0$ , für die zweite und vierte Lage  $\varphi_o=-1,25^\circ$ . Die Steigung  $b$  der Schraubenlinie, die von der Faserseele beschrieben wird, hat für eine rechtsgewickelte Faser (1. und 3. Lage) ein positives, für eine linksgewickelte Faser (2. und 4. Lage) ein negatives Vorzeichen.

Zwischen benachbarten Fasern einer Lage befindet sich immer ein Bereich reduzierter Effizienz (vgl. Abb. 16), da je nach Durchtrittswinkel die für einen eindeutigen Nachweis benötigte minimale Durchflugstrecke von ca. 1 mm unterschritten wird und zwischen den Fasern eine Lücke von ca. 0,1 mm bis 0,5 mm besteht.

Zur Erzielung einer möglichst hohen und homogenen Effizienz der Innenschale wurden die Fasern der  $(n+2)$ -ten Lage deshalb so angeordnet, daß sie (vom Target – Sollort aus gesehen) die Effizienzlücken zwischen den Fasern der  $n$ -ten Lage abdecken.

Eine derartige Effizienzoptimierung ist gegeben, wenn Länge der  $i$ -ten Helixlage  $L_i$  und Radius der  $i$ -ten Helixlage  $R_i$  der folgenden Gleichung genügen

$$\delta_i \cdot R_i / L_i = \text{const} \quad \text{für } i = 1, 2, 3, 4 , \quad (19)$$

der Startpunkt ( $z=0$ ) der  $(n+2)$ -ten Lage um  $\Delta\varphi = 360^\circ/N = 1,125^\circ$  gegenüber denjenigen der  $n$ -ten Lage verschoben ist und der Abwickelwinkel  $\delta_i$  aller Lagen identisch ist.

Den Fasern<sup>4</sup> werden dabei nach folgendem Schema Nummern zugeordnet: Die Fasern erhalten die Nummern 0 bis 639. Dabei erhalten logisch benachbarte Fasern gleichen Wicklungssinns aufeinanderfolgende Nummern<sup>5</sup>, d.h. die rechtsgewickelten Fasern (1. und 3. Lage) die Nummern  $r = 0$  bis 319<sup>6</sup> und die linksgewickelten Fasern (2. und 4. Lage) die Nummern  $l = 320$  bis 639<sup>7</sup>.

Die Rekonstruktion der Streuwinkel  $\theta$  und  $\varphi$  erfolgt dabei mit Hilfe der folgenden Gleichungen (vgl. [THO96]):

$$l \geq r + 320 : \quad \tan \theta = \left( \frac{2R_i}{\Delta\varphi |b_i| \cdot (l - r - 320)} \right), \quad (20)$$

$$\varphi = \frac{\Delta\varphi}{2} (l + r - 320), \quad (21)$$

$$l < r + 320 : \quad \tan \theta = \left( \frac{2R_i}{\Delta\varphi |b_i| \cdot (r - l)} \right), \quad (22)$$

$$l + r < 640 : \quad \varphi = \frac{\Delta\varphi}{2} (l + r), \quad (23)$$

$$l + r \geq 640 : \quad \varphi = \frac{\Delta\varphi}{2} (l + r - 640). \quad (24)$$

Da der Abwickelwinkel der Helixfasern bei  $170^\circ$  liegt, gibt es Paare zwischen rechts- und linksgewickelten Fasern, die keine Kreuzungspunkte besitzen (z. B. die Fasern 1 und 639). Setzt man solche “unsinnigen” Faserpaarungen in die o.a. Formeln ein, erhält man Werte für den Polarwinkel, die außerhalb des Winkelbereichs liegen, der von der Innenschale abgedeckt wird. Dies erlaubt es, derartige Treffermuster, die nicht von am Target elastisch gestreuten Protonen stammen können, zuverlässig zu erkennen und zu verwerfen.

### 3.1.2 Szintillierende Fasern

Die szintillierenden Fasern für die EDDA-Innenschale müssen verschiedenen, zum Teil einander widersprechenden Anforderungen genügen: Um eine möglichst hohe Ansprechwahrscheinlichkeit zu gewährleisten, sollen die Fasern eine hohe Lichtausbeute und eine hohe Abschwächlänge bieten, was der Forderung nach Fasern mit großer Querschnittsfläche gleichkommt. Zum anderen müssen die Fasern über eine ausreichende Flexibilität verfügen, um der Helixgeometrie (der Biegeradius

<sup>4</sup>Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird z.T. der Begriff *Detektorkanal* verwendet. Dieser Begriff bezeichnet die Einheit aus szintillierender Faser, zugehörigem Photomultiplierkanal und zugehörigem Kanal der Front-End-Elektronik. Die Nummern von Detektorkanal und zugehöriger Faser sind identisch.

<sup>5</sup>Ausnahmen: Die Fasern 0 und 319 sowie 320 und 639 sind logisch benachbart

<sup>6</sup>Die Fasern der ersten Lage haben geradzahlige Nummern, diejenigen der dritten Lage ungeradzahlige Nummern.

<sup>7</sup>Die Fasern der zweiten Lage haben geradzahlige Nummern, diejenigen der vierten Lage ungeradzahlige Nummern.

im Bereich der Helix liegt bei ca. 50 cm) folgen zu können. Dies verlangt - zusammen mit der Forderung nach hoher Granularität und geringer Massenbelegung - nach Fasern geringer Querschnittsfläche.

In aufwendigen Versuchsreihen ([WIE91, DOR93, ENG93, ZIE93]) wurden szintillierende Fasern verschiedener Hersteller, Typen und Querschnitte auf ihre Verwendbarkeit in der Innenschale des EDDA-Detektors getestet. Bei diesen Tests stellte sich frühzeitig heraus, daß szintillierende Fasern mit rechteckigem Querschnitt ungeeignet waren. An den Kanten der Fasern kann das Cladding bei Biegeradien, wie sie bei der Innenschale des EDDA-Detektors auftreten, einreißen und die (Licht-)Einfangeffizienz sowie die Lichtleitfähigkeit der Fasern erheblich beeinträchtigen. Bei Fasern mit rundem Querschnitt wurde deutlich, daß Fasern mit einem Querschnitt von weniger als 2 mm keine ausreichende Lichtausbeute und/oder eine unzureichende Abschwächlänge aufweisen. Zudem hätte die Verwendung von Fasern mit einem Durchmesser von 2 mm oder weniger den Aufwand zum Aufbau des Detektors erheblich vergrößert<sup>8</sup>. Aufgrund der begrenzten Platzverhältnisse am EDDA-Strahlplatz und technischer Restriktionen beim verwendeten LeCroy PCOS III<sup>9</sup> (vgl. auch Kap. 3.1.5) sollte die Gesamtzahl der Kanäle unter ca. 700 liegen. Fasern mit einem Durchmesser von 3 mm oder mehr sind hingegen zu steif für die Verwendung in der Innenschale des EDDA-Detektors. Außerdem erreicht man mit Fasern dieser Dicke nicht mehr in allen Winkelbereichen eine Winkelauflösung, die derjenigen der Außenschale des EDDA-Detektors entspricht.

Als günstiger Kompromiß zwischen allen Anforderungen stellten sich runde Fasern mit einem Durchmesser von 2,5 mm heraus. Es standen mehrere Fasertypen verschiedener Hersteller zur Auswahl. Die Wahl fiel auf den Typ SCSF-81 mit fluoriertem Cladding der Firma Kuraray<sup>10</sup> (ehemals Kyowa), da diese Fasern die günstigsten optischen Eigenschaften haben. Zur Steigerung der Lichtausbeute und zur Erhöhung der Widerstandsfähigkeit gegen äußere Einflüsse wurden die Fasern, da sie werksseitig nicht EMA<sup>11</sup> beschichtet lieferbar waren, im Tauchbadverfahren mit Reflective Coating BC-620 der Firma Bicron beschichtet.

### 3.1.3 Trägerkonstruktion

Die szintillierenden Fasern der Innenschale müssen präzise geführt sein, um eine genaue Winkelrekonstruktion zu ermöglichen. Eine Fehlpositionierung der Fasern

---

<sup>8</sup>Bei 2 mm Faserdurchmesser wären je Lage 200 Fasern notwendig gewesen, bei 1,5 mm Faserdurchmesser sogar 270 Fasern.

<sup>9</sup>Es steht nur Platz für ca. 45 16-Kanal-Photomultiplier zur Verfügung; bei mehr als 736 auszulesenden Kanälen muß die Codier-Elektronik des LeCroy PCOS III auf zwei CAMAC-Crates verteilt werden, was zu einem erheblichen (auch finanziellen) Mehraufwand führt.

<sup>10</sup>Kuraray Co., Ltd., Methacrylic Resin Division, 2-3-10, Nihonbashi, Chuo-Ku, Tokyo 103, Japan

<sup>11</sup>EMA=Extra Mural Absorber, eine Beschichtung zur Vermeidung von optischem Übersprechen und zum mechanischen Schutz der Fasern.

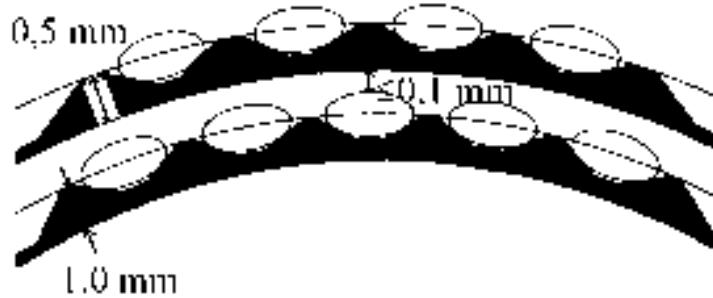


Abbildung 17: Schnitt durch die CFK-Trägerrohre der ersten und zweiten Lage.

um 0,5 mm kann –in Abhängigkeit vom betrachteten Polarwinkelbereich– zu Rekonstruktionsfehlern von bis zu  $\Delta\theta_{Lab} = 0,4^\circ$  bzw.  $\Delta\varphi = 0,4^\circ$  führen. Neben der Führung der szintillierenden Fasern muß die Trägerkonstruktion außerdem in der Lage sein, die an der Innenschale bei Montage und Detektorwartung<sup>12</sup> angreifenden Kräfte aufzunehmen. Dabei soll allerdings die Massenbelegung durch die Trägerkonstruktion so gering wie möglich gehalten werden. Darüber hinaus muß eine Befestigung der szintillierenden Fasern durch Verklebung auf diesem Material möglich sein. Diese Anforderungen schlossen die Verwendung eines “klassischen” Kunststoffes (z.B. PE, PP, PS, PVC<sup>13</sup>) ebenso wie die Verwendung metallischer Werkstoffe aus.

Als ideales Material für diese Anwendung stellte sich kohlefaser verstärkter Kunststoff (CFK) heraus. Es verbindet hervorragende Steifigkeit mit niedriger Massenbelegung (nicht zuletzt durch die niedrigen Material-Schichtdicken, die aufgrund der günstigen mechanischen Eigenschaften realisierbar sind). Die technisch aufwendige Verarbeitung dieses Materials wurde von der Firma Stesalit<sup>14</sup> durchgeführt. Die Trägerkonstruktion besteht aus vier konzentrischen CFK-Rohren, in die jeweils 160 Nuten (vgl. Abb. 17 und 18) mit einer CNC-Drehbank und speziellem Fräswerkzeug präzise eingefräst wurden. Die Rohre haben eine Materialstärke von 1,0 mm (in den Nuten: 0,5 mm). Die Nuten sind mit einer Präzision von  $\pm 0,05$  mm in die Rohre eingefräst.

### 3.1.4 Photomultiplier

Die 640 szintillierenden Fasern der Innenschale des EDDA-Detektors werden einzeln über Photomultiplier ausgelesen. Die Verwendung von einkanaligen Photo-

<sup>12</sup>Unterhalb der Innenschale sind zur Luminositätsbestimmung Halbleiterzähler in das COSY-Strahlrohr eingelassen, die in unregelmäßigen Zeitabständen gewechselt werden müssen.

<sup>13</sup>PE und PP scheiden wegen der mangelnden Klebbarkeit aus; sämtliche oben genannten Kunststoffe erreichen die geforderte mechanische Steifigkeit nur bei Dicken in der Größenordnung des Faserdurchmessers.

<sup>14</sup>Stesalit AG Kunststoffwerke, CH-4234 Zullwil/So

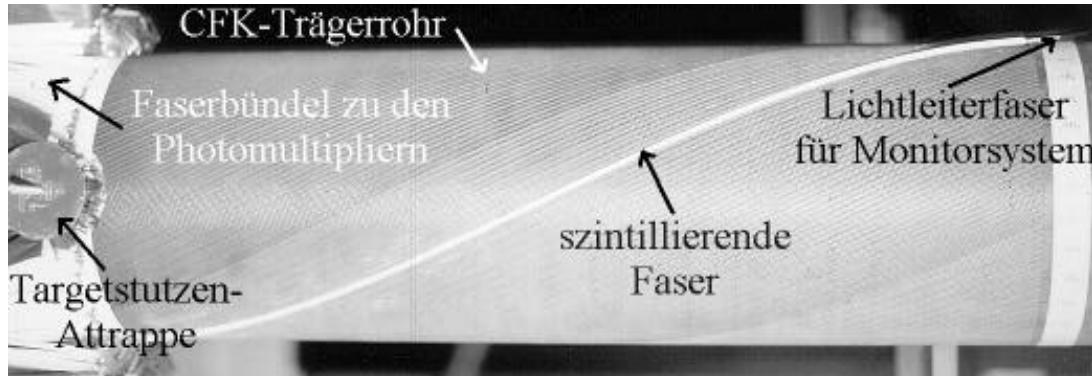


Abbildung 18: CFK-Trägerrohr der zweiten Helixlage mit darunterliegender erster Lage

multipliern hätte -nicht zuletzt aufgrund des hohen Platzbedarfs für 640 Photomultiplier einschließlich magnetischer Abschirmungen, Halterungen und Zuleitungen- zu erheblichen Problemen geführt. Zum Zeitpunkt der Entscheidungsfindung standen vier Mehrkanalphotomultiplier zur Verfügung: Die Modelle H4140 und R4760 von Hamamatsu sowie die Modelle XP4702 und XP4722 von Philips (Valvo). Die szintillierenden Fasern liefern beim Durchtritt minimalionisierender Protonen mindestens 50 Photonen je Ereignis (gemessen am Kathodenfenster des verwendeten Photomultipliers). Um ein derartiges Ereignis mit hoher Wahrscheinlichkeit nachweisen zu können, müssen aus der Photokathode mindestens sieben bis acht Photoelektronen ausgeschlagen und zur ersten Dynode übergeführt werden. Diese Forderung ist nur zu erfüllen, wenn der Photomultiplier weder optisches noch elektronisches Übersprechen in nennenswertem Umfang aufweist und eine (möglichst über alle Kanäle homogene) Quanteneffizienz von mindestens 15% aufweist. Im Rahmen eingehender Voruntersuchungen [WIE91, JOO92, ZIE93] stellte sich heraus, daß sich die gestellten Anforderungen nur mit ausgewählten Exemplaren aus der laufenden Produktion des 16-Kanal-Photomultipliers R 4760 der Firma Hamamatsu erfüllen ließen.

### 3.1.5 Front-End-Elektronik LeCroy PCOS III

Das Datenaufnahmesystem des EDDA-Detektors [DIE94, SCH95] erlaubt nur die Speicherung einer begrenzten Datenrate. Die Kapazität des Datenaufnahmesystems ist -zumindest bei den hohen Luminositäten, die bei Verwendung des CH<sub>2</sub>-Fädchentargets herrschen- weitgehend durch die Aufnahme der Luminositätsmonitor- und Außenschalendaten erschöpft.

Durch das Hinzufügen der Innenschale hat sich die Kanalzahl des EDDA-Detektors etwa verfünfacht. Eine Vorverarbeitung und Reduzierung der Datenmenge durch eine geeignete Front-End-Elektronik war daher unumgänglich.

Als Front-End-Elektronik wird das LeCroy PCOS III<sup>15</sup> System verwendet. Dieses ursprünglich für die Auslese von Proportional-Vieldrahtkammern entwickelte System nutzt die Tatsache aus, daß typische Treffermuster in Proportionalkammern (wie auch in der EDDA-Innenschale) nur zum Ansprechen eines kleinen Bruchteils aller Detektorkanäle führt. Zur Datenreduktion wird deshalb vom PCOS III nur die Information derjenigen Kanäle an die Datenaufnahme weitergeleitet, die am jeweiligen Treffer beteiligt waren.

Strukturell besteht das PCOS III (vgl. auch Abb. 19) aus folgenden Komponenten:

- Diskriminator-/Vorverstärkerkarte 2735 PC

Diese Karte (im Folgenden kurz *PCOS-Karte* genannt) verfügt über 16 ladungsempfindliche Vorverstärker (Verstärkungsfaktor  $\approx 100$ ) mit nachgeschaltetem Diskriminator. Alle 16 Kanäle haben die gleiche Diskriminatorschwelle, die über einen Analogeingang, der vom Receiver-Modul angesteuert wird, variiert werden kann.

- Receiver-Modul 2731A

Das Receiver-Modul hat mehrere Aufgaben:

- Erstens übernimmt es die Vorverarbeitung<sup>16</sup> der Signale zweier PCOS-Karten.
- Zweitens stellt es eine einstellbare Verzögerungsleitung zur Verfügung, mit deren Hilfe Verarbeitungs- und Laufzeitdifferenzen zwischen Signal und Triggerlogik kompensiert werden können.
- Drittens besitzt es einen über CAMAC-Befehle steuerbaren DAC, der die Schwellenspannung für zwei PCOS-Karten zur Verfügung stellt.
- Viertens besitzt es über CAMAC-Befehle ansteuerbare Daten-Ausgänge (max. 16 Kanäle). Das Receiver-Modul ist kein Standard-CAMAC-Modul; es kann nur in Verbindung mit dem Crate Controller 2733 betrieben werden.

- Crate Controller 2738

Der Crate Controller hat ebenfalls mehrere Aufgaben:

- Erstens übernimmt er die Auslese der Receiver-Module sowie die Codierung (Nummer des Receiver-Moduls / Kanal innerhalb des Moduls) der Treffermuster<sup>17</sup>.

---

<sup>15</sup>PCOS III=Proportional Chamber Operating System der dritten Generation

<sup>16</sup>Vorverarbeitung heißt in diesem Fall, daß die Signale aus den zwei angeschlossenen PCOS-Karten zwischengespeichert werden und ein LAM-Flag für die Auslese durch den Crate Controller gesetzt wird. Dadurch wird das Receiver-Modul nur dann ausgelesen, wenn ein Signal angelegen hat (= erste Stufe der Datenreduktion).

<sup>17</sup>Es gibt auch den sog. *Cluster Mode*, bei dem lediglich die Schwerpunkte von Treffer-Clustern und deren Breite ( $\leq 15$  Kanäle) codiert werden. Dieser Modus kann allerdings zu Problemen

- Zweitens überträgt er Daten zu den Receiver-Modulen (Diskriminator-Schwellen / Verzögerungszeiten / Ansteuerung der Ausgänge).
- Drittens stellt der Crate Controller eine spezielle CAMAC-Umgebung (*dedicated CAMAC*) zur Verfügung.
- Viertens stellt er (über das Databus Interface) die Verbindung zur CAMAC-basierten Experiment-Datenaufnahme her.

Der Crate Controller darf nur in Verbindung mit den Receiver Modulen 2731A betrieben werden.

- **Databus Interface 4299**

Das Databus-Interface, das über ein 50-poliges Flachbandkabel mit dem Crate Controller 2738<sup>18</sup> verbunden ist, stellt die Verbindung zur CAMAC-Datenaufnahme dar.

## 3.2 Experimentelle Bedingungen am COSY-Strahlplatz TP2

Der Betrieb der Beschleunigeranlage COSY verursacht auch außerhalb von EDDA-Strahlzeiten eine gewisse Strahlungsbelastung für den EDDA-Detektor. Die Innenschale des EDDA-Detektors ist, da sie direkt auf dem COSY-Strahlrohr montiert ist und somit nicht z.B. durch geeignete Absorber außerhalb von EDDA-Strahlzeiten geschützt werden kann, besonders vom Risiko der Alterung des Szintillatormaterials durch einen erhöhten Strahlungsuntergrund betroffen. Deshalb wurde im Zeitraum von Mai 1995 bis März 1996 der Strahlungsuntergrund am internen COSY-Strahlplatz 2 (EDDA) gemessen.

### 3.2.1 Messung des Strahlungsuntergrundes an COSY TP2

Zur Überwachung des Strahlungsuntergrundes im Bereich des EDDA-Detektors wurden mehrere Szintillationsdetektoren im Bereich des EDDA-Detektors montiert. Die Eigenschaften der Szintillationsdetektoren können Tabelle 3, ihre Anordnung am EDDA-Detektor Abb. 20 entnommen werden. Bei den Szintillationsdetektoren handelt es sich um Kunststoffszintillator-Plättchen, die über optisches Fett an die Kathodenfenster der Photomultiplier angekoppelt werden. Eine Ausnahme bildet Detektor "A", der aus neun miteinander verklebten szintillierenden Fasern (Querschnitt vgl. Abb. 21) besteht. Die Detektorsignale wurden zuerst in

---

führen, da einige logisch benachbarte Fasern keine benachbarten Nummern tragen (vgl. S. 24), tatsächliche Cluster also auseinandergerissen werden können; andererseits sind die Fasern 319 und 320 nicht benachbart, es können also unsinnige Cluster gebildet werden.

<sup>18</sup>Im Falle der EDDA-Innenschale gibt es nur einen Crate Controller 2738; es können jedoch bis zu 16 Crate Controller angeschlossen werden.

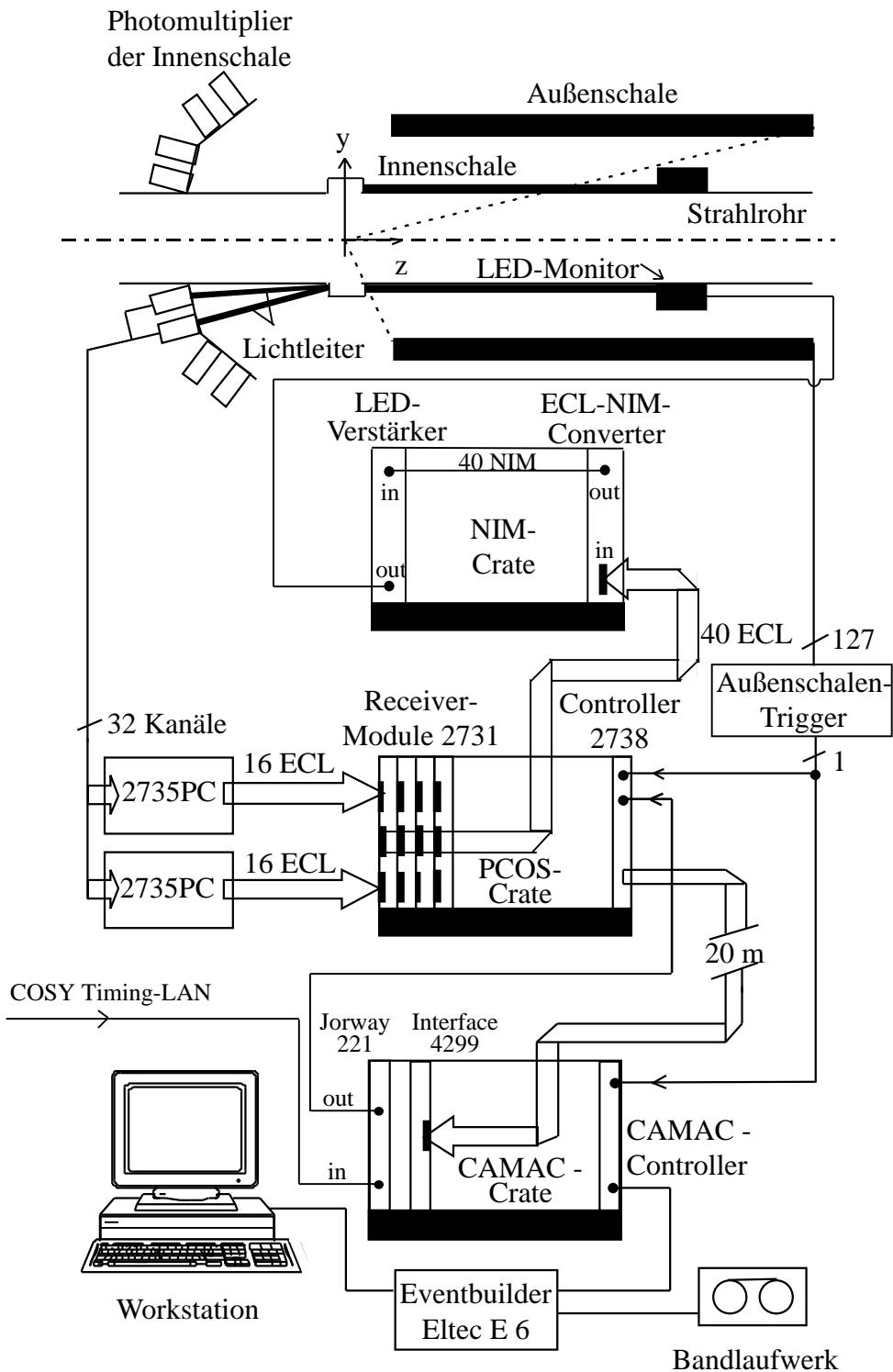


Abbildung 19: Funktionsschema des PCOS III - Systems

NIM-Diskriminatoren<sup>19</sup> diskriminiert. Die Zähler Nr. A, D und E wurden beidseitig ausgelesen. Ursprünglich wurden zur Unterdrückung des Eigenrauschens der Photomultiplier mittels einer Logikeinheit<sup>20</sup> nur die Koinzidenzen aus den Signalen beider Photomultiplier ausgewertet (vgl. Abb. 22).

Zähler Nr.	Szintillatormaterial	Abmessungen [mm <sup>3</sup> ]	Photomultiplier
A	Faser-Array <sup>21</sup>	400 · 10 · 4	2 · R 1635
B	Bicron BC-408	35 · 30 · 3	R 1355
C	Bicron BC-408	60 · 10 · 3	R 1635
D	Bicron BC-408	50 · 8 · 5	2 · R 1635
E	Bicron BC-408	50 · 8 · 5	2 · R 1635

Tabelle 3: Technische Eigenschaften der Monitorzähler. Anordnung der Zähler siehe Abb. 20.

Zähler Nr.	Polarwinkel $\theta^{22}$	Azimutalwinkel $\phi$	Raumwinkelbereich ca.
A	25°-45°	180°	7 msr
B	125°	90°	70 msr
C	15°	270°	0,6 msr
D	7°	270°	0,4 msr
E	130°	270°	4 msr

Tabelle 4: Anordnung der Monitorzähler. Vgl. Abb. 20

Nach zweiwöchiger Meßdauer stellte sich jedoch heraus, daß die Einzelzählraten so hoch lagen, daß das Eigenrauschen der Photomultiplier dagegen zu vernachlässigen war. Deshalb wurden die beiden Photomultiplier daraufhin separat (mit deutlich unterschiedlichen Diskriminatorschwellen) ausgelesen (vgl. Abb. 23), um so wenigstens eine grobe Information über den Energieverlust in den Szintillatoren zu erhalten, da aufgrund der begrenzten Kapazität der Datenaufnahme auf die Aufnahme von Pulshöhenspektren verzichtet werden mußte. Mit einem CAMAC-Scaler<sup>23</sup> wurden die Ausgangssignale der fünf Detektoren gezählt. Die Scalerkanäle wurden alle 10 Sekunden ausgelesen und die gemessenen Zählraten (10-Sekunden-Mittelwerte) auf Festplatte gespeichert.

<sup>19</sup>LeCroy 4424

<sup>20</sup>Phillips Scientific 755

<sup>21</sup>Neun szintillierende Fasern Bicron BCF-12, quadratischer Querschnitt, 2 mm Kantenlänge, in zwei Lagen angeordnet (vgl. Abb. 21)

<sup>22</sup>Die Angaben von  $\theta$  und abgedecktem Raumwinkelbereich beziehen sich auf das EDDA-Target.

<sup>23</sup>LeCroy 2251

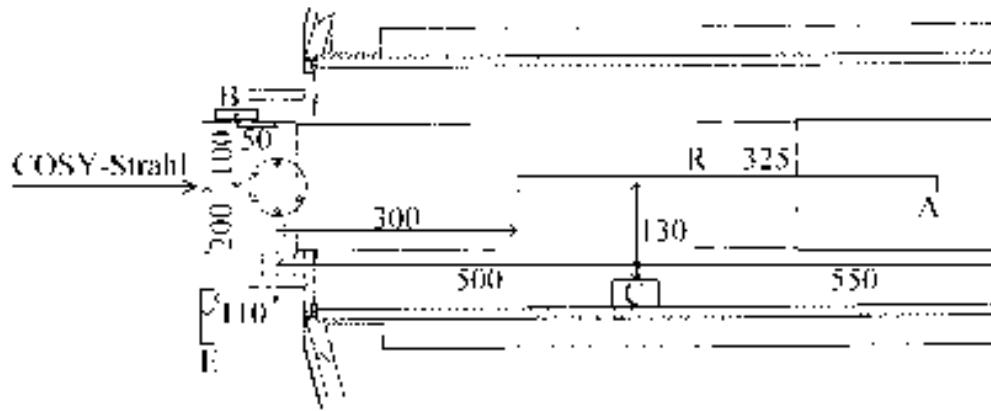


Abbildung 20: Anordnung der Szintillationszähler A, B, C, D und E im Vor- test (Skizze). Vgl. Tabelle 4. Der Szintillationszähler befindet sich bei  $\varphi = 270^\circ$  außerhalb der Außenschale, 325 mm von der Strahlachse entfernt.

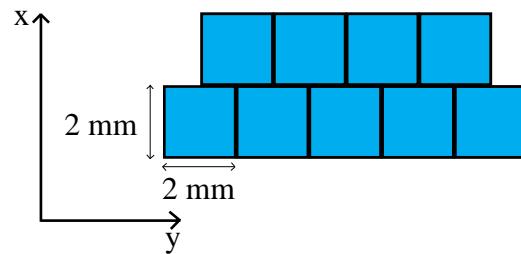


Abbildung 21: Schematischer Aufbau des Faser-Arrays (Zähler „A“)

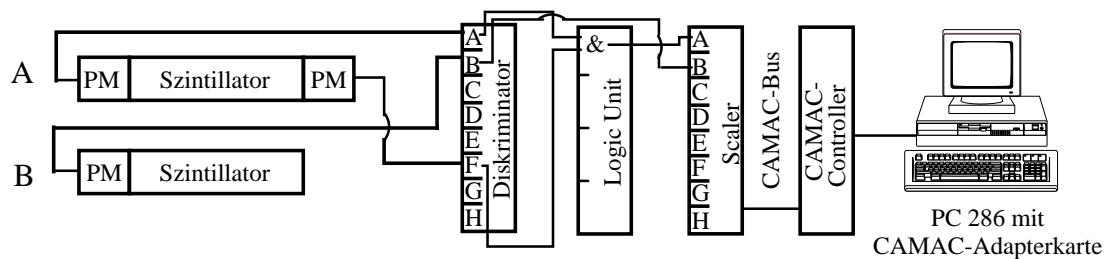


Abbildung 22: Blockschaltbild der Datenaufnahme-Elektronik zu Beginn der Mes- sungen (bis 9.6.95)

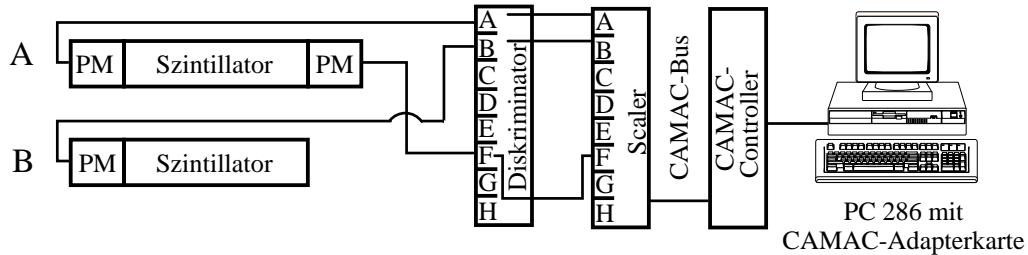


Abbildung 23: Blockschaltbild der Datenaufnahme-Elektronik im weiteren Verlauf der Messungen (ab 10.6.95)

### 3.2.2 Strahlungsuntergrund am internen COSY-Strahlplatz TP2

Im Verlauf der Messung zeigte sich, daß es erhebliche zeitliche Schwankungen des Strahlungsuntergrundes im Bereich des EDDA-Detektors gibt. In Abb. 24 ist der gemessene Strahlungsuntergrund im Bereich des EDDA-Detektors, gemessen mit Szintillationszählern B (vgl. Abb. 20), während der gesamten Meßdauer dargestellt. In Abbildung 24 kann man einen erheblichen Unterschied zwischen den Strahlzeiten der verschiedenen COSY-Experimente bzw. der COSY - Strahlentwicklungs-Wochen hinsichtlich ihrer Auswirkungen auf den EDDA-Detektor erkennen. Besonders hoch ist die Belastung des EDDA-Detektors durch den Strahlbetrieb des COSY-13-Experimentes. Die in den Szintillatoren der Monitorzählern deponierte Energie lag während der COSY-13-Strahlzeit im Dezember 1995 so hoch, daß die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier wegen unzulässig hoher Ströme automatisch abschaltete.

Da für die Untergrundmessung Komponenten aus der Elektronik der EDDA-Datenaufnahme verwendet wurden, war eine Messung parallel zu EDDA-Strahlzeiten unmöglich. Es wurde jedoch zweimal, in der Nacht vom 19. - 20.6.95 und in der Nacht vom 28. - 29.9.95, zu Zwecken der COSY-Strahldiagnose das EDDA-Fädchentarget, nicht jedoch die vollständige EDDA-Datenaufnahme, in Betrieb genommen. Die Zählraten der Nacht vom 19. auf den 20.6.1995 sind in Abbildung 25 dargestellt. Die Unterschiede zwischen den Zählratenverläufen der verschiedenen Detektoren im Bereich von TP2 war vergleichsweise gering. Allerdings gab es einen deutlichen Unterschied der Untergrund-Zählrate, die außerhalb von EDDA-Strahlzeiten auf den Detektor einwirkt, vom Abstand zwischen Detektor und Strahlrohr. So lag die Untergrund-Zählrate von Detektor "A" (Abstand zur Strahlachse ca. 325 mm) im Mittel bei einem Fünftel der Zählrate von Detektor "C" (Abstand zur Strahlachse ca. 130 mm). Die zu erwartende Belastung der EDDA-Innenschale ist also höher als die der EDDA-Außenschale.

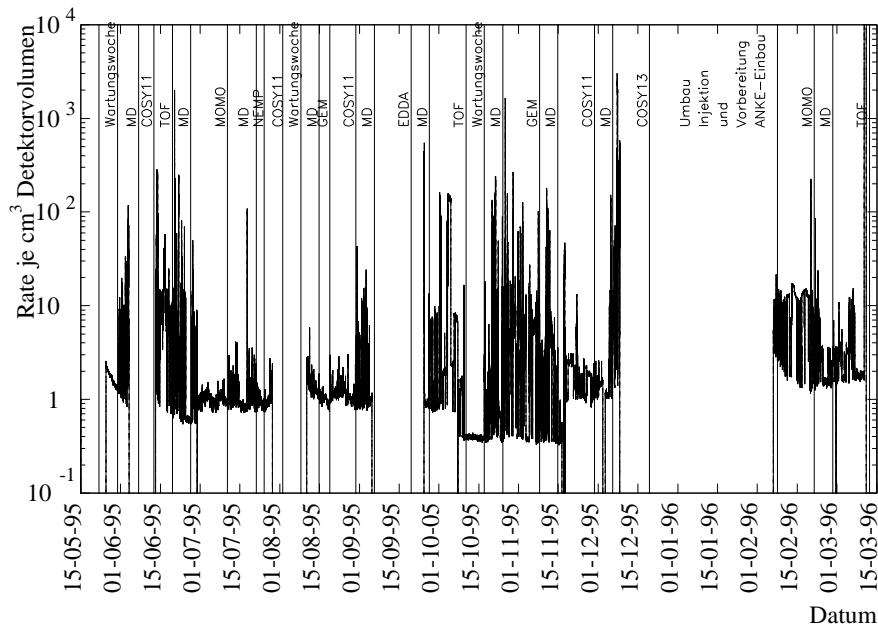


Abbildung 24: Strahlungsuntergrund zwischen dem 23.5.1995 und dem 11.3.96; dargestellt sind 15-Minuten-Mittelwerte je  $1 \text{ cm}^3$  Detektorvolumen von Detektor B. Da Teile der Datenaufnahme-Elektronik dem EDDA-Experiment entnommen waren, wurde für die Dauer der EDDA-Strahlzeit vom 4.9.-17.9.95 die Messung unterbrochen. Die typische Rate während EDDA-Strahlbetrieb mit  $\text{CH}_2$ -Fädchentarget liegt bei ca.  $5 \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$  (vgl. Abb. 25)

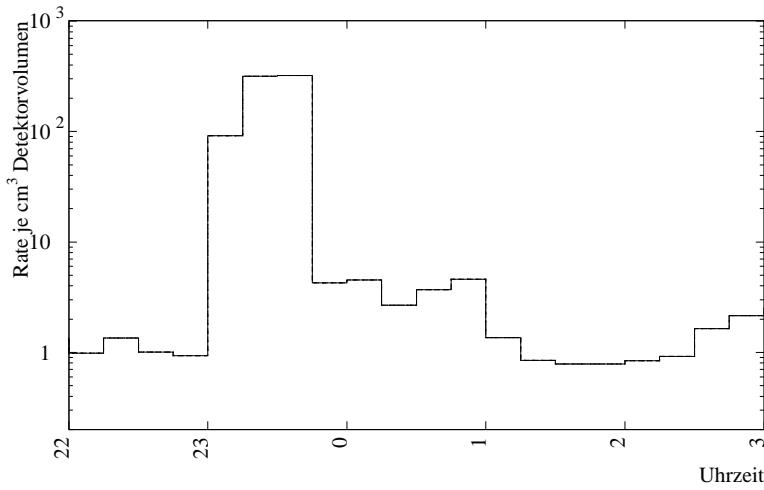


Abbildung 25: Zählraten von Detektor "B" (15-Minuten-Mittelwerte) während COSY-Strahldiagnose-Messungen in der Nacht vom 19. zum 20.6.95

### 3.2.3 Auswirkungen auf die EDDA-Innenschale

In der Nacht vom 19. - 20.6.95 wurde zu Zwecken der COSY-Strahldiagnose das EDDA-Target in Betrieb genommen. Die äußeren Bedingungen dieser Messung entsprachen dabei hinsichtlich Strahlstrom, Strahlprofil, Strahlenergie und verwendetem Target weitgehend einem normalen EDDA-Meßbetrieb. Als Target wurde ein  $\text{CH}_2$ -Fädchentarget von  $4 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$  Querschnitt verwendet. Im Rahmen der Strahldiagnose-Messungen dieser Nacht wurde der COSY-Strahl mehrmals horizontal ausgelenkt. Gegen 23:30 Uhr wurde dabei mit dem COSY-Strahl mehrfach der aus Aluminium gefertigte Target-Halter (aufgrund seiner stimm-gabelförmigen Gestalt im EDDA-Jargon "Target-Gabel" genannt) getroffen. Die daraus resultierenden Zählraten-Spitzenwerte sind nicht typisch für EDDA-Strahlzeiten. Abgesehen von diesen Zählraten-Spitzen wurden an Detektor  $B \leq 5$  Ereignisse je Sekunde und  $\text{cm}^3$  Detektorvolumen gemessen.

Hochgerechnet auf den gesamten Detektor entspricht dies unter der Voraussetzung, daß die Zählrate von minimalionisierenden Teilchen, z.B. Protonen von 1 - 2 GeV kinetischer Energie, verursacht wird, einer Belastung des Szintillatormaterials in der Größenordnung von  $10^{-4}$  Gy je Stunde.

Die außerhalb von EDDA-Strahlzeiten am EDDA-Strahlplatz TP 2 nachweisbaren Zählraten lagen (mit Ausnahme der COSY-13-Strahlzeit im Dezember 1995 und einiger kurzer Zählraten-Exkursionen) im Mittel in derselben Größenordnung (vgl. Abb. 25).

Insgesamt verursacht der Strahlungsuntergrund, der zwischen den EDDA-Strahlzeiten am Strahlplatz TP2 herrscht, aufgrund seiner höheren Einwirkdauer auf den Detektor eine um ca. eine Größenordnung höhere Strahlenbelastung des Szintillatormaterials als der eigentliche EDDA-Strahlzeitbetrieb. Die Gesamt-Strahlendosis, der die Szintillatorelemente des EDDA-Detektors ausgesetzt sind, liegt in der Größenordnung von 10 Gy/a. Die Strahlendosis, ab der eine erkennbare Abnahme der Lichthebung einsetzt, liegt bei Plastiksintillatoren in der Größenordnung von  $10^3$  Gy [KUR92]. Eine erhebliche Alterung des Szintillatormaterials durch mehrjährigen Betrieb der Innenschale des EDDA-Detektors an COSY TP2 ist daher nicht zu erwarten.

## 3.3 Montage und Test der Innenschale

Im folgenden Abschnitt wird der Vorgang des Aufbaus der Innenschale sowie der im Rahmen des Aufbaus durchgeführten Tests vorgestellt.

### 3.3.1 Montage der Innenschale

Die Montage der Innenschale erfolgte auf einer Hilfskonstruktion, die maßgleich zu allen für die Innenschale relevanten Befestigungspunkten und Begrenzungs-

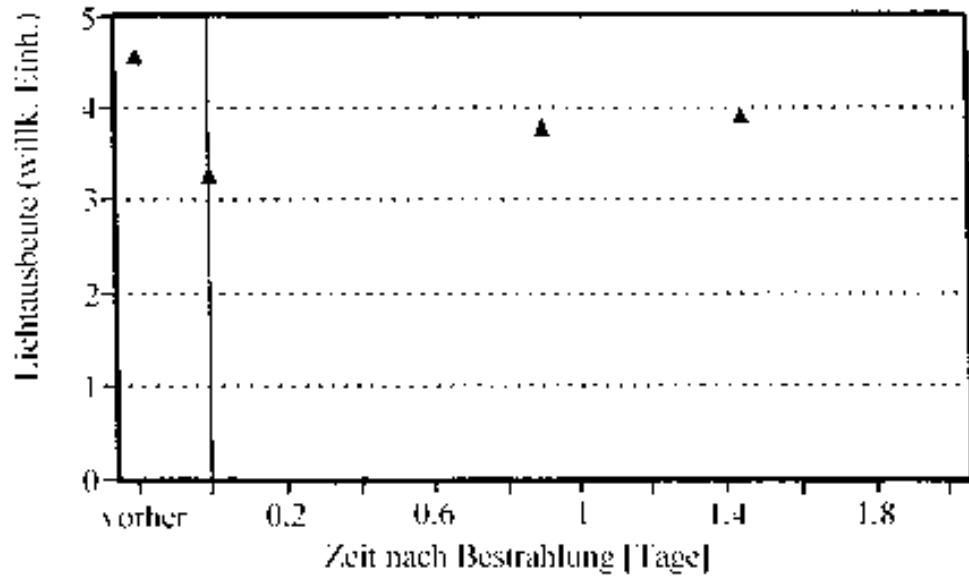


Abbildung 26: Alterung einer Faser Kuraray SCSF-81 durch ionisierende Strahlung (Strahlendosis: 945 Gy) aus [KUR92]. Linker Datenpunkt: Lichtausbeute vor Bestrahlung. Zweiter Datenpunkt von links: Lichtausbeute unmittelbar nach erfolgter Bestrahlung. Erster und zweiter Datenpunkt von rechts: Erholung der Faser nach erfolgter Bestrahlung.



Abbildung 27: Formgebung eines Faserbündels im Stutzenbereich (Blick in Strahlrichtung). Der weiße Kreis mit dem schwarzen Kreuz entspricht dem Querschnitt eines Targetstutzens (38 mm Durchmesser).

flächen<sup>24</sup> des EDDA-Detektors war. Zur Arbeitserleichterung war die Hilfskonstruktion um die z-Achse drehbar gelagert. Vorbereitend wurden zunächst sämtliche szintillierenden Fasern im Tauchbadverfahren mit EMA<sup>25</sup> beschichtet. Der Teil der Fasern, der später im Bereich um  $z=0$  ( $\Theta_{Lab} = 90^\circ$ ) zu liegen kam, wurde zur Vermeidung zusätzlicher Lichtverluste nicht beschichtet (vgl. Abb. 3.3.1 und 28) [ZIE93]. Danach wurden die Fasern in ihre endgültige Form gebracht. Diejenigen Fasern, die um die Vakuumdurchführungen im Bereich um  $z=0$  herumgeführt werden mußten, wurden an entsprechenden Stutzenmodellen durch thermoplastische Deformation modelliert [ENG93]. Die restlichen Fasern wurden im Bereich von  $z=0$  auf gleiche Weise gebogen (Biegeradius  $\approx 5$  mm; Biegewinkel  $\approx 20^\circ$ , vgl. Abb. 27). Die Fasern wurden anschließend auf ihre endgültige Länge zugeschnitten und mit Lichtleitern zur Ankopplung an das Monitorsystem der Innenschale (vgl. Kap. 3.4.2.1) versehen. Hierzu wurde in das Ende der szintillierenden Faser ein ca. 1 mm tiefes Loch (Durchmesser 0,7 mm) gebohrt und eine Lichtleiter-Faser (Durchmesser 0,5 mm) in dieses Loch eingeklebt (vgl. Abb. 29).

Nachdem das unterste CFK-Rohr auf der Hilfskonstruktion fixiert worden war, begann die Montage der Innenschale mit dem Verkleben der Fasern der ersten Lage. Zur provisorischen Befestigung der Fasern dienten zunächst einige Tropfen Cyanacrylat-Klebstoff<sup>26</sup>. Nach der Fertigstellung einer kompletten Lage wurde deren Funktionstüchtigkeit mittels einer um den Detektor azimutal verfahrbaren  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle [JES95] getestet. Hierzu wurden Pulshöhenspektren aller

<sup>24</sup>z.B. Strahlrohr, Vakuumdurchführungen für die Targets, Befestigungselemente für die Photomultiplier

<sup>25</sup>Bicron Reflective Coating BC-620

<sup>26</sup>Henkel Pattex Sekundenkleber

Kanäle aufgenommen. Bei unzureichender Photoelektronenzahl wurde, falls die Ursache nicht in der Ankopplung Faser-Photomultiplier oder einer unzureichen- den Quanteneffizienz des betreffenden Photomultiplierkanals lag, die betreffende Faser erneuert. Nach erfolgter Ausbesserung wurden die Fasern endgültig verklebt. Dazu wurde ein Zweikomponentenklebstoff<sup>27</sup> verwendet, der sich im Rahmen von Vorversuchen sowohl hinsichtlich seiner Verarbeitung als auch hinsichtlich seiner Auswirkung auf die Fasern als besonders günstig erwiesen hatte. Da durch die Verarbeitung der Fasern, insbesondere durch mechanischen Kontakt mit den Kanten der Nuten der CFK-Rohre, kleinere Verletzungen der EMA-Schicht nicht auszuschließen waren, wurde der Klebstoff mit Titandioxid<sup>28</sup> versetzt, um bei nicht erkennbaren Fehlstellen (z.B. an der Faserunterseite) einen ähnlichen Effekt wie durch EMA-Auftrag zu erreichen. Die Auftragsstärke des Klebstoffes wurde so gewählt, daß der Klebstoff die Faseroberfläche benetzt, die Zwischenräume zwischen den Fasern aber nicht vollständig auffüllt.

Nachdem der Klebstoff vollständig ausgehärtet war, wurde zur Reduzierung der Reibung die Klebstoffoberfläche mit Talkumpuder bestäubt. Anschließend wurde das Trägerrohr der nächsten Lage über die fertiggestellte Faserlage geschoben und paßgenau fixiert. Der Aufbau der zweiten, dritten und vierten Lage ging auf dieselbe Weise vonstatten. Um die vierte Lage vor mechanischen Beschädigungen und vor Lichteinfall zu schützen wurde wie folgt vorgegangen: Als erstes wurden drei Bänder aus 100  $\mu\text{m}$  dickem Kapton (Breite: ca. 30 mm) radial bei  $z = 5$  cm, 25 cm und 45 cm um die äußere Faserlage gespannt. Anschließend wurde die komplette Innenschale mit einer Lage einer 100  $\mu\text{m}$  dicken Kaptonfolie sowie zwei Lagen 40  $\mu\text{m}$  dicker Tedlarfolie umkleidet.

### 3.3.2 Vortests

Im Verlauf des Aufbaus der Innenschale des EDDA-Detektors wurden sämtliche szintillierende Fasern mehrfach thermischer, mechanischer und chemischer Belastung ausgesetzt. Da ein Austausch nicht oder eingeschränkt funktionstüchtiger szintillierender Fasern nach Fertigstellung des Detektors nicht mehr möglich ist, waren aufwendige Qualitätskontrollen notwendig<sup>29</sup>.

Der Vortest gliederte sich in drei Stufen:

- Die verwendeten szintillierenden Fasern vom Typ Kuraray SCSF-81 NC weisen im Vergleich zu Konkurrenzprodukten eine relativ geringe Streuung der Lichtausbeute auf. Dennoch unterschieden sich die Fasern hinsichtlich ihrer Lichtausbeute und Abschwächlängen im Rahmen von  $\pm 20\%$  voneinander. Deshalb wurden alle Fasern mit Hilfe mimimalionisierender Elektronen einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle vermessen und in verschiedene Qualitätsstufen eingeteilt.

---

<sup>27</sup>Ciba-Geigy XW 485-3 mit Härter XW 1115

<sup>28</sup>Dieses Farbpigment wird auch in Bicron BC-620 verwendet.

<sup>29</sup>Die Qualitätskontrolle verursachte den mit Abstand größten Teil des Zeitaufwandes während des Detektoraufbaus.

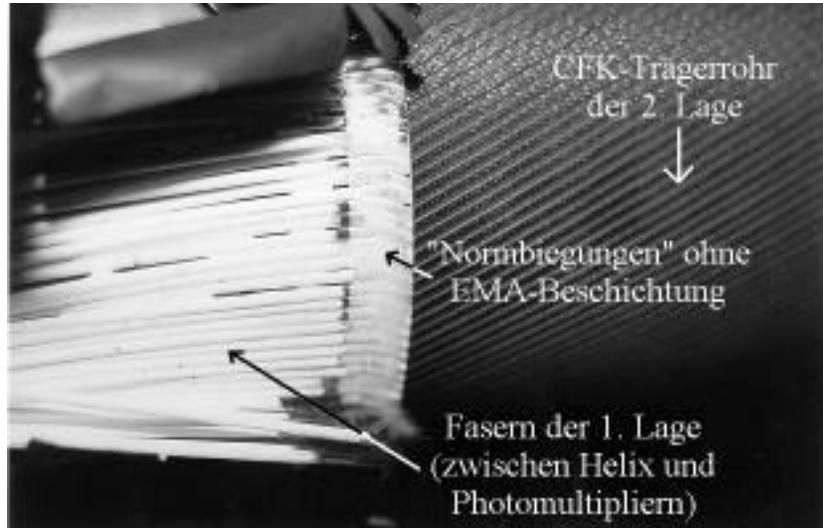


Abbildung 28: Bereich um  $z=0$  vor Verkleben der Fasern der zweiten Helixlage. Gut zu erkennen sind die Normbiegungen und der Wechsel im Wicklungssinn von erster und zweiter Helixlage.

Da die Lichtverluste erheblich von der Biegung der Fasern in der Nähe der Targetstutzen (d.h. bei  $z \approx 0$ ) abhängt<sup>30</sup>, wurden dort, wo höhere Verluste zu erwarten waren, bessere Fasern eingesetzt als in Detektorbereichen mit niedrigeren Verlusten. Durch diese Vorauswahl ließ sich die Lichtausbeute des Detektors homogener gestalten.

- Nachdem die Fasern entsprechend den individuellen Erfordernissen thermoplastisch gebogen [ENG93] und mit EMA beschichtet waren, wurde dieser Test wiederholt<sup>31</sup>.
- Nachdem jeweils eine komplette Faserlage fertiggestellt war, wurden alle Fasern nochmals mit Hilfe der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle überprüft[JES95]. Dabei wurden Pulshöhenspektren aller Detektorkanäle aufgenommen. Im Rahmen dieser Überprüfung wurde in einigen Fällen auch die Zuordnung zwischen Fasern und Photomultiplierkanälen optimiert<sup>32</sup>.
- Um eventuelle Beschädigungen der Innenschale durch den Transport zum Forschungszentrum Jülich feststellen und vor dem Einbau der Innenschale

---

<sup>30</sup>“Stutzenfasern” haben im Bereich der Biegung deutlich höhere Lichtverluste als “Normbo genfasern”.

<sup>31</sup>Aufgrund der gewonnenen Erfahrung konnte im Laufe des Detektoraufbaus dieser Test teilweise durch eine Sichtprüfung ersetzt werden.

<sup>32</sup>Ziel war, Röhrenkanäle mit niedrigerer Quanteneffizienz mit Fasern höherer Lichtausbeute und umgekehrt zu verbinden, um eine möglichst homogene Effizienz des Detektors zu erreichen.

beheben zu können, wurde die Transmission aller Fasern mit Hilfe des LED-Monitoring-Systems (vgl. Kap. 3.4.2) vor und nach dem Transport überprüft. Dabei konnten keine signifikanten Abweichungen festgestellt werden.

## 3.4 Funktionsüberwachung der Innenschale

Zur effizienten Nutzung der zur Verfügung stehenden Strahlzeit ist es notwendig, die Funktionstüchtigkeit der Innenschale permanent zu überwachen. So können eventuelle Funktionsstörungen frühzeitig erkannt und nach Möglichkeit umgehend beseitigt werden.

### 3.4.1 Funktionsüberwachung mittels Online-Auswertung

Die Online-Datenauswertung mit YODA<sup>33</sup> [SCH95] erlaubt es, während der Experimentdurchführung mittels spezieller Auswerteroutinen<sup>34</sup> Auffälligkeiten (z.B. Ausfälle oder Aufrauschen einzelner Kanäle) in den Innenschalen-Rohdaten bzw. signifikante Diskrepanzen zwischen den Daten von Innen- und Außenschale frühzeitig zu erkennen. Diese Form der Funktionskontrolle ist allerdings nur während der EDDA-Meßphasen einsetzbar. Außerhalb von EDDA-Strahlzeiten oder während eventueller Reparaturarbeiten bedarf es einer anderen Überwachungstechnik.

### 3.4.2 Funktionsüberwachung mittels LED-Monitoring-System

Analog zum Lasermonitoring-System der Außenschale wurde auch für die EDDA-Innenschale ein Monitoring-System entwickelt (vgl. [ZIE93, SCH96, SCH97]). Bei dessen Konzeption mußten allerdings einige spezifische Anforderungen und Eigenschaften der Innenschale berücksichtigt werden.

Ziel des Monitoring-Systems ist -ergänzend zur Zielsetzung des Außenschalen-Monitoring-Systems-, neben der Funktionskontrolle von Photomultipliern und Front-End-Elektronik auch die Messung der Transmission der Detektorelemente (vgl. Kap. 3.3.2, S. 39) und die Kontrolle der Ankopplung der Detektorelemente an die Photomultiplier. Der Aufbau der Front-End-Elektronik erlaubt nur diskriminierte Signale der Innenschale zu beobachten. Für eine permanente Überwachung der Verstärkungsfaktoren<sup>35</sup> von Photomultipliern und Vorverstärkern wäre die Aufnahme von Pulshöhenspektren notwendig, die mit der zur Verfügung stehenden Front-End-Elektronik und Datenaufnahme nicht realisierbar ist. Dies reduziert die Anforderungen an die Präzision der in die Innenschale eingespeisten Lichtpuls-Amplituden. Daher ist ein strukturell einfaches LED-Monitoring-System für die Überwachung der Innenschale ausreichend.

---

<sup>33</sup>YODA=Yet another Online Data Aquisition

<sup>34</sup>Auswerteroutinen, die eine grafische [ENG98] bzw. akustische Fehleranzeige automatisch vornehmen, sind bereits erprobt.

<sup>35</sup>analog zur Gainüberwachung der Außenschale

**3.4.2.1 Erzeugung und Einkopplung der Lichtpulse** Zur Erzeugung der Lichtpulse werden handelsübliche Leuchtdioden<sup>36</sup> (LED) verwendet, die über spezielle Pulser (vgl. [ZIE93, SCH96]) angesteuert werden. Jeweils 16 Kanäle der Innenschale werden dabei von einem Pulserkanal angesteuert. Die Verteilung der 640 Innenschalenkanäle auf die insgesamt 40 Pulserkanäle wurde dabei so gewählt, daß zum einen vermieden wird, daß benachbarte Kanäle<sup>37</sup> auf den gleichen Pulserkanal zusammengelegt werden<sup>38</sup>, zum anderen sollte (soweit als möglich) ein analytisch einfach zu formulierendes Zuordnungs-Schema zur Anwendung kommen. Als praktikabelster Weg erwies sich dabei, jeweils vier Detektorkanäle aus jeder Lage auf eine LED zu führen. Dabei wurde jeweils ein Abstand von vier Fasern zwischen den vier auf dieselbe LED geführten Fasern der jeweiligen Lage gelassen.<sup>39</sup> Die Abschnitte der vier Lagen, die auf eine Leuchtdiode geführt werden, konnten nicht frei gewählt werden. Das begrenzte Raumangebot machte es vielmehr erforderlich, Helixabschnitte zu wählen, die möglichst nahe am jeweiligen Lichtübergabepunkt endeten.

Die Einspeisung der Lichtpulse der Monitor-Leuchtdioden erfolgt über Kunststoff-Lichtleiter (vgl. Abb. 29 und 32).<sup>40</sup> Der Platzbedarf der Leuchtdioden, die samt Anschluß- und Clipkabeln in einem HF-dichten Gehäuse untergebracht werden müssen, ist so groß, daß das LED-Gehäuse nicht direkt an der Innenschale angebracht werden kann<sup>41</sup>. Stattdessen sind die Lichtleitfasern indirekt an die Leuchtdioden angekoppelt (vgl. Abb 29); als Verbindung zwischen den 0,5 mm dicken Lichtleitern und den Leuchtdioden dienen EMA-beschichtete Lichtleiter vom Typ Bicron BCF-98, runder Querschnitt, 4 mm Ø.

Um eine einfache Montage und eventuelle Wartung des LED-Monitorsystems zu ermöglichen, sind die mit dem Detektor verbundenen Komponenten modular aufgebaut. Die 0,5 mm dicken Lichtleiter sind (zu 40 Bündeln je 16 Fasern zusammengefasst) in einem gemeinsamen Halterung befestigt. Dieser Halterung ist fest mit dem unteren CFK-Rohr der EDDA-Innenschale verbunden. Damit ist ein aus zwei Halbringen zusammengesetzter Adapterring verschraubt. Dieser Adapterring, der die 4 mm dicken Lichtleiter trägt, stellt die Verbindung zwischen den Leuchtdioden und den Lichtleitern her. Die Leuchtdioden sind ihrerseits in einem

<sup>36</sup>Zur Anwendung kommen grüne Leuchtdioden mit farblosem Kunststoffgehäuse Typ GL 5 GN (5 mm Ø,  $\lambda \approx 550$  nm)

<sup>37</sup>Benachbart bedeutet in diesem Fall **nicht** logisch benachbart. Als benachbart werden hier Kanäle bezeichnet, die entweder in derselben Lage nebeneinander verlegt sind oder durch nebeneinanderliegende Photomultiplierkanäle ausgelesen werden.

<sup>38</sup>Dies ermöglicht mit Hilfe des Monitorsystems eventuelles Übersprechen zwischen benachbarten Kanälen zu untersuchen.

<sup>39</sup>Insbesondere in der ersten und zweiten Lage mußte in etlichen Fällen von diesem Schema abgewichen werden.

<sup>40</sup>Verwendet werden handelsübliche Pplystyrol-Lichtleitfasern mit PMMA-Cladding, runder Querschnitt, 0,5 mm Ø, ohne EMA.

<sup>41</sup>Ansonsten würde der Raumwinkelbereich der Außenschale im Bereich für Streuwinkel unterhalb  $\theta_{LAB} = 12^\circ$  beschnitten.

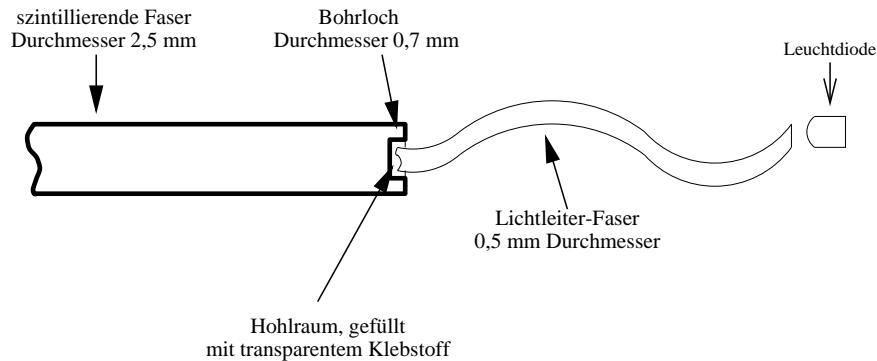


Abbildung 29: Schematischer Aufbau der Monitor-Lichteinspeisung

Aluminiumring befestigt, der auch die Clip- und Anschlußkabel der Leuchtdioden trägt (vgl. Abb. 30).

**3.4.2.2 Ansteuerung des LED-Monitorsystems** Zur Ansteuerung des LED-Pulsers müssen zuerst die "Treffermuster" ausgewählt und anschließend die Lichtpulse synchron zum EDDA-Meßzyklus ausgelöst werden.

Die Auswahl des "Treffermusters" (= der Pulserkanäle, die ausgelöst werden sollen) erfolgt rechnergesteuert. Die Receiver-Module verfügen über 16 programmierbare Ausgänge (je Receiver-Modul werden für den LED-Monitor zwei Ausgänge genutzt), die über CAMAC-Befehle aktiviert werden können.

Das Auslösen des Lichtpulses erfolgt nach dem Laden des "Treffermusters" durch einen NIM-Puls, der an den Triggereingang des PCOS-Crate-Controllers angelegt wird. Dieser Puls wird mit Hilfe des Timing-Moduls<sup>42</sup> der EDDA-Datenaufnahme erzeugt. Dieses Modul erlaubt es, Ausgangspulse in einem vorab rechnergesteuert wählbaren zeitlichen Abstand zum Eingangspuls (hier: von CO-SY generiertes EDDA-in-Signal) abzugeben. So kann der Zeitpunkt, zu dem das Monitorsystem Pulse abgibt, relativ zum EDDA-Meßzyklus synchronisiert werden.

Die ECL-Pulse, die daraufhin vom PCOS Receiver-Modul abgegeben werden, müssen anschließend mit einem ECL-NIM-Konverter<sup>43</sup> zu NIM-Signalen konvertiert werden. In einem speziellen Verstärker [ZIE93, SCH95] werden daraus die zur Ansteuerung der LED notwendigen Pulse erzeugt. Die Pulse haben eine Amplitude von ca. 60 V; die Pulsbreite beträgt ca. 3 ns (FWHM). Dieses Konzept erlaubt, unter Verwendung handelsüblicher Leuchtdioden Lichtpulse zu erzeugen, die in Intensität und Zeitverhalten denen von Szintillatorlichtpulsen entsprechen.

<sup>42</sup>Jorway Timing and Sequence Module 221

<sup>43</sup>LeCroy 4616

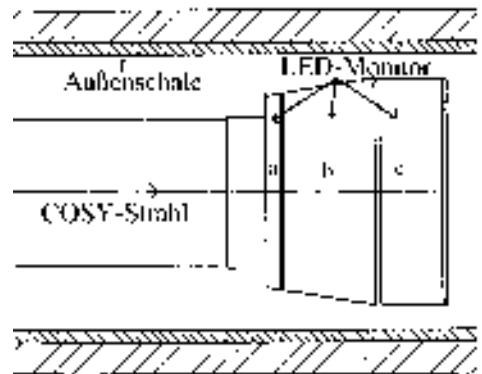


Abbildung 30: Schematischer Aufbau des LED-Monitor-Gehäuses. a: Halterung zur Befestigung des LED-Monitors am untersten Trägerrohr der Innenschale sowie zur Halterung der 0,5 mm - Lichtleiter in 4 Bündeln je 16 Fasern. b: Übergangsstück zur optischen Verbindung der Lichtleiterbündel in Ring (a) mit den Leuchtdioden in Ring (c). Hierzu werden 40 Lichtleiter vom Typ Bicron BCF-98 von 4mm Durchmesser verwendet. c: Gehäuse der Leuchtdioden.

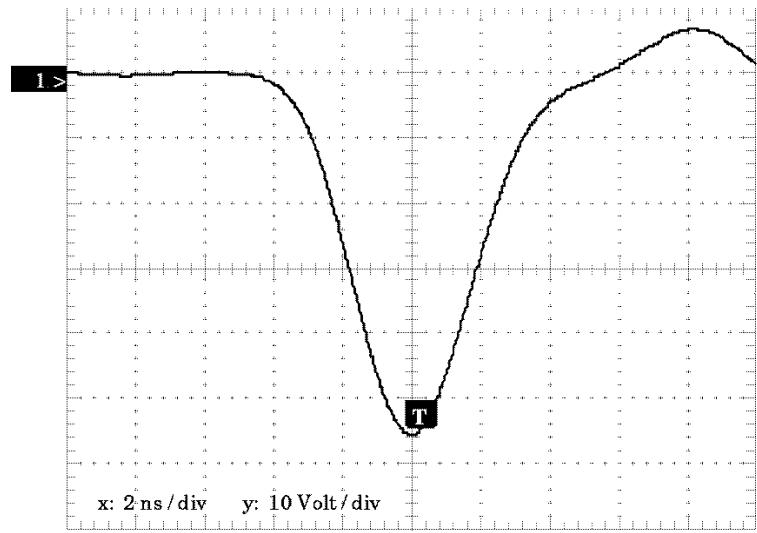


Abbildung 31: Pulsform des Ansteuersignals einer Leuchtdiode des LED-Monitors

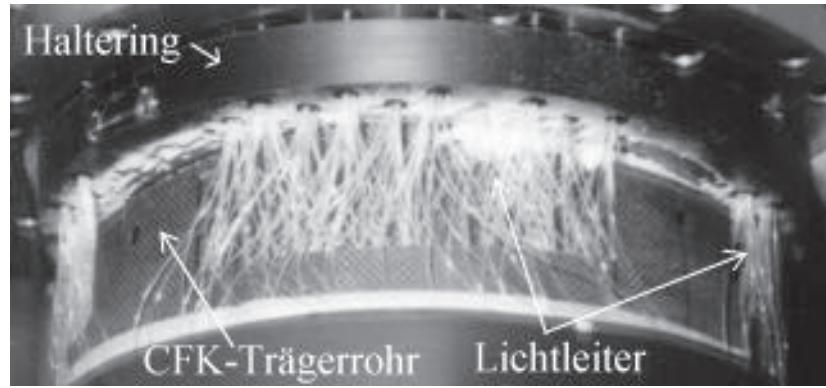


Abbildung 32: Lichtleiter des LED-Monitorsystems

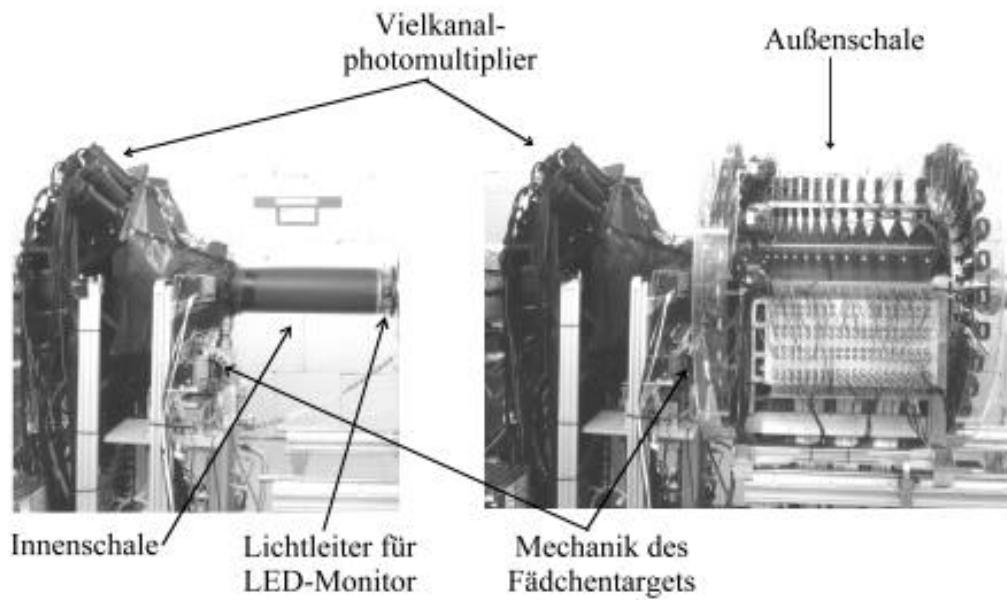


Abbildung 33: Die Innenschale des EDDA-Detektors ohne (links) und mit (rechts) Außenschale

Im Sommer 1996 wurde die Innenschale in den EDDA-Detektoraufbau integriert. Im folgenden Kapitel werden die ersten Daten, die mit der Innenschale aufgenommen wurden, vorgestellt.



## 4 Messung von Anregungsfunktionen der elastischen pp-Streuung mit der EDDA-Innenschale

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse der ersten Strahlzeiten mit der Innenschale des EDDA-Detektors im Dezember 1996 sowie Mai/Juni 1997 und November 1997 vorgestellt und Vorschläge für den weiteren Ausbau des EDDA-Detektors gemacht.

### 4.1 Korrelation zwischen den Daten der Innen- und Außenschale des EDDA-Detektors

Zur Überprüfung der Funktionstüchtigkeit der Innenschale des EDDA-Detektors und zum Auffinden systematischer Fehler und Ineffizienzen wurde zunächst die Korrelation zwischen den von Innen- und Außenschale rekonstruierten Azimutal- und Polarwinkeln betrachtet, bevor die Daten zur Bestimmung von Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes herangezogen wurden.

Dabei wurden zwei Fragestellungen untersucht:

- Inwieweit lassen sich die Ereignisse, die von der Außenschale nachgewiesen werden, auch mit der Innenschale nachweisen?

Eine Analyse unter diesem Aspekt erlaubt eine Untersuchung der Effizienz der Innenschale relativ zur Außenschale. Außerdem lässt sich klären, inwieweit Effizienz und Genauigkeit des EDDA-Detektors in bestimmten Polar- und Azimutalwinkelbereichen durch die Daten der Innenschale erhöht werden können.

- Gibt es erkennbare Abweichungen zwischen den von der Außen- und Innenschale nachgewiesenen Streuwinkeln?

Dies erlaubt neben dem Auffinden von Ineffizienzen, Justierfehlern und Asymmetrien des Detektors die Optimierung der (Streuwinkel-) Rekonstruktionsalgorithmen und einen Rückschluß auf eine eventuelle Verschlechterung der Winkelauflösung der Außenschale durch Kleinwinkelstreuung an der Innenschale.

#### 4.1.1 Das Verfahren der Datenauswertung

Wie bereits im vorhergehenden Kapitel erwähnt, erfolgt die Datenauswertung mit dem Datenanalyseprogramm YODA [SCH95, DIE98]. Die Erweiterung von YODA zur Auswertung der Daten der EDDA-Innenschale findet in zwei Schritten statt. Das Konzept dieser Auswertung sieht zwei Formen von Auswerteroutinen vor:

- Kompilierter Code (“Hard-Callbacks”), der mit hoher Geschwindigkeit Routineaufgaben (z.B. Bestimmung von Azimutal- und Polarwinkeln aus den Photomultipliersignalen der Außenschale) erledigt. Jede Änderung an den Auswerte-Prozeduren macht die Neuübersetzung des Programms erforderlich. Eine Neuübersetzung birgt -abgesehen vom nicht unerheblichen Zeitaufwand- das Problem in sich, daß anschließend alle Nutzer -egal ob die Änderung für sie wünschenswert ist oder nicht- von der Änderung betroffen sind. Deshalb sind Hard-Callbacks nicht für Aufgaben sinnvoll, die noch in der Entwicklung begriffen sind und deshalb häufigen Änderungen unterliegen.
- Interpretierter Code (“HOC-Sprache” [SCH95]), mit dem jeder Nutzer eigene Routinen entwerfen kann, ohne das Programm YODA verändern zu müssen. Der Vorteil des interpretierten Codes liegt in der hohen Flexibilität. Änderungen können schnell, ohne zeitraubende Übersetzung und Installation implementiert werden. Allerdings muß man den Nachteil einer deutlich niedrigeren Geschwindigkeit sowie mangelnde Möglichkeiten der Koppelung von kompiliertem und interpretiertem Code (z.B. kinematischer Fit von Ereignissen, die in mindestens einer Detektorschale eine mehrdeutige Signatur aufweisen auf Basis der Daten der Außen- **und** Innenschale) in Kauf nehmen.

Um erste Betriebserfahrungen zu gewinnen, wurden deshalb im Rahmen von [THO96] und der vorliegenden Arbeit Auswerteroutinen in Form von interpretiertem Code erarbeitet. Die während der Inbetriebnahme der Innenschale gewonnenen Erfahrungen konnten somit kurzfristig in die Datenauswertung einfließen, so daß eine zügige Diagnose der Funktion der Innenschale sowie die Entwicklung von Algorithmen zur Streuwinkel- und Vertexrekonstruktion möglich waren. Die Datenauswertung, die im weiteren Verlauf dieser Arbeit vorgestellt wird, ist mit dieser vorläufigen Version der Datenauswertung auf der Basis interpretierten Codes durchgeführt worden.

Auswerteroutinen auf der Basis kompilierten Codes befinden sich zur Zeit in Entwicklung [BIS98, LIN98] und werden im Laufe der nächsten Monate zur Verfügung stehen.

#### 4.1.2 Rekonstruktion von p–p Streuereignissen mit der Innenschale des EDDA-Detektors

In der EDDA-Strahlzeit vom Dezember 1996 bestand erstmals die Möglichkeit, die Innenschale des EDDA-Detektors in Betrieb zu nehmen. Während einer gesamten Meßdauer von ca. 40 Stunden konnte im Energiebereich von 250 MeV – 2500 MeV (entsprechend einem Strahlimpuls von 728 MeV/c – 3333 MeV/c) gemessen werden. Im folgenden werden die mit der Innenschale gewonnenen Daten mit denen der Außenschale verglichen. Dabei wird zunächst untersucht, inwieweit

die mit der Innenschale gemessenen Polar- und Azimutalwinkel der Durchstoßpunkte die mit der Außenschale gemessenen Winkel reproduzieren.

Wie bereits in Abschnitt 3.1.5 dargestellt, liefert die Front-End-Elektronik der Innenschale für jedes Ereignis eine Liste der logischen Adressen derjenigen Innenschalen-Kanäle, die am Nachweis des jeweiligen Streuereignisses beteiligt sind. Die Berechnung der Azimutal- und Polarwinkel der Durchstoßpunkte aus den logischen Adressen der Innenschalen-Kanäle erfolgt nach den Formeln (20) – (24). Die für diesen Vergleich verwendeten Daten wurden mit einem CH<sub>2</sub>-Fädchen-target von 4 μm × 5 μm Querschnitt bzw. einem Kohlenstoff-Fädchentarget von 5 μm Durchmesser gemessen. Die Ausdehnung des Wechselwirkungsbereiches in y- und z-Richtung ist daher vernachlässigbar klein. Seine Ausdehnung in x-Richtung sowie sein geringfügiger Versatz gegen den Ursprung des Detektor-Koordinatensystems war im Rahmen dieser ersten Kontrollmessungen unerheblich, so daß keine Korrektur erfolgte. Während der EDDA-Strahlzeit im Dezember 1996 war die Innenschale in z-Richtung gegenüber ihrer Sollposition verschoben<sup>1</sup>. Zur Bestimmung der Abweichung wurden die z-Koordinaten der Durchstoßpunkte der gestreuten Protonen unabhängig voneinander mit der Innen- und Außenschale bestimmt. Mit Hilfe der Außenschale wurde unter Kenntnis der mittleren Radien von Innen- und Außenschale eine Vorhersage über den Durchtrittspunkt der gestreuten Teilchen durch die Innenschale gemacht. Der Vergleich dieser Vorhersage mit den durch die Innenschale bestimmten z-Koordinaten der Durchtrittspunkte ergibt einen Unterschied von (4,5 ± 0,5) mm. Die im folgenden vorgestellten Daten enthalten eine Korrektur um diesen Wert. Eine direkte Messung des Versatzes zwischen Innen- und Außenschale am Detektor ist wegen mangelnder Zugänglichkeit nur ungenau möglich; der am Detektor gemessene Wert von (4 ± 1) mm stimmt gut mit dem aus den Daten gewonnenen Wert überein. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß der z-Versatz nicht zu einer Beeinträchtigung der Polarwinkelrekonstruktion zu Rückwärtswinkeln hin führt, jedoch zu einer Erweiterung des Polarwinkelbereiches zu Vorwärtswinkeln hin geführt hat (vgl. Kap. 4.3, S. 54).

Trägt man nun für jedes nachgewiesene Ereignis den mittels der Innenschale bestimmten Polar- und Azimutalwinkel gegen den entsprechenden, mit der Außenschale bestimmten Wert auf (vgl. Abb. 34), zeigt sich, daß die rekonstruierten Winkel innerhalb der durch Simulationen bestimmten Winkelauflösung von  $\Delta\varphi \approx 1^\circ$  bzw.  $\Delta\theta \approx 1^\circ$  gut übereinstimmen.

Bei den in Abb. 34 aufgetragenen Ereignissen handelt es sich um Rohdaten, die neben der Triggerbedingung des EDDA-Detektors (vgl. S. 5) keine weitere Bedingung erfüllen müssen. Insbesondere werden weder Untergrundreaktionen am Kohlenstoff-Anteil des Fädchentargets noch Ereignisse mehrdeutiger Signatur verworfen, bei denen die Rekonstruktionsalgorithmen von Innen- und Außenschale

---

<sup>1</sup>Vermutlich führte ein unterhalb der Innenschale verlaufendes Kabel, das aus seiner Führungsnut gesprungen war, zu dieser Fehlpositionierung

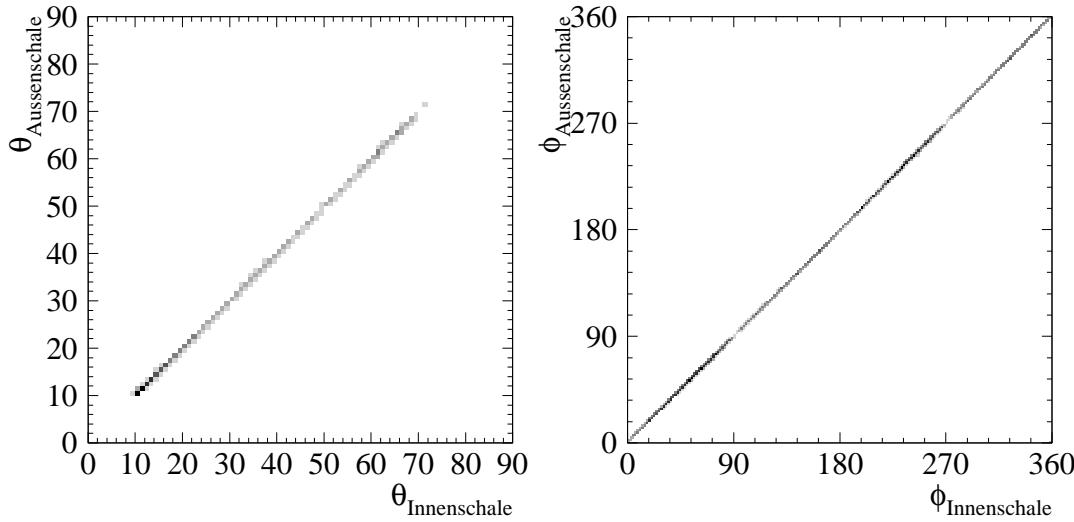


Abbildung 34: Rekonstruktion von Polarwinkel (links) und Azimutalwinkel (rechts) durch die Innenschale im Strahlimpuls-Bereich von 728 MeV/c – 3333 MeV/c. Die Lücken in den Azimutalwinkelbereichen um  $\varphi=90^\circ$  und  $\varphi=270^\circ$  werden durch eine reduzierte Triggereffizienz der Außenschale bei diesen Winkeln (Auslese der Halbringe) hervorgerufen.

le zu unterschiedlichen Ergebnissen kommen können. Für extreme Vorwärtswinkel ( $\Theta_{LAB} \approx 10^\circ \dots 12^\circ$ ) der Innenschale ist eine geringe Zahl derartiger Mehrdeutigkeiten in der Rekonstruktion zu erkennen.

#### 4.1.3 Abhängigkeit der Nachweiseffizienz von der Energie

Die Energiedeposition der nachzuweisenden Protonen in den Szintillatoren der Innenschale des EDDA-Detektors hängt neben der durchflogenen Wegstrecke auch von der Energie der Protonen ab. Die Innenschale des EDDA-Detektors ist so konzipiert, daß auch minimalionisierende Protonen einen Energieverlust in den Fasern erleiden, der ausreicht, um mit hoher Effizienz nachgewiesen werden zu können. Bei sinnvoll gewählten Diskriminatorschwellen besitzt die Innenschale daher eine von der Lage der Durchstoßungspunkte der nachzuweisenden Protonen und der Strahlenergie weitgehend unabhängige Nachweiseffizienz. Daher wurde zunächst untersucht, inwieweit die Nachweiseffizienz der Innenschale von der Energie des COSY-Strahls sowie vom Durchstoßpunkt (d.h. von  $\theta_{lab}$  und  $\varphi$ ) abhängt. Als Nachweiseffizienz  $\eta$  wird dabei im folgenden das Verhältnis

$$\eta = \frac{N_i}{N_a} \quad (25)$$

betrachtet, wobei  $N_a$  die Anzahl der durch die Außenschale nachgewiesenen p–p-Streuereignisse,  $N_i$  die Anzahl der zusätzlich auch durch die Innenschale nach-

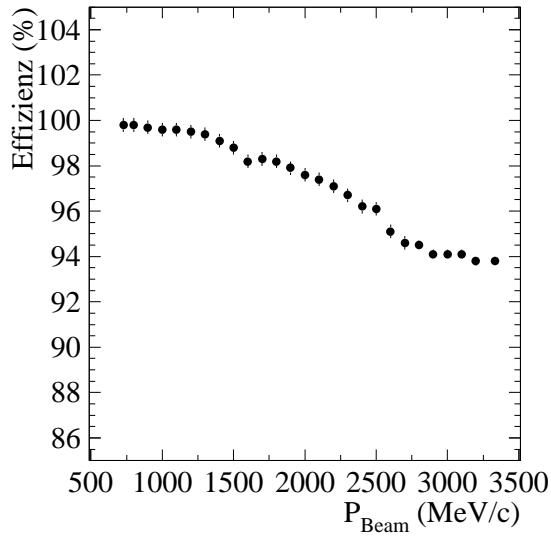


Abbildung 35: Strahlimpuls-Abhängigkeit der Nachweiseffizienz  $\eta$  der Innenschale relativ zur Außenschale im Polarwinkelbereich von  $\theta_{lab} = 10^\circ$  bis  $70^\circ$ .

gewiesenen Ereignisse ist. Abbildung 35 zeigt die Nachweiseffizienz  $\eta$  der Innenschale in Abhängigkeit vom Strahlimpuls. Die mittlere Nachweiseffizienz der Innenschale liegt bei 97,2% und weist einen energieabhängigen Gang von 99,9 % nach 93,8 % auf. Der Abfall der Nachweiseffizienz zu höheren Energien hin besitzt eine Winkelabhängigkeit; diese Winkelabhängigkeit wird in Abschnitt 4.1.5 näher betrachtet.

#### 4.1.4 Abhängigkeit der Nachweiseffizienz vom Azimutalwinkel

Da die Innenschale des EDDA-Detektors durch die Außenschale des EDDA-Detektors getriggert (vgl. Kap. 1.2 und [LAH92, WIE94]) wird, können eventuelle Inhomogenitäten der Nachweiseffizienz der Außenschale Rückwirkungen auf die Meßergebnisse der Innenschale haben. Bereiche der Außenschale mit verminderter Winkelauflösung, jedoch uneingeschränkter Nachweiseffizienz sollten sich hingegen nicht auf die Meßergebnisse mit der Innenschale auswirken. Im folgenden werden deshalb die Auswirkungen eventueller Auenschalen-Inhomogenitäten auf die Innenschale untersucht.

Die Szintillator-Halbringe der Außenschale werden über angeklebte Lichtleiter ausgelesen. Daher ist die Nachweiseffizienz der Außenschale im Bereich dieser Lichtleiter (in den Azimutalwinkelbereichen um  $\varphi=90^\circ$  und  $\varphi=270^\circ$ ) deutlich reduziert (vgl. Abb. 34). Durch Inhomogenitäten der Lichtleitung im Bereich der Halbring-Stirnflächen sowie in der Nähe der Lichtleiter-Klebungen ist darüber hinaus die Azimutalwinkelauflosung der Außenschale im Winkelbereich

von  $77^\circ \leq \varphi \leq 107^\circ$  sowie  $257^\circ \leq \varphi \leq 287^\circ$  eingeschränkt [DIE98, ROH97a]. Deshalb waren die Meßdaten aus diesen Winkelbereichen vor Einbau der Innenschale nicht für präzise Analysen verwendbar<sup>2</sup>.

Abgesehen von Ereignissen aus einem engen Azimutalwinkelbereich um  $\varphi=90^\circ$  und  $\varphi=270^\circ$  erfüllt die Außenschale ihre Trigger-Funktion jedoch mit hoher Effizienz. Die bisher vorliegenden, vorläufigen Daten zeigen, daß mit Hilfe der Innenschale die Azimutalwinkelauflösung für Ereignisse aus den Winkelbereichen  $77^\circ \leq \varphi \leq 107^\circ$  sowie  $257^\circ \leq \varphi \leq 287^\circ$  erhöht werden kann. Auf diese Weise kann durch die Innenschale der uneingeschränkt nutzbare Azimutalwinkelbereich von 83% auf 95% erhöht werden.

#### 4.1.5 Abhängigkeit der Nachweiseffizienz vom Polarwinkel

Wie bereits erwähnt, wurde bei der Konstruktion der Innenschale Wert darauf gelegt, daß sich die Effekte von Abschwächlänge der szintillierenden Fasern und Variation der durchflogenen Wegstrecke in den Fasern weitgehend kompensieren, damit eine vom Polarwinkel weitgehend unabhängige Nachweiseffizienz gewährleistet ist. Um dies zu überprüfen, wurde die Abhängigkeit der Nachweiseffizienz  $\eta$  der Innenschale vom Polarwinkel  $\Theta_{Lab}$  betrachtet.

Der Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte von Innen- und Außenschale im Strahlimpulsbereich von 728 MeV/c bis 3333 MeV/c (siehe Abb. 36) zeigt, daß bei hohen Energien im Bereich mittlerer Polarwinkel eine energieabhängige Differenz zwischen den gemessenen Wirkungsquerschnitten existiert. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist nicht im Ansprechverhalten des Detektors, sondern im Verfahren der Datenauswertung zu suchen, das im folgenden diskutiert wird.

## 4.2 Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen des spin-gemittelten Wirkungsquerschnittes der elastischen Proton-Proton-Streuung

Im weiteren Verlauf der getrennten Auswertung der Daten von Innen- und Außenschale des EDDA-Detektors wurden Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen des spingemittelten differentiellen Wirkungsquerschnittes gewonnen. Die Abbildungen 36 und 37 zeigen die Abhängigkeit der nachgewiesenen Zählraten bzw. des gemessenen Wirkungsquerschnittes von Strahlimpuls und Streuwinkel im Labor- bzw. CM-System für Innen- und Außenschale des EDDA-Detektors. Es ist zu erkennen, daß die Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen von Innen- und Außenschale eine weitgehende Übereinstimmung aufweisen. Abbil-

---

<sup>2</sup>Diese Einschränkung des Azimutalwinkelbereiches bedeutet für Messungen des spingemittelten, unpolarisierten Wirkungsquerschnittes eine geringfügige Reduzierung der nutzbaren Ereignisrate, nicht jedoch der Meßgenauigkeit.

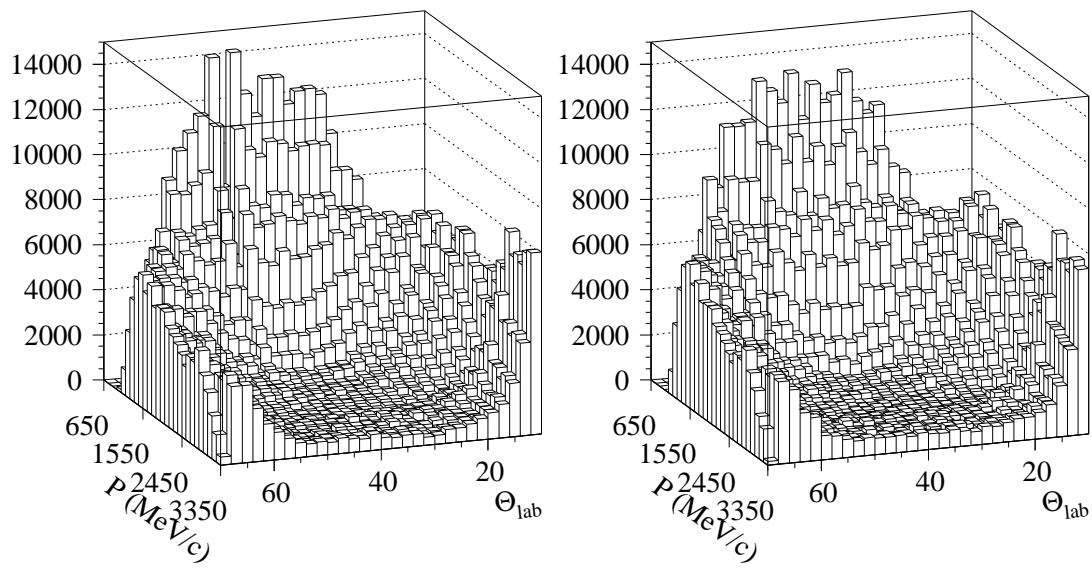


Abbildung 36: Winkelverteilungen / Anregungsfunktionen im Laborsystem für Außenschale (links) und Innenschale (rechts)

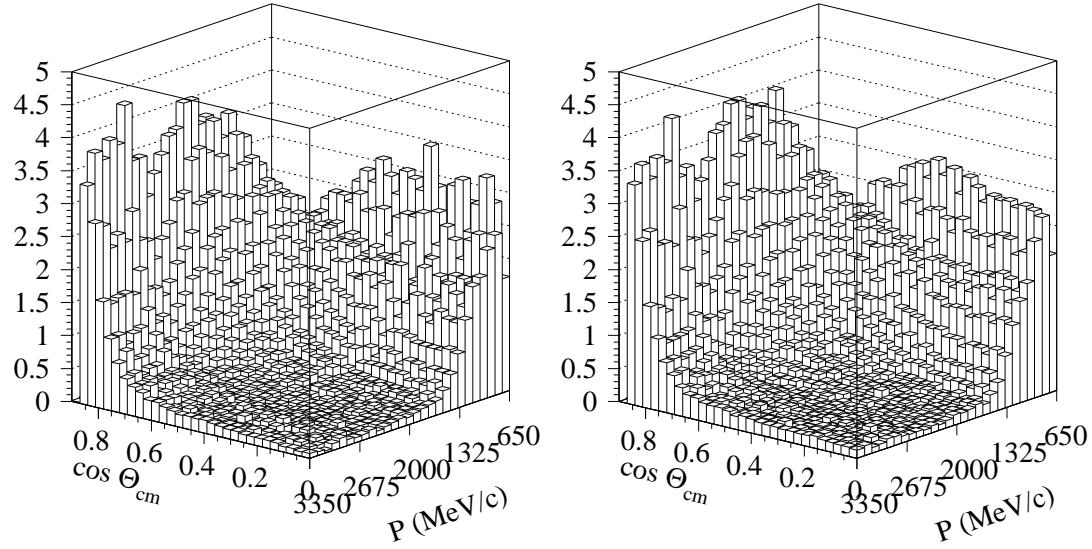


Abbildung 37: Winkelverteilungen / Anregungsfunktionen im CM-System für Außenschale (links) und Innenschale (rechts)

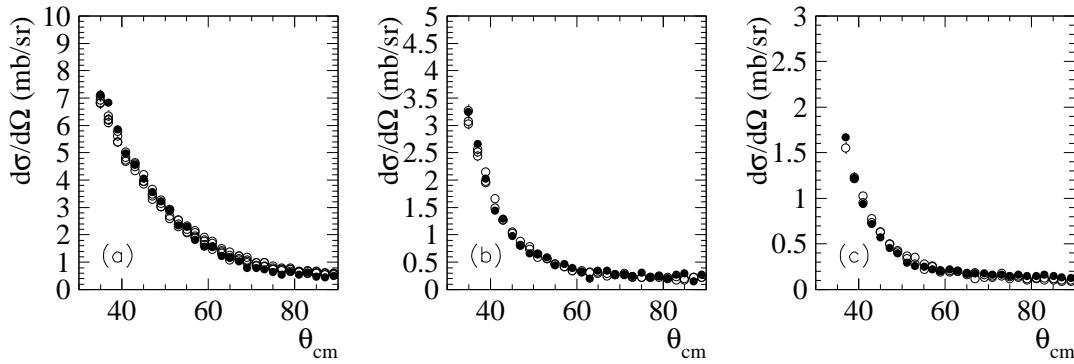


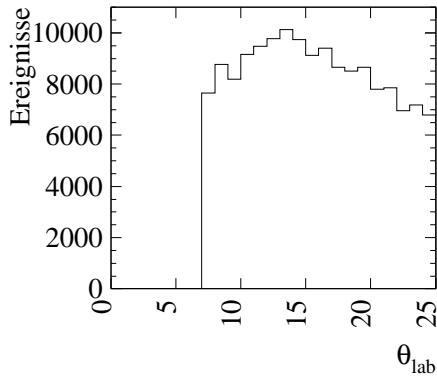
Abbildung 38: Winkelverteilungen im CM-System für die Innenschale (geschlossene Symbole) im Vergleich zu den veröffentlichten EDDA-Daten [ALB97] für folgende Energieintervalle: (a): 950 - 1050 MeV, (b): 1950 - 2050 MeV, (c): 2450 - 2520 MeV (Außenschale: 2425 - 2475 MeV)

dung 38 zeigt die aus der Innenschale gewonnenen Winkelverteilungen für drei Strahlenergien im Vergleich zu den bisher veröffentlichten EDDA-Daten [ALB97] (vgl. auch Abb. 7 und Abb. 14). Auch hier zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der mit der Innenschale gemessenen Daten mit den veröffentlichten Daten der EDDA-Außenschale bzw. dem bisherigen Weltdatensatz.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Innenschale des EDDA-Detektors zur präzisen Messung von Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der elastischen Proton-Proton-Streuung im gesamten COSY-Energiebereich und EDDA-Raumwinkelbereich geeignet ist.

### 4.3 Erweiterung des EDDA-Detektors

Bei hohen Strahlenergien sowie bei der Untersuchung der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  ist der vom EDDA-Detektor abgedeckte CM-Winkelbereich durch die Begrenzung des Detektors im Vorwärtswinkelbereich eingeschränkt. Die Auswertung der Daten der EDDA-Strahlzeit vom Dezember 1996 zeigte, daß die Innenschale auch im Polarwinkelbereich zwischen  $\theta_{LAB} \approx 8^\circ$  und  $\theta_{LAB} = 10^\circ$  Ereignisse nachweisen kann. Bei der nachgewiesenen geringen Anzahl von Ereignissen handelt es sich offenbar um solche, die aufgrund Kleinwinkelstreuung im Bereich von  $9,5^\circ \leq \theta_{LAB} \leq 10^\circ$  der Außenschale nachgewiesen wurden. Im Rahmen der EDDA-Strahlzeit im Mai 1997 bestand die Möglichkeit, mit (in Strahlrichtung) verschobener EDDA-Außenschale zu messen, um auf diese Weise Aufschluß über die Natur dieser Ereignisse zu erhalten. Die Ergebnisse dieser Messung sowie die Konsequenzen für eine eventuelle Erweiterung des EDDA-Detektors werden im folgenden vorgestellt und diskutiert.

Abbildung 39: Ereignisse in der Innenschale für  $\theta_{LAB} \leq 25^\circ$ 

#### 4.3.1 Ereignisse im Winkelbereich zwischen $\theta_{LAB}=8,5^\circ$ und $\theta_{LAB}=10^\circ$

Um als Trigger für den Winkelbereich von  $8,5^\circ \leq \theta_{LAB} \leq 10^\circ$  verwendbar zu sein, wurde die Außenschale des EDDA-Detektors um 217 mm in z-Richtung verschoben; außerdem mußte die Triggerbedingung für die Außenschale "aufgeweicht" werden. Da weder die Koplanaritätsbedingung noch die kinematische Korrelation der nachgewiesenen Teilchen bei verschobener Außenschale nachgewiesen werden kann<sup>3</sup>, wurde auf einzelne Treffer in der Außenschale getriggert. Dieses Verfahren führt aufgrund mangelnder Unterdrückung von Untergrundereignissen dazu, daß die nutzbare Datenrate sinkt, so daß die vorliegenden Daten nur eine eingeschränkte Statistik aufweisen. In Abbildung 39 ist deutlich zu erkennen, daß die Innenschale des EDDA-Detektors den Winkelbereich von ca.  $8,5^\circ$  bis  $10^\circ$ , der für die Außenschale des EDDA-Detektors nicht zugänglich ist, noch eine hohe Nachweiseffizienz besitzt.

#### 4.3.2 Aufbau der Detektorerweiterung

Deshalb wurde eine Erweiterung des EDDA-Detektors, die die Triggerfunktion der Außenschale im Winkelbereich von  $8,5^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$  ersetzt, entwickelt. Diese Erweiterung des Laborwinkelbereichs entspricht beim COSY-Maximalimpuls von 3,4 GeV/c einer Verschiebung des kleinsten nachweisbaren CM-Polarwinkels für elastische Proton-Proton-Streuung von  $31^\circ$  auf  $26^\circ$ .

Bei der Detektorerweiterung handelt es sich um eine Anordnung aus szintillierenden Fasern, die im Bereich des LED-Monitorsystems (dessen Konstruktion zu diesem Zweck angepaßt werden muß) um das COSY-Strahlrohr herum angeordnet werden. Die szintillierenden Fasern der Detektorerweiterung laufen dabei

<sup>3</sup>Die jeweils zu den in  $8,5^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$  nachgewiesenen Protonen korrelierten Protonen befinden sich in einem von der verschobenen Außenschale nicht mehr überdeckten (Rückwärts-)Winkelbereich.

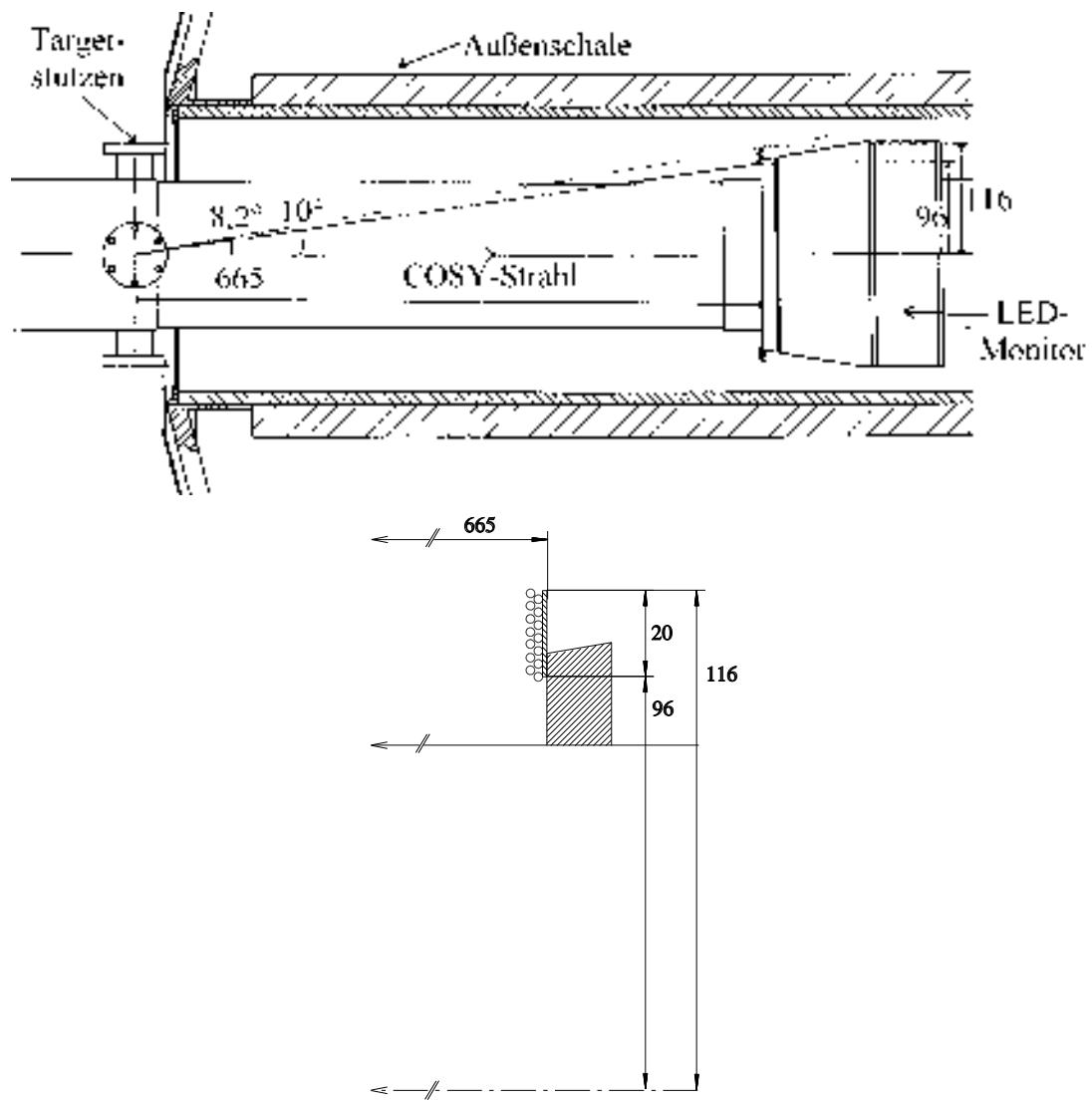


Abbildung 40: Schematischer Aufbau der Detektorerweiterung. Oben: Übersichts-  
zeichnung, unten: Detailzeichnung des Szintillatormoduls

radial in Form von Halbringen um das COSY-Strahlrohr herum. Die Fasern werden mit Photomultipliern vom Typ Hamamatsu R1635-02 ausgelesen. Die Photomultiplier und ihre Spannungsteiler werden dabei in die Mechanik des LED-Monitorsystems integriert, so daß sie nicht in den Winkelbereich der Außenschale ragen. Mit dieser Anordnung läßt sich ohne Beeinträchtigung der Meßgenauigkeit und Effizienz der Außenschale ein Laborwinkelbereich von  $8,5^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$  abdecken. Die Aufgrund der großen Entfernung zum Target macht sich im Polarwinkelbereich von  $8,5^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$  eine Abweichung des Reaktionsvertex vom Detektorursprung nur geringfügig bemerkbar. Eine Segmentierung der Detektorerweiterung in  $\varphi$  ähnlich der Außenschale des EDDA-Detektors ist also nicht zwingend erforderlich.

Diese Erweiterung des abgedeckten Raumwinkelbereiches ist auch für zukünftige Entwicklungen von Interesse:

Für die geplante Erweiterung des Atomstrahltargets des EDDA-Detektors um eine entlang der z-Achse ausgedehnte Speicherzelle ist die hier vorgestellte Detektorerweiterung wichtig. Da die nutzbare Ereignisrate am Speicherzellentarget von der nutzbaren Länge entlang der z-Achse abhängt [GLE98], muß ein Kompromiß zwischen nutzbarer Länge der Speicherzelle und abgedecktem Polarwinkelbereich gefunden werden. Ein größerer Abstand des Reaktionsortes von  $z = 0$  führt hierbei zu einer Einschränkung des vom Detektor abgedeckten Polarwinkelbereiches. Mit Hilfe der hier vorgestellten Detektorerweiterung ist es möglich, den nutzbaren Bereich entlang der z-Achse des Speicherzellentargets und damit die nutzbare Ereignisrate bei gleichem abgedecktem Polarwinkelbereich zu erhöhen.

Zur Untersuchung der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  wird die Akzeptanz des EDDA-Detektors durch die Detektorerweiterung deutlich erhöht. Bei einer Strahlenergie von 500 MeV ist z.B. eine Erhöhung der Ereignisrate um fast 100 % zu erwarten [TRE98].

Mit der hier vorgestellten, strukturell einfachen Erweiterung des EDDA-Detektors wird es möglich sein, den von EDDA abgedeckten CM-Winkelbereich für den Nachweis der elastischen Proton-Proton-Streuung bei hohen COSY-Strahlenergien von 85 % auf 90% des gesamten Raumwinkels zu erweitern und bei Verwendung eines Speicherzellentargets das nutzbare Targetvolumen zu erhöhen.

## 4.4 Messung von Polarisationsobservablen mit dem EDDA-Detektor

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, wie durch die Erweiterung des EDDA-Detektors um die Innenschale, die im folgenden als integraler Bestandteil des EDDA-Detektors betrachtet wird, und ein polarisiertes Atomstrahltarget eine Messung von Polarisationsobservablen der elastischen Proton-Proton-Streuung möglich wird.

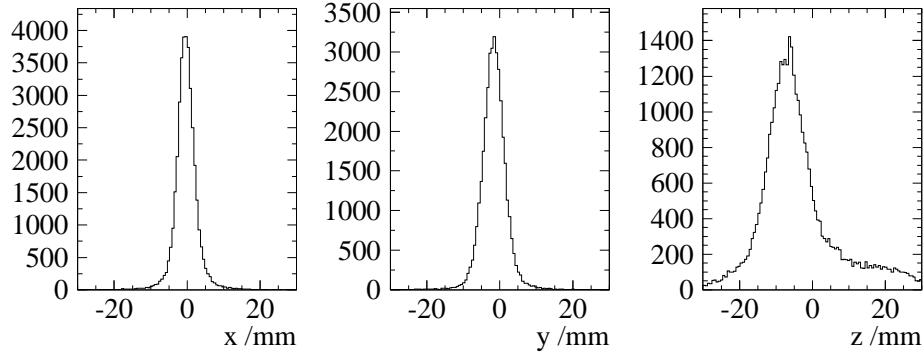


Abbildung 41: Gemessene Verteilung der Vertizes der elastischen Proton-Proton-Streuung während der Hochbeschleunigung des COSY-Strahls. Veränderungen der Strahllage während der Hochbeschleunigung (vgl. Abb. 42) führen zu einer scheinbaren Verbreiterung der Verteilungen in x- und y-Richtung.

#### 4.4.1 Rekonstruktion des Reaktionsvertex mit Hilfe der EDDA-Innenschale

Ausgangspunkt für die Entwicklung der Innenschale des EDDA-Detektors war die Notwendigkeit, bei der Verwendung des räumlich ausgedehnten polarisierten Atomstrahltargets den Vertex jeder einzelnen Reaktion bestimmen zu können. Während der EDDA-Strahlzeit im Mai/Juni 1997 wurde erstmals das polarisierte Atomstrahltarget des EDDA-Detektors in Betrieb genommen. Daraus ergab sich erstmals die Möglichkeit, die Eignung der inneren Lage des EDDA-Detektors zur Vertexrekonstruktion zu überprüfen und das im Rahmen von [THO96] entwickelte Konzept zur Vertexrekonstruktion einzelner Ereignisse in der Praxis zu erproben. Auf diese Weise konnte erstmals das Strahlprofil des Targetstrahls in z-Richtung sowie sein Überlapp mit dem COSY-Strahl in x- und y-Richtung aufgenommen werden. Außerdem konnte die räumliche Verteilung der Targetstrahl-Polarisation bestimmt werden (vgl. Abb. 44). Eine erste Messung von Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Analysierstärke  $A_{000n}$  erfolgte in der EDDA-Strahlzeit im November 1997.

Durch Rückverfolgung der Reaktionsvertizes konnte in der Strahlzeit November 1997 ein Durchmesser des Targetstrahls (FWHM) von  $(11,5 \pm 1)$  mm (vgl. Abb. 41) gemessen werden. Außerdem konnten die horizontale und vertikale Lage und Ausdehnung des COSY-Strahls im Verlauf der Beschleunigungsrampe gemessen werden. Abbildung 41 zeigt Lage und Ausdehnung des COSY-Strahls während der Beschleunigung mit einer Zeitauflösung von 340 ms. Es ist zu erkennen, daß die vertikale Strahllage im Verlauf der Beschleunigungsrampe weitgehend konstant bleibt. Die Strahlausdehnung sinkt im Laufe der Beschleunigung von  $(5,4 \pm 1,5)$  mm auf  $(2,5 \pm 1,5)$  mm, die horizontale Strahlausdehnung von  $(7 \pm 1,5)$  mm

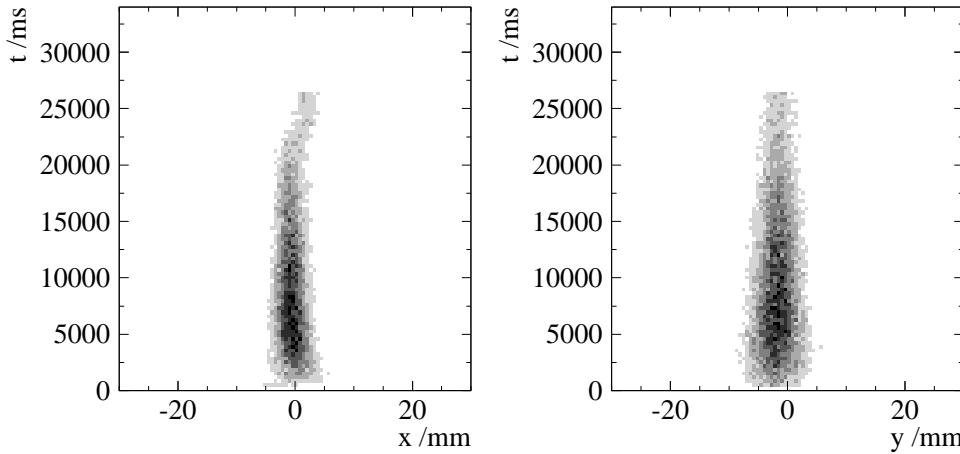


Abbildung 42: links: Horizontale Verteilung der Rate der elastischen Proton-Proton-Streuung als Funktion der Zeit während der Beschleunigungsrampe. rechts: Vertikale Verteilung der Rate der elastischen Proton-Proton-Streuung als Funktion der Zeit während der Beschleunigungsrampe.

auf  $(5,6 \pm 1,5)$  mm (“adiabatische Kühlung”). Demgegenüber zeigt die horizontale Strahllage eine leichte Energieabhängigkeit; der Strahl bewegt sich während der Hochbeschleunigung um  $\pm 1$  mm. Mit dem hier vorgestellten Meßverfahren ist es möglich, während des laufenden Meßbetriebs eventuelle Veränderungen von Strahllage oder -Ausdehnung während der Hochbeschleunigung zu erkennen und, falls erforderlich, Gegenmaßnahmen zu veranlassen. Die in den Abbildungen 41, 42 und 43 dargestellten Daten entsprechen dabei einer Meßdauer von ca. 90 Minuten. Die FWHM-Auflösung der Vertexbestimmung beträgt nach Simulationsrechnungen ([THO96]) bei einem Strahlimpuls von 1090 MeV/c 2,9 mm in x- und y- Richtung sowie 3,3 mm in z-Richtung. Für einen Strahlimpuls von  $(980 \pm 20)$  MeV/c ergibt sich damit eine Ausdehnung des COSY-Strahls von  $(5,4 \pm 1,5)$  mm (FWHM) in x-Richtung,  $(6,9 \pm 1,5)$  mm (FWHM) in y-Richtung sowie eine Ausdehnung des Target-Strahls von  $(11,5 \pm 1,5)$  mm (FWHM) in z-Richtung. Vor Einbau des Atomstrahltargets wurde der Targetstrahldurchmesser mit einer Staurohrmessung bestimmt; es ergab sich ein Durchmesser von  $(11 \pm 2)$  mm (FWHM). Eine Strahlprofilmessung mit Hilfe des Sekundärelektronenmonitor-Signals eines schnell durch den COSY-Strahl bewegten Fädchentargets ergab bei früheren Strahlzeiten eine vertikale Strahlausdehnung von  $(5 \pm 1)$  mm (FWHM), was in guter Übereinstimmung zu den mittels Vertexrekonstruktion gemessenen Werten steht. Eine direkte Messung der horizontalen Strahlausdehnung war vor Einbau von Innenschale und Atomstrahltarget nicht möglich.

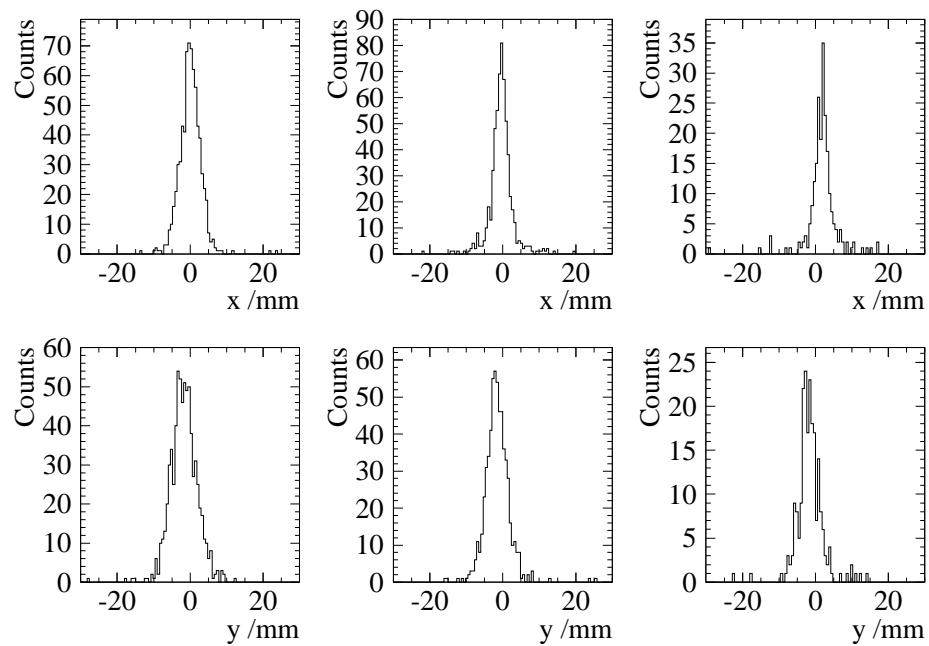


Abbildung 43: Obere Reihe: Gemessene Verteilungen der Vertizes der elastischen Proton-Proton-Streuung während der Hochbeschleunigung des COSY-Strahls. Links: Strahlimpulsintervall  $(980 \pm 20) \text{ MeV}/c$ , Mitte:  $(2100 \pm 20) \text{ MeV}/c$ , rechts:  $3300 \text{ MeV}/c$ .

#### 4.4.2 Bestimmung der Targetpolarisation mit Hilfe der EDDA-Innenschale

Beim Strahl des Atomstrahltargets handelt es sich um einen Wasserstoff-Atomstrahl, der durch Ausströmung aus einer Düse erzeugt und mittels Blenden kollimiert wird. Der polarisierte Kern des Atomstrahls ist mit einer Halo unbekannter Polarisation umgeben. Zudem kann sich zwischen Strahlerzeugungssystem und Beamdump<sup>4</sup> eine Restgaswolke ausbilden. Zur korrekten Interpretation der genommenen Polarisationsdaten ist daher die genaue Kenntnis des Strahl- und Haloprofils sowie der räumlichen Verteilung der Polarisation des Atomstrahls erforderlich. In der EDDA-Strahlzeit vom Mai 1997 wurde erstmals ein Polarisations- und Dichteprofil des Targetstrahls mit dem EDDA-Detektor aufgenommen (siehe Abb. 44). Dabei wurde für jedes nachgewiesene Proton-Proton-Streuereignis die Polarisation des Target-Protons sowie der Reaktionsort bestimmt. Ereignisse, deren Ursprung außerhalb des Kernbereichs des polarisierten Targetstrahls liegen, können mit dieser Methode erkannt und verworfen werden.

#### 4.4.3 Messung von Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Analysierstärke $A_{000n}$ mir dem EDDA-Detektor

In den vorangehenden Abschnitten wurde gezeigt, daß der um die Innenschale erweiterte EDDA-Detektor den Erfordernissen für Polarisationsmessungen mit dem polarisierten Atomstrahltarget entspricht. Wie bereits erwähnt, konnten in der EDDA-Strahlzeit im November 1997 erstmals Daten zur Bestimmung der Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Analysierstärke  $A_{000n}$  genommen werden. Die Auswertung dieser Daten erfordert, nicht zuletzt wegen der Notwendigkeit einer präzisen Kalibration des Detektors<sup>5</sup>, einen Zeitaufwand, der die Vorstellung von ersten Ergebnissen im Rahmen dieser Arbeit unmöglich macht. Dennoch soll an dieser Stelle nicht darauf verzichtet werden, den grundlegenden Gang der Messungen und der Auswertung vorzustellen und zu diskutieren.

##### 4.4.3.1 Polarisation von Strahl und Target

Die Messungen der Analysierstärke wurden mit einem unpolarisierten COSY-Strahl und einem polarisierten Targetstrahl durchgeführt. Die Ausrichtung des Targetspins kann über ein äußeres Magnetfeld in der Targetregion kontrolliert werden. Hierzu wurde der Detektor um eine Magnetfeldspulenanordnung ergänzt, mit deren Hilfe das Untergrund-Magnetfeld am Wechselwirkungspunkt weitgehend kompensiert und definierte Magnetfelder in x-, y- und z-Richtung erzeugt werden können. Um systematische Fehler erfassen und eliminieren zu können,

---

<sup>4</sup>Der Atomstrahl muß zwischen Strahlerzeugungssystem und Beamdump eine Strecke von ca. 40 cm zurücklegen.

<sup>5</sup>Um eine optimale Winkelauflösung der Außenschale zu gewährleisten, werden die genommenen Daten zuerst zur Verbesserung der Detektorkalibration ausgewertet.

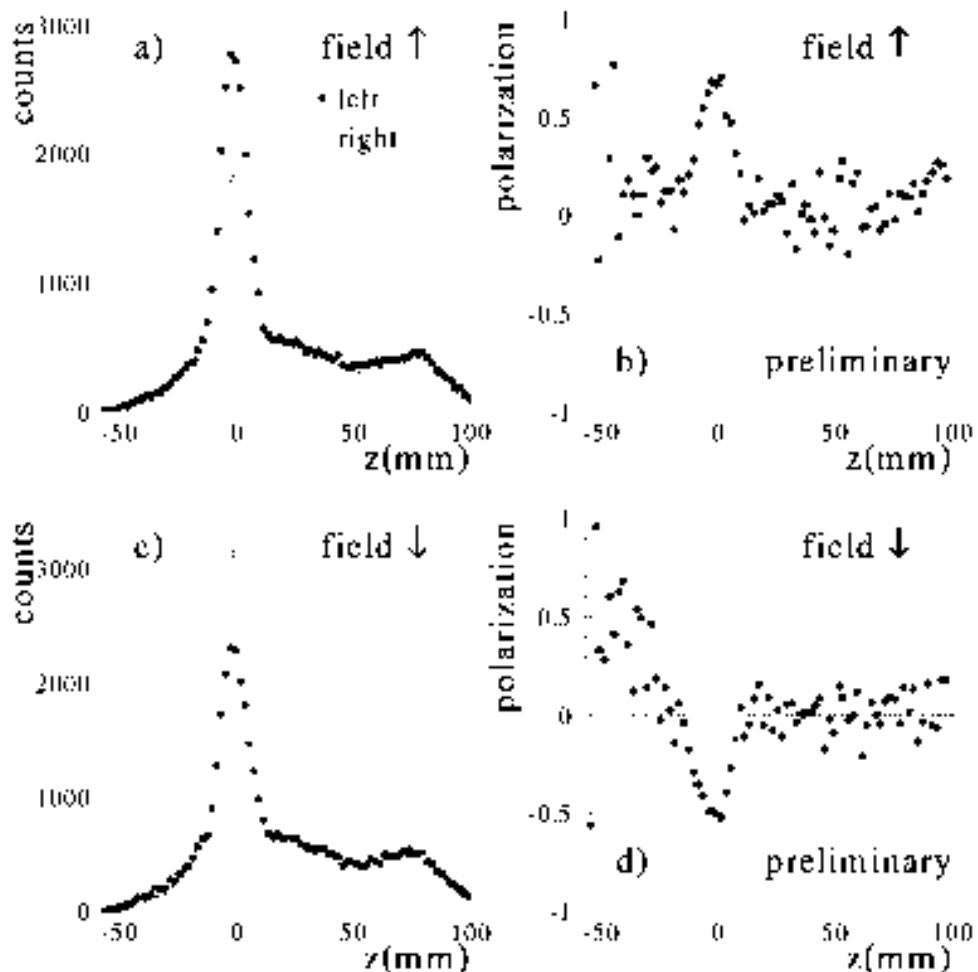


Abbildung 44: Linke Spalte: Rate der elastischen Proton-Proton-Streuung als Funktion der Position  $z$  entlang des unpolarisierten COSY-Strahls für die linke und rechte Detektorhälfte. Rechte Spalte: Daraus berechnete Ortsverteilung der Targetpolarisation (vorläufige Daten). Der polarisierte Targetstrahl ist bei  $z=0$  deutlich über dem unpolarisierten Untergrund zu erkennen. Zur Ausrichtung der Targetspins wurde in der Targetregion ein Haltefeld von 0.9 mT verwendet; die obere und untere Reihe entsprechen entgegengesetzten Feldausrichtungen.[ROH97b]

Zyklus Nr.	horizontales Magnetfeld	vertikales Magnetfeld	longitudinales Magnetfeld
1	0	0	+ $B_z$
2	0	0	- $B_z$
3	+ $B_x$	0	0
4	- $B_x$	0	0
5	0	+ $B_y$	0
6	0	- $B_y$	0

Tabelle 5: Zyklus der Haltefeldausrichtung des polarisierten Atomstrahltargets. Der Betrag des Haltefeldes lag bei ca. 1 mT für  $B_x$  und  $B_y$  sowie 0,1 mT für  $B_z$ .

wurde dabei die Targetpolarisation zyklisch von Beschleunigungsrampe zu Beschleunigungsrampe gemäß Tabelle 5 verändert.

Da der EDDA-Detektor nur sensitiv auf horizontale und vertikale Asymmetrien ist, wird der longitudinal<sup>6</sup> polarisierte Targetstrahl als horizontal und vertikal unpolarisierter Strahl verwendet.

#### 4.4.3.2 Bestimmung der Polarisation des Targetstrahls

Eine wichtige Voraussetzung für die Messung der Analysierstärke ist die Kenntnis der Polarisation des Targetstrahls. Hierzu wird die Tatsache ausgenutzt, daß im EDDA-Energiebereich für einige diskrete Energien Präzisionsmesungen der Analysierstärke gibt. Durch die präzise Bestimmung der Zählraten-Asymmetrie bei Strahlimpulsen von 1022 MeV/c und 1458 MeV/c, für die die Analysierstärke mit hoher Genauigkeit bekannt ist (vgl. [BEV78, MNA81]), kann der Absolutwert der Targetstrahl-Polarisation gemessen werden. Die Kenntnis des Polarisationsgrades zwischen zwei Kalibrationsmessungen ist durch eine permanente Überwachung der relativen Änderung der Targetstrahl-Polarisation mit der internen Strahldiagnose des polarisierten Atomstrahltargets gewährleistet.

#### 4.4.3.3 Verfahren zur Bestimmung der Analysierstärke

Für den Fall der Wechselwirkung zwischen unpolarisiertem Strahl und polarisiertem Target vereinfacht sich Formel 17 zu

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{unpol}} = 1 + A_{000} n \cdot (\vec{p}_T \cdot \vec{n}) = 1 + \epsilon. \quad (26)$$

Durch geschickte Wahl der zeitlichen Abfolge des Polarisationszyklus ist es dabei möglich, auf einfache Weise aus den energie- und winkelabhängigen Detektorzählraten die Analysierstärke zu bestimmen. Nachfolgend wird davon ausgegangen, daß die Targetpolarisation in beiden Richtungen dem Betrage nach gleich ist:

---

<sup>6</sup> “Longitudinal” bedeutet in diesem Zusammenhang parallel bzw. antiparallel zum COSY-Strahl.

$$\vec{p}_T^{\perp x} = -\vec{p}_T^{\perp x}, \quad (27)$$

$$\vec{p}_T^{\perp y} = -\vec{p}_T^{\perp y}. \quad (28)$$

Die Zählratenverteilung in Abhängigkeit vom Azimutwinkel ist dabei

$$(\vec{p}_T \cdot \vec{n}) = -p_T^x \cdot \sin \varphi \quad (\text{Polarisation in x - Richtung}), \quad (29)$$

$$(\vec{p}_T \cdot \vec{n}) = +p_T^y \cdot \cos \varphi \quad (\text{Polarisation in y - Richtung}). \quad (30)$$

Die gemessene Asymmetrie  $\epsilon$  kann bei einer einfachen Links-Rechts-Detektoranordnung mit Hilfe der folgenden Gleichung (vgl. [HIN97, OHL73])

$$A_{000n} \cdot (\vec{p}_T \cdot \vec{n}) \equiv \epsilon = \frac{\sqrt{N_l^+ N_r^-} - \sqrt{N_r^- N_l^+}}{\sqrt{N_l^+ N_r^-} + \sqrt{N_r^- N_l^+}} \quad (31)$$

bestimmt werden. Hierbei sind  $N_l$  die Zählraten in der linken und  $N_r$  in der rechten Halbschale für jeweils beide Polarisationsausrichtungen  $N^+$  und  $N^-$ .

Der Fehler der Asymmetrie  $\sigma_\epsilon$  beträgt

$$\sigma_\epsilon = \frac{\sqrt{N_l^+ N_r^-} \cdot \sqrt{N_l^- N_r^+}}{(\sqrt{N_l^+ N_r^-} + \sqrt{N_l^- N_r^+})^2} \cdot \sqrt{\frac{1}{N_r^+} + \frac{1}{N_r^-} + \frac{1}{N_l^+} + \frac{1}{N_l^-}}. \quad (32)$$

“Falsche” rechts-links-Asymmetrien, die aus unvermeidbaren Inhomogenitäten und Dejustierungen des Detektors resultieren können, heben sich dabei gegenseitig auf. Im Falle eines rotationssymmetrischen Detektors kann man dementsprechend den gesamten Azimutalwinkelbereich in eine linke und eine rechte Hälfte aufteilen und die Kombination von korrespondierenden Azimutalwinkelintervallen mit den mittleren Azimutwinkeln  $\varphi_i$  und  $\varphi_i + \Pi$  betrachten. Im Falle von EDDA ergibt sich mit 30 im Falle vertikaler Polarisation des Targets für korrespondierende Azimutalwinkelbereiche um  $\varphi_i$  und  $\varphi_i + \Pi$ :

$$\epsilon_i = (p_y^T \cdot A_n)_i = \frac{1}{\cos \varphi_i} \cdot \frac{\sqrt{N_{\varphi_i}^+ \cdot N_{\varphi_i+\pi}^-} - \sqrt{N_{\varphi_i}^- \cdot N_{\varphi_i+\pi}^+}}{\sqrt{N_{\varphi_i}^+ \cdot N_{\varphi_i+\pi}^-} + \sqrt{N_{\varphi_i}^- \cdot N_{\varphi_i+\pi}^+}}, \quad (33)$$

der Fehler der Asymmetrie beträgt

$$\sigma_{\epsilon_i} = \frac{1}{\cos \varphi_i} \cdot \frac{\sqrt{N_{\varphi_i}^+ \cdot N_{\varphi_i+\pi}^-} \cdot \sqrt{N_{\varphi_i}^- \cdot N_{\varphi_i+\pi}^+}}{(\sqrt{N_{\varphi_i}^+ \cdot N_{\varphi_i+\pi}^-} + \sqrt{N_{\varphi_i}^- \cdot N_{\varphi_i+\pi}^+})^2}, \quad (34)$$

Durch Bildung des gewichteten Mittels über alle gemessenen Azimutalwinkelintervalle erhält man auf diese Weise die Asymmetrie

$$\epsilon = \frac{1}{w} \sum w_i \cdot \epsilon_i \text{ mit} \quad (35)$$

$$w = \sum w_i, w_i = \frac{1}{\sigma_{\epsilon_i}^2}. \quad (36)$$

Der Fehler der gemessenen Asymmetrie ergibt sich zu

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{1}{w}}. \quad (37)$$

Auf diese Weise ist die Bestimmung der Analysierstärke ohne vorherige Kenntnis eventueller "falscher" Asymmetrien und einer aufwendigen Luminositätsüberwachung möglich. Nach einer präzisen Kalibrationsmessung der Targetpolarisation  $p_y^T = |p_y^{T+}| = |p_y^{T-}|$  (vgl. Abschnitt 4.4.3.2) ergibt sich die Analysierstärke  $A_{000n}$  aus der so bestimmten Asymmetrie  $\epsilon$  für jedes Polarwinkel- und Impulsintervall mit dem Schwerpunkt  $(p, \varphi)$ .

Zur Messung der Spinkorrelationsparameter  $A_{00nn}$ ,  $A_{00sk}$  und  $A_{00ss}$  wird der zuvor beschriebene Targetpolarisationszyklus (siehe Tabelle 5) eingebettet in einen Polarisationszyklus für den COSY-Strahl. Die Polarisation der Strahlprotonen wird dabei zyklisch, nach Ablauf jeweils eines Targetpolarisationszyklus, zwischen unpolarisiertem Zustand und einer Ausrichtung parallel bzw. antiparallel zur y-Achse umgeschaltet.

Die Polarisationsdaten aus der Strahlzeit im November 1997 befinden sich zur Zeit in Auswertung. Der derzeitige Stand der Auswertung zeigt, daß das polarisierte Atomstrahltarget und die Innenschale des EDDA-Detektors einwandfrei funktionieren, so daß die Anregungsfunktionen der Analysierstärke  $A_{000n}$  aus den Daten extrahiert werden können.



## Literatur

- [ALB97] D. Albers et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 1652
- [AL(97)P] C. E. Allgower, Nouvelles de Saturne 21E, November 1997
- [ALT97] M. Altmeier, Private Mitteilung, ISKP Bonn 1997
- [AUE89] I. P. Auer et al., Phys. Rev. Lett. 62 (1989), 2649
- [BAL94] J. Ball et al., Phys. Lett. B320 (1994), 206
- [BE80] D. A. Bell et al., Phys. Lett. B94 (1980), 310
- [BEV78] P. R. Bevington, Phys. Rev. Lett. 41(1978), 384
- [BIL92] R. Bilger et al., Z. Phys. A 343 (1992), 491 und  
Phys. Rev. Lett. 71 (1993), 42
- [BIS98] T. Bissel, Diplomarbeit in Vorbereitung, ISKP Bonn 1998
- [BOU80] C. Bourrely, E. Leader, J. Soffer, Rep. Prog. Phys. 59 (1980), 95
- [BRO96] W. Brodowski et al., Z. Phys. A355 (1996), 5
- [BLW78] J. Bystricky, F. Lehar und P. Winternitz, Le Journal de Physique 39 (1978), 1
- [DIE94] O. Diehl, Steuerung, "Überwachung und Dokumentation im EDDA-Experiment", Diplomarbeit, ISKP Bonn 1994
- [DIE98] O. Diehl, Dissertation in Vorbereitung, ISKP Bonn 1998
- [DOH97] F. Dohrmann, "Ergebnisse des EDDA-Experiments zur elastischen Proton-Proton-Streuung und Studien zu deren Einfluß auf Streuphasenanalysen", Dissertation, Hamburg 1997
- [DOR93] G. Dorner, "Prototypstudien zu einem ortsauf lösenden, zylindrischen Detektor aus szintillierenden Fasern", Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1993
- [ELS87] C. Elster, K. Holinde, D. Schütte und R. Machleidt, Preprint, ITKP Bonn, 1987
- [ELS96] C. Elster, Beitrag zum Internationalen Workshop zur Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, Bad Honnef 1996

- [ENG93] H.P. Engelhardt, "Die Ankopplung der Doppelhelix aus szintillierenden Fasern an die Photomultiplier des EDDA-Detektors", Diplomarbeit, ISKP Bonn 1993
- [ENG98] H.P. Engelhardt, Dissertation in Vorbereitung, ISKP Bonn 1998
- [GAR85] M. Garçon et al., Nucl. Phys. A445 (1985), 669
- [GLE98] M. Glende, Dissertation in Vorbereitung
- [GON87] P. Gonzàles, P. LaFrance und E. L. Lomon, Phys. Rev. D35 (1987), 2142
- [GRO93] R. Groß-Hardt, Diplomarbeit, ISKP Bonn 1993
- [GRO98] R. Groß-Hardt, Dissertation in Vorbereitung
- [HAM93] Datenblatt zum Photomultiplier R 4760, Hamamatsu Photonics, Japan 1993
- [HIN89] F. Hinterberger, "Anregungsfunktionen im p-p-Stoß", JüL-Spez-489, Dezember 1989
- [HIN93] F. Hinterberger, Sensitivity of the Elastic Proton-Proton-Scattering to Weak Resonances, ISKP Bonn 1993
- [HIN94] F. Hinterberger, Seminarvortrag, ISKP Bonn 1994
- [HIN97] F. Hinterberger, Vortrag auf dem EDDA-Kollaborationstreffen Bad Honnef 1997
- [JES95] M. Jeske, "Test eines zylindrischen Detektors aus szintillierenden Fasern", Diplomarbeit, ISKP Bonn 1995
- [JOO92] R. Joosten, "Test von Vielkanal-Photovervielfachern zur Auslese szintillierender Fasern", Diplomarbeit, ISKP Bonn 1992
- [FAA84] E. van Faassen und J. A. Tjon. Phys. Rev. C30 (1984), 285 und C33 (1986), 2105
- [FAA87] E. van Faassen und J. A. Tjon. Phys. Lett. B186 (1987), 276
- [GER96] H. v. Geramb et al., Nucl. Th. 9609054, September 1996
- [JAF76] R. L. Jaffe, Phys. Lett. B 60 (1976), 201
- [JAF77] R. L. Jaffe, Phys. Rev. Lett. 38 (1977), 195

- [KUR92] Kuraray Co. Ltd., Tokyo, Auskunft über interne Tests zur Alterungsbeständigkeit der Kuraray SCSF-81 vom 17.3.92
- [LAC80] M. Lacombe et al., Phys. Rev. C 21 (1980), 861
- [LAH92] U. Lahr, “EDDA - Ein Detektor zur Messung von Anregungsfunktionen der elastischen Proton-Proton Streuung an COSY”, Dissertation, ISKP Bonn 1992
- [LE87] F. Lehar, Nucl. Phys. B294 (1987), 1013
- [LEE83] T. S. H. Lee, Phys. Rev. Lett. 50 (1983), 1571
- [LEH97] A. Lehrach, “Erarbeitung und Umsetzung eines Konzepts zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY”, Dissertation, FZ Jülich 1997
- [LFR86] P. LaFrance und E. L. Lomon, Phys. Rev D34 (1986), 1341
- [LI78] A. Lin et al., Phys. Lett. B74 (1978), 273
- [LIN98] T. Lindemann, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Hamburg 1998
- [LOM82] E. L. Lomon, Phys. Rev. D26 (1982), 576
- [LOM85] E. L. Lomon, Nucl. Phys A434 (1985), 193c
- [LOM97] E. L. Lomon, MIT-CTP #2680 (Oktober 1997)
- [LSS86] M. P. Locher, M. E. Saino und A. Švarc, Adv. Nucl. Phys. 17 (1986), 47
- [MAC89] R. Machleidt, Adv. Nucl. Phys 19 (1989), 189
- [MAI97] R. Maier, Nucl. Instr. and Meth. A390 (1997) 1
- [MAS78] P. J. Mulders, Arts, J. J. de Swart, Phys. Rev. Lett. 40 (1978), 1543
- [MAS80] P. J. Mulders, Arts, J. J. de Swart, Phys. Rev. D21(1980), 2653
- [MHE87] R. Machleidt, K. Holinde, C. Elster, Phys. Rep. 149 (1987), 1
- [MI77] D. Miller et al., Phys. Rev. D16 (1977), 2016
- [MIZ87] T. Mizutani, B. Saghai, C. Fayard und G. H. Lamot, Phys. Rev. C35 (1987), 667
- [MOS94] F. Mosel, “Ein internes Wasserstofftarget für Speicherringexperimente”, Dissertation, ISKP Bonn 1994

- [MMG64] M. McGregor, R. A. Arndt and A. A. Dubow, Phys. Rev. 135, Nr. 3B (1964), 628
- [MMG68] M. McGregor, R. A. Arndt and Robert M. Wright, Phys. Rev. 169, Nr. 5 (1968), 1149
- [MNA81] M. W. McNaughton und E. P. Chamberlin, Phys. Rev. C23 (1981), 1128 und Phys. Rev. C24 (1981), 1778
- [OHL73] G. G. Ohlsen und P. W. Keaton Jr., Nucl. Inst. and Meth 109 (1973), 41
- [NRS78] M. M. Nagels, T. A. Rijken und J. J. de Swart, Phys. Rev. D17 (1978), 768 und Phys. Rev. D20 (1979), 1633
- [PL70] M. H. Partovi und E. L. Lomon, Phys. Rev. D2 (1970), 1999
- [PTP56] Prog. Theo. Phys (Kyoto), Suppl. 3 (1956)
- [RAA97] R.A. Arndt et. al, SAID solution SM97, Phys. Rev C56 (1997), 3005
- [RAA97b] R.A. Arndt et. al, Preprint Nucl. Th. 9708015
- [ROH97a] H. Rohdjeß, private Mitteilung, ISKP Bonn 1997
- [ROH97b] H. Rohdjeß, The EDDA Experiemnt at COSY, Proceedings of the 7th Int. Workshop on Polarized Beam Targets and Polarized Beams, Urbana 1997
- [RPP94] Review of Particle Properties, Phys. Rev. D50 (1994), 1173
- [SCH95] F. Schwandt, "Konzeption, Aufbau und Test des Triggersystems für das EDDA-Experiment", Dissertation, ISKP Bonn 1995
- [SCH96] V. Schwarz, "LED-Monitor system für einen ortsauflösenden Detektor aus szintillierenden Fasern", Diplomarbeit, ISKP Bonn 1996
- [SCH97] V. Schwarz, Private Mitteilung, ISKP Bonn 1997
- [SCH98] V. Schwarz, Dissertation in Vorbereitung, ISKP Bonn 1998
- [SHI88] T. Shima, Nucl. Phys. A478 (1988), 543c
- [SHI89] H. Shimizu et al., KEK Preprint 89-146, November 1989
- [SHI94] H. Shimizu et al., Nucl. Phys A569 (1994), 791
- [SYM57] H. P. Stapp, T. J. Ypsilantis und N. Metropolis, Phys. Rev. 105 (1957), 302

- [THO96] S. Thomas, "Datenauswertung mit einem zylindrischen Hodoskop aus szintillierenden Fasern", Diplomarbeit, ISKP Bonn 1996
- [TNS51] M. Taketani, S Nakamura und M. Sasaki, Prog. Theo. Phys 6 (1951), 581
- [TRE98] H. J. Trelle, Dissertation in Vorbereitung
- [VIN79] R. Vinh Mau, aus "Mesons in Nuclei", Vol. 1, North Holland, Amsterdam, 151
- [WEI97] E. Weise, "Simulationsrechnung zur elastischen Streuung polarisierter Protonen", Diplomarbeit, ISKP Bonn 1997
- [WIE91] W. Wiedmann, "Der Nachweis minimalionisierender Teilchen mit szintillierenden Fasern", Diplomarbeit, ISKP Bonn 1991
- [WIE94] W. Wiedmann, "Ein zylindrischer Detektor aus szintillierenden Fasern und erste Messungen zum EDDA-Experiment an COSY", Dissertation, ISKP Bonn 1994
- [WOL96] K. Woller, "Die Außenschale des EDDA-Detektors an COSY und erste Ergebnisse zur elastischen Proton-Proton-Streuung bei  $T = 1505 \text{ MeV}$  und  $T = 2201 \text{ MeV}$ , Dissertation", Universität Hamburg 1996
- [ZIE93] R. Ziegler, "Szintillierende Fasern und Photomultiplier für den EDDA-Detektor", Diplomarbeit, ISKP Bonn 1993



# **Danksagung**

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere bei

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

Herrn Prof. Dr. F. Hinterberger für seine ständige Diskussionsbereitschaft und vielfältige Unterstützung,

Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff, Herrn Priv. Doz. Dr. D. Eversheim und Herrn Dr. H. Rohdjeß für viele Anregungen, Vorschläge und die gewährte Unterstützung,

den Mitgliedern der EDDA-Kollaboration für die gute Zusammenarbeit und die mir entgegengebrachte Geduld, insbesondere: H. P. Engelhardt, M. Altmeier, T. Bissel, M. Busch, O. Diehl, O. Felden, R. Groß-Hardt, M. Jeske, T. Lindemann, J. Lindlein, V. Schwarz, S. Thomas, H. J. Trelle, E. Weise .

Dem Graduiertenkolleg "Die Erforschung subnuklearer Strukturen der Materie" für die auf vielfältige Art gewährte Förderung,

den Mitarbeitern der Beschleunigeranlage COSY und

den Mitarbeitern der Werkstätten und des Elektroniklabors des ISKP.

