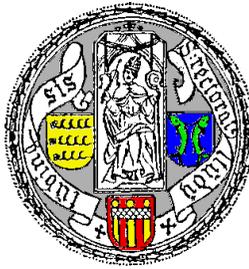


**Implementierung einer neuen  
Datenerfassung und  
exklusive Messung der Reaktion**



**am Flugzeitspektrometer COSY-TOF**



**Dissertation**

der Fakultät für Mathematik und Physik der  
Eberhard-Karls-Universität Tübingen  
zur Erlangung des Grades eines Doktors  
der Naturwissenschaften

vorgelegt von

**Arthur Erhardt**

aus Biled, Rumänien

2009

Tag der mündlichen Prüfung: 12.06.2009

Dekan:

1. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Clement

2. Berichterstatter: Prof. Dr. G. J. Wagner

## Zusammenfassung

Am Flugzeitspektrometer COSY-TOF wurde die Zwei-Pion-Produktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  bei einem Strahlimpuls von  $1.455 \text{ GeV}/c$ , entsprechend einer Strahlenergie von  $793 \text{ MeV}$ , exklusiv, d.h. kinematisch vollständig und über praktisch den gesamten kinematischen Winkelbereich vermessen.

Hierbei wurde erstmals erfolgreich sowohl die neue Datenerfassung auf Basis von EMS für die Datennahme benutzt, als auch die Delayed Pulse Technique an COSY-TOF zur Identifizierung der positiv geladenen Pionen eingesetzt. Im Rahmen dieses Experiments wurde eine *Delayed Pulse* Technik implementiert, die zusätzlich zu Teilchenidentifikation, Energie-, Flugzeit- und Winkelmessung eine Unterscheidung von  $\pi^+$  und  $\pi^-$  für den Teil der gemessenen Ereignisse erlaubt, die im Winkelbereich  $2^\circ \leq \theta_{\pi^+}^{\text{Lab}} \leq 28^\circ$  liegen.

Der gemessene totale Wirkungsquerschnitt für die geladene Zwei-Pion-Produktion ergibt sich zu  $4.1 \mu\text{b}$  bei  $T_p = 793 \text{ MeV}$ . Aufgrund einer verbesserten Effizienzkorrektur ist der in [Kre03] gemessene Wert bei  $\mu\text{b}$  bei  $T_p = 747 \text{ MeV}$  auf  $1.6 \mu\text{b}$  korrigiert worden und damit in guter Übereinstimmung mit den Messungen an WASA/PROMICE.

Die Meßdaten werden mit den Vorhersagen verschiedener Reaktionsmechanismen verglichen, die bereits im Rahmen der Interpretation der PROMICE/WASA Messungen entwickelt wurden.

Die Messung wurde mit einem transversal polarisierten Protonenstrahl durchgeführt, so dass die Möglichkeit gegeben war, für die Zwei-Pion-Produktion Analysierstärken in verschiedenen Subsystemen zu bestimmen. Im Gegensatz zu den Vorhersagen finden wir Analysierstärken bis zu  $A_y \approx 0.3$ . Die Daten im Energiebereich der Anregung der Roper Resonanz bestätigen, dass der vorherrschende  $\pi\pi$  Zerfallskanal der Kanal  $N^* \rightarrow N\sigma$  ist.

Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit wurde bereits im European Physics Journal [Erh08] veröffentlicht.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
1.1	Mesonen als Austauscheteilchen der Kernkraft . . . . .	6
1.2	Ein-Pion-Produktion . . . . .	6
1.3	Zwei-Pion-Produktion in $pp$ -Stößen . . . . .	7
1.3.1	Subsysteme der Zwei-Pion-Produktion . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Der Beschleuniger COSY</b>	<b>11</b>
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>15</b>
3.1	Das Targetsystem . . . . .	17
3.2	Der Erlanger Startdetektor . . . . .	17
3.3	Tracking Detektor: <sup>1</sup> Das Faserhodoskop . . . . .	19
3.4	Die Stoppsysteme . . . . .	19
3.4.1	Das Jülich Zentralthodoskop (Quirl und Ring) . . . . .	19
3.5	Das Tübinger Zentralkalorimeter . . . . .	21
3.6	Das Datenaufnahmesystem EMS an TOF . . . . .	22
3.6.1	Hardwarestruktur der TOF Datenaufnahme . . . . .	24
3.6.2	Strahlprofilanzeige . . . . .	28
3.6.3	Eventsynchronisation . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Monte-Carlo Simulationen für COSY-TOF</b>	<b>31</b>
4.1	Ablauf der Simulationen . . . . .	31
4.2	Simulation der Delayed Pulse Technique . . . . .	33
4.2.1	Effizienz der $\pi^+$ -Identifizierung . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Auswertung der Daten</b>	<b>38</b>
5.1	Werkzeuge für die Analyse . . . . .	39
5.1.1	cluster2event . . . . .	39
5.1.2	ems2tade . . . . .	39

---

5.1.3	tof++ . . . . .	40
5.1.4	Darstellung von Einzelereignissen . . . . .	42
5.1.5	Anwendung von CWanalysis in der Analyse . . . . .	43
5.1.6	Ablauf von Analyse und Simulation . . . . .	45
5.2	Kalibrierung der Meßdaten . . . . .	46
5.2.1	Kalibrierschritte für tof++ . . . . .	48
5.2.2	Zeitkalibrierung der Multihit-TDCs . . . . .	48
5.3	Teilchenidentifikation . . . . .	50
5.4	Identifikation der Zwei-Pion-Produktion . . . . .	50
5.4.1	Kinematischer Fit . . . . .	51
5.5	$\pi^+$ -Identifikation: Delayed Pulse Technik . . . . .	53
5.6	Analysierstärken . . . . .	55
<b>6</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>61</b>
6.1	Ergebnisse . . . . .	61
6.1.1	Differentielle und totale Wirkungsquerschnitte - unpolarisiert . . . . .	61
6.1.2	Analysierstärken . . . . .	64
6.2	Diskussion . . . . .	65
6.2.1	Totaler Wirkungsquerschnitt . . . . .	65
6.2.2	Differentielle Wirkungsquerschnitte - unpolarisiert . . . . .	66
6.2.3	Analysierstärken . . . . .	70
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>78</b>
<b>A</b>	<b>Amplituden</b>	<b>79</b>
<b>B</b>	<b>Weitere Histogramme</b>	<b>83</b>
B.1	Unkorrigierte Histogramme . . . . .	83
B.1.1	Invariante Massen . . . . .	83
B.1.2	Winkelverteilungen . . . . .	86
B.1.3	Kinetische Energien . . . . .	93
<b>C</b>	<b>Details zur Datenerfassung und Analyse</b>	<b>94</b>
C.1	Überblick . . . . .	94
C.2	Benutzerkonto beam . . . . .	95
C.2.1	Wichtige Verzeichnisse . . . . .	95
C.2.2	Wichtige Benutzerprogramme . . . . .	96
C.2.3	Wichtige Dienste und Systemprogramme . . . . .	98

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>101</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>103</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>104</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Das Verständnis der Struktur der Materie ist den Menschen seit sehr langer Zeit ein wesentliches Anliegen. Mit zunehmendem Verständnis für die Natur wurden auch die Mittel der Untersuchung technisch fortschrittlicher. Obgleich ein Beschleunigerlabor mit einem Detektor nichts wesentlich anderes ist als ein (mit beschleunigten Teilchen betriebenes) Mikroskop ist die Wahrnehmung und Interpretation der Meßergebnisse weit weniger offensichtlich als etwa die Abbildung eines Gegenstandes unter einem Lichtmikroskop. Mathematische Methoden erlauben es uns jedoch, eine tragfähige Verbindung zwischen den gemessenen Rohdaten und ihrer Interpretation einerseits, und der damit beschriebenen Natur andererseits zu schaffen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde, neben apparativen Verbesserungen die wesentlich zum Gelingen beigetragen haben, die Produktion von zwei geladenen Pionen in  $pp$ -Reaktionen und die Untersuchung und Interpretation der Meßergebnisse durchgeführt. Daher soll in diesem einleitenden Kapitel ein kurzer Überblick über die Rolle von Mesonen als Austauscheteilchen der hadronischen Wechselwirkung gegeben werden. Auf die Ein-Pion-Produktion soll hier nur kurz eingegangen werden.

## 1.1 Mesonen als Austauschteilchen der Kernkraft

Die auch als Kernkraft bezeichnete Wechselwirkung zwischen zwei Nukleonen besitzt eine sehr kurze Reichweite von wenigen Femtometern. Man unterscheidet dabei grob zwischen drei verschiedenen Bereichen: einem langreichweitigen und einem mittelreichweitigen Bereich ( $r \gtrsim 0.5 \text{ fm}$ ) mit anziehender Wechselwirkung, sowie einem kurzreichweitigen repulsiven Bereich ( $r \lesssim 0.5 \text{ fm}$ ). Die Kraft wird im Rahmen einer effektiven OBE-Theorie<sup>1</sup> durch den Austausch von massebehafteten Teilchen, den Mesonen, vermittelt, wobei die Reichweite der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung von der Ruhemasse des ausgetauschten Mesons abhängt. Dies kann sehr einfach aus der Energie-Unschärferelation  $\Delta E \cdot \Delta t \lesssim \hbar$  begründet werden: die Emission eines virtuellen Mesons mit der Energie  $\Delta E = m_x c^2$  durch ein Nukleon kann nur innerhalb des Zeitintervalls  $\Delta t \lesssim \hbar / \Delta E$  erfolgen. Die Reichweite des Mesons beträgt dann maximal  $R = c \cdot \Delta t \lesssim \hbar / (m_x c)$ .

Das Konzept des Meson-Austausch-Modells wurde 1935 von H. Yukawa formuliert und die Existenz eines Austauschteilchens für den langreichweitigen Bereich der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung von ihm postuliert. Die experimentelle Entdeckung der als  $\pi$ -Mesonen bzw. Pionen bezeichneten Teilchen erfolgte dann 1946 durch Powell. Neben den Pionen als den leichtesten Mesonen wurden mittlerweile eine große Anzahl weiterer Mesonen entdeckt.

## 1.2 Ein-Pion-Produktion

Das Pion als leichtestes Meson ist gut geeignet um die Dynamik von hadronischen Systemen und den Wechselwirkungen darin zu untersuchen. Dies kann mit Prozessen wie der Absorption, Produktion, oder Streuung von Pionen erfolgen. Die hier interessierende Produktion ist in  $pp$ -Reaktionen experimentell besonders leicht zugänglich, da sowohl Protonentargets (Wasserstoff, zur Erhöhung der Dichte flüssig, oder, in anderen Experimenten auch fest) als auch elektromagnetische Möglichkeiten, diese zu beschleunigen, existieren. Im Zuge der technischen Entwicklung war die Erzeugung von einzelnen Pionen aufgrund

---

<sup>1</sup>One Boson Exchange

der dafür erforderlichen niedrigen Schwellenenergie (s. Tab. 1.1) vor allen anderen Formen der Mesonenproduktion (mehrere Pionen, andere Mesonen) möglich, deshalb ist diese Möglichkeit und das damit zugängliche  $\pi N$ -System sehr gut experimentell und theoretisch untersucht. In der Zwei-Pionen-Produktion tritt die Ein-Pion-Produktion vor allem als, bis auf die Nutzung der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  zu Kalibrierzwecken unerwünschter Untergrund auf.

Reaktionskanal	Schwellenenergie [MeV]
$pp \rightarrow pp\pi^0$	279.7
$pp \rightarrow d\pi^+$	287.5
$pp \rightarrow pn\pi^+$	292.3

Tabelle 1.1: Reaktionskanäle der Ein-Pion-Produktion bei Proton-Proton-Kollisionen mit den zugehörigen Werten der Schwellenenergie für das Strahlproton im Laborsystem.

## 1.3 Zwei-Pion-Produktion in $pp$ -Stößen

Die Zwei-Pion-Produktion in  $NN$ -Stößen ermöglicht die Untersuchung eines sehr fundamentalen hadronischen Systems aus zwei Baryonen und zwei Mesonen. Neben älteren Daten mit geringer Statistik (vgl. Abb. 1.1) gibt es aus neuerer Zeit stammende Messungen im Bereich bis 775 MeV [Pae02, Pae03, Bro01, Bro02, Kre03]. Diese Arbeit untersucht den Reaktionskanal  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  bei  $T_p = 793 \text{ MeV}$ , wobei durch den an COSY verfügbaren polarisierten Strahl auch Messungen von Analysierstärken möglich sind.

### 1.3.1 Subsysteme der Zwei-Pion-Produktion

In Tab. 1.2 sind die durch die Zwei-Pion-Produktion untersuchbaren Subsysteme aufgelistet. In dieser Arbeit konzentrieren wir uns auf die Untersuchung der Roper-Resonanz.

Die  $\Delta(1232)$  Resonanz ist die dominierende Resonanz im Pion-Nukleon-System, deshalb ist die Pionproduktion in Nukleon-Nukleon-Stößen stark von deren Anregung beeinflusst, sofern diese kinematisch und

Subsystem	für dieses System charakteristisch
$NN$	Endzustandswechselwirkung (FSI)
$\pi\pi$	$\sigma$ -Meson, $\rho$ -Meson
$\pi N$	$\Delta$ -Resonanz
$\pi\pi N$	$N^*$ (1440)-Resonanz (Roper-Resonanz)
$\pi NN$	mögliche exotische Resonanzen

Tabelle 1.2: Mögliche Subsysteme aus Nukleonen ( $N$ ) und Pionen bei der Zwei-Pion-Produktion mit den für das jeweilige System charakteristischen physikalischen Effekten bzw. Resonanzen.

dynamisch erlaubt ist [Eri88, Han98]. Ein Beitrag zur  $2\pi$ -Produktion ist nahe der  $2\pi$ -Produktionsschwelle jedoch sehr unwahrscheinlich: Da die  $\Delta$ -Resonanz unter Aussendung von nur einem Pion zerfällt, kann die einfache  $\Delta$ -Anregung zur  $2\pi$ -Produktion nur beitragen, wenn die Erzeugung eines zweiten Pions damit verbunden ist.

Nahe der  $2\pi$ -Produktionsschwelle ist es jedoch sehr unwahrscheinlich, dass das zweite an der Kollision beteiligte Nukleon ebenfalls angeregt wird. Daher kann die damit verbundene Erzeugung eines zweiten Pions nur durch nichtresonante Rückstreuung erfolgen. Dies ist aber, wie in [Alv98] gezeigt, ein sehr schwacher Prozess. Diese beiden gegensätzlichen Argumente lassen sich nur experimentell klären. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit erstmals Messungen zur  $2\pi$ -Produktion mit polarisiertem Protonenstrahl durchgeführt.

Diese Situation bietet die einzigartige Möglichkeit, die Anregung und den Zerfall der Roper Resonanz  $N^*(1440)$  zu untersuchen, denn dieser Prozess bietet die einzige Möglichkeit für resonante  $2\pi$ -Produktion bei Energien nahe der  $2\pi$ -Produktionsschwelle - wie durch detaillierte theoretische Berechnungen in [Alv98] vorhergesagt und in ersten exklusiven Messungen der PROMICE/WASA Kollaboration am CELSIUS Ring im Energiebereich  $T_p = 650 - 775$  MeV [Bro02, Pae03, Joh02] gezeigt. Die gemessenen Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem ( $\text{cms}^2$ ) sind isotrop, mit Ausnahme der Protonenwinkelverteilung, deren Verlauf vom dominierenden  $\sigma$ -Austausch zwischen den stoßenden Protonen bestimmt ist [Bro02].

Daraus lernen wir, dass, bis auf die Relativbewegung der beiden Pro-

---

<sup>2</sup>cms: engl. *center of mass*

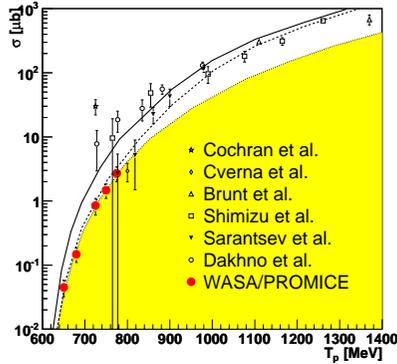


Abbildung 1.1: Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts. Gezeigt sind die Datenpunkte von CELSIUS [Bro02, Pae03, Joh02] (ausgefüllte Kreise), Gatchina - alt [Dak83] (Kreise) und neu [Sar08] (ausgefüllte Dreiecke). Durchgezogene und gestrichelte Kurven gehören zu theoretischen Berechnungen in [Alv98] mit und ohne  $pp$ -Endzustandswechselwirkung. Die schattierte Fläche stellt die Phasenraumabhängigkeit, willkürlich normiert auf den Wirkungsquerschnitt bei  $T_p = 750$  MeV, dar.

tonen zueinander, alle Teilchen im Ausgangskanal bei Energien nahe der Produktionsschwelle in relativer  $s$ -Welle zueinander sind. Dies ist nicht überraschend, da der für die  $2\pi$ -Produktion maßgebliche Prozess, die Anregung der Roper Resonanz und ihr anschließender Zerfall  $N^* \rightarrow N\sigma$  in den  $\sigma$ -Kanal  $(\pi\pi)_{I=l=0}$  ausschließlich Teilchen in relativer  $s$ -Welle zueinander produziert. Auch der Roper-Zerfall über die  $\Delta$ -Resonanz  $N^* \rightarrow \Delta\pi \rightarrow N\pi^+\pi^-$  erzeugt vorwiegend relative  $s$ -Wellen, obwohl beide Pionen in einer  $p$ -Welle erzeugt werden. Da keine Hinweise für einen wesentlichen Beitrag höherer Partialwellen (bis auf den Anteil zwischen den beiden emittierten Protonen) in den differentiellen Wirkungsquerschnitten beobachtet werden, muss die dominierende Partialwelle nahe der Schwelle  $^1S_0$  im Eingangskanal sein. Für von Null verschiedene Analysierstärken sind jedoch mindestens zwei interferierende Partialwellen erforderlich [Har68]. Daher erwarten wir von Anregung und Zerfall der Roper-Resonanz keine wesentlich von Null verschiedenen Analysierstärken. Tatsächlich sagt die Arbeit [Alv98],

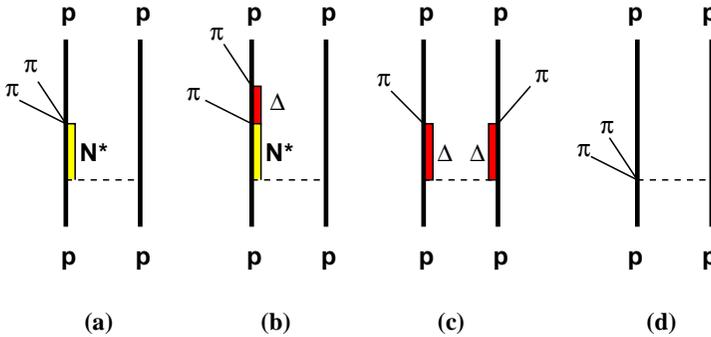


Abbildung 1.2: Reaktionsmechanismen für Zwei-Pion-Produktion nach [Alv98]: (a)-(c) sind die Beiträge zur Zwei-Pion-Produktion, die über die Anregung von Nucleonresonanzen laufen, (d) ist ein nicht-resonanter Beitrag. Für die Diskussion der Roper-Resonanz  $N^*$  sind die Beiträge (a) und (b) von Interesse, vgl. Abb. 6.6 und Erläuterungen dazu.

welche auch Rechnungen zur  $2\pi$ -Produktion über  $\Delta\Delta$ -Anregung enthält, verschwindende Analysierstärken voraus. Dieses Ergebnis ist jedoch mit Vorsicht zu genießen, da die Rechnungen ohne Berücksichtigung von Wechselwirkungen im Anfangszustand durchgeführt wurden, die die hauptsächliche Ursache von imaginären Anteilen der Amplituden sind - und Analysierstärken sind proportional zum imaginären Anteil der Interferenzterme.

Andererseits entstammen Analysierstärken der Interferenz von Amplituden, deshalb können kleine Amplituden im Erzeugungsprozess, insbesondere Amplituden von  $p$ -Wellen in Messungen mit polarisiertem Strahl leicht entdeckt werden.

# Kapitel 2

## Der Beschleuniger COSY

Das **CO**oler **SY**nchrotron (Abb. 2.1) am Forschungszentrum Jülich ist ein Protonenspeicherring, der Protonen mit einer Energie von 0.27 bis 3.3<sup>1</sup> GeV/c für Experimente der Mittelenergiephysik zur Verfügung stellt.

Zunächst werden  $H^-$ -Ionen aus einer geeigneten Quelle im als Vorbeschleuniger dienenden Zyklotron JULIC auf 40 MeV beschleunigt und zum COSY-Ring transportiert. Für Messungen mit polarisiertem Strahl ist die Polarisierung und Stabilität der Quelle, neben der Polarisationserhaltung bei Transport, Beschleunigung (in JULIC und COSY), und, im Fall von TOF und anderen externen Experimenten, Extraktion von besonderer Bedeutung.

Beim Eintritt in den Speicherring werden die beiden Elektronen des  $H^-$ -Ions durch eine Stripperfolie<sup>2</sup> abgestreift. Die so erzeugten Protonen werden dann innerhalb des Rings auf die gewünschte Energie beschleunigt. Zur Strahlführung in und außerhalb des Rings dienen eine Vielzahl von Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagneten.

Die Qualität des Protonenstrahls wird durch Phasenraumkühlung weiter verbessert. Als Qualität versteht man in diesem Zusammenhang eine möglichst geringe transversale Ausdehnung und Impulsunschärfe des Strahls, die durch zwei unabhängige Kühlverfahren erreicht wird [Mai97, Pra00].

---

<sup>1</sup>Inzwischen 3.7 GeV/c.

<sup>2</sup>engl. *to strip*: abziehen, abstreifen, entkleiden

Bei kleinen Strahlimpulsen bis ca.  $650 \text{ MeV}/c$  wird die Elektronenkühlung benutzt, bei der auf einer Länge von etwa 2 m ein monoenergetischer Elektronenstrahl in den umlaufenden Protonenstrahl eingeschleust wird, so dass die "heißen" Protonen durch Stöße einen Teil ihres Impulses auf die "kalten" (in Bezug auf Transversalimpuls und Breite der Longitudinalimpulsverteilung) Elektronen übertragen und dadurch gekühlt werden. Ab einem Impuls von etwa  $1.5 \text{ GeV}/c$  wird die stochastische Kühlung eingesetzt. Hierzu wird an zwei Stellen im Ring die Abweichung eines Teilchenpaketes von der Soll-Lage bestimmt und daraus ein Korrektursignal für die Strahlführungsmagnete erzeugt, durch das diese Abweichung einen halben Umlauf später verringert wird.

Die beschleunigten Protonen stehen direkt für die innerhalb des COSY-Rings eingebauten Experimente ANKE<sup>3</sup> [Bar01], COSY-11 [Wol99], EDDA<sup>4</sup> [Alt00] oder WASA@COSY [Pri09] zur Verfügung. Über ein elektrostatisches und elektromagnetisches Septum kann der Strahl auf die externen Meßplätze JESSICA<sup>5</sup> [JES], BIG-KARL (ein Magnetspektrometer mit den beiden Experimenten GEM<sup>6</sup> [Bet99] und MOMO<sup>7</sup> [Bel99]) oder TOF<sup>8</sup> extrahiert werden. Am Flugzeitspektrometer TOF wurden die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Experimente durchgeführt.

Bedingt durch das immer wieder notwendige Injizieren und Beschleunigen von Protonen in den COSY-Ring liegt der Protonenstrahl an den Experimenten in Form von sogenannten „Spills“ mit kurzen, strahlungsfreien Pausen dazwischen an.

Die Spills können in der Länge variiert werden, wodurch sich natürlich auch der Strahlstrom, d.h. die Anzahl Protonen pro Zeiteinheit, ändert. Die Extraktion wird so optimiert, dass man eine möglichst hohe Ereignisrate bei gleichzeitig möglichst hohem Verhältnis von Extraktionsdauer zu Dauer der Beschleunigungsphase erreicht. Hierzu wird unter anderem die sogenannte Mikropulsung des Strahls verwendet, d.h. auf einen kurzen Strahlpuls, im Idealfall meist ein einzelnes Proton<sup>9</sup> folgt

---

<sup>3</sup>Apparatus for Nuclear and Kaon Ejectiles

<sup>4</sup>Excitation Function Data Acquisition Designed for Analysis of Phase Shifts

<sup>5</sup>Jülich Experimental Spallation Target Setup In Cosy Area

<sup>6</sup>Germanium-Wand und Magnetspektrometer

<sup>7</sup>Molecules Of Mesons Online

<sup>8</sup>Time-Of-Flight

<sup>9</sup>Austastlücken, d.h. zum erwarteten Zeitpunkt fehlender Strahl sind ein Effizienzproblem. Mehrere (nahezu) zeitgleich ankommende Strahlteilchen erfüllen viel einfa-

eine Pause, in der das Ereignis von den Detektorelementen registriert werden kann. Diese Zeitspanne, beim vorliegenden Experiment gegen Ende ca. 240 ns lang ist nicht zu verwechseln mit der Zeit, die benötigt wird um die Zeit- und Energiesignale zu digitalisieren. Dieser Vorgang dauert nahezu drei Größenordnungen länger. Die resultierende statistische Verteilung der Protonenankunftszeiten ist in Abb. 5.4 gezeigt. Um die Strahlprotonen möglichst effizient zu nutzen wird COSY neben der beschriebenen zeitlichen Feinstruktur des Strahlstroms durch eine sogenannte Mikropulsung im Bereich von 100 kHz moduliert. Dies nimmt Rücksicht auf die Tatsache, dass nach einem als potentiell wertvollen Ereignis die Elektronik einige  $10^{-5}$  Sekunden mit der nachfolgenden Digitalisierung beschäftigt ist und nicht für Messungen zur Verfügung steht. Durch die Mikropulsung kann man also den Strahl effizienter nutzen, da sich die Extraktionsdauer bei gleichbleibender Dauer der Beschleunigungsphase verlängert, ohne dass der dadurch abgesenkte mittlere Strahlstrom zu weniger gemessenen Ereignissen führt. Durch optimierte Wahl des Tastverhältnisses kann die Ereignisrate sogar etwas ansteigen. Während der ersten Hälfte der Messung wurde COSY ständig optimiert. Danach dauerte die Beschleunigungsphase für einen Spill ca. 10 Sekunden, die nachfolgende Extraktion mehrere Minuten bei kaum abfallenden mittlerem Strahlstrom.

---

cher geforderte Multiplizitäten im Trigger als eine einzelne *pp*-Kollision, daher wird ein solches Ereignis aufgezeichnet, und erst später bei der Spurrekonstruktion oder erst beim kinematischen Fit verworfen. Es ist daher aus Effizienzgründen wichtig, dass beide Abweichungen selten auftreten. Dies wurde während des Experiments durch regelmäßige zeitnahe Analyse von Datenproben und ggf. Korrektur der COSY Betriebsparameter sichergestellt.

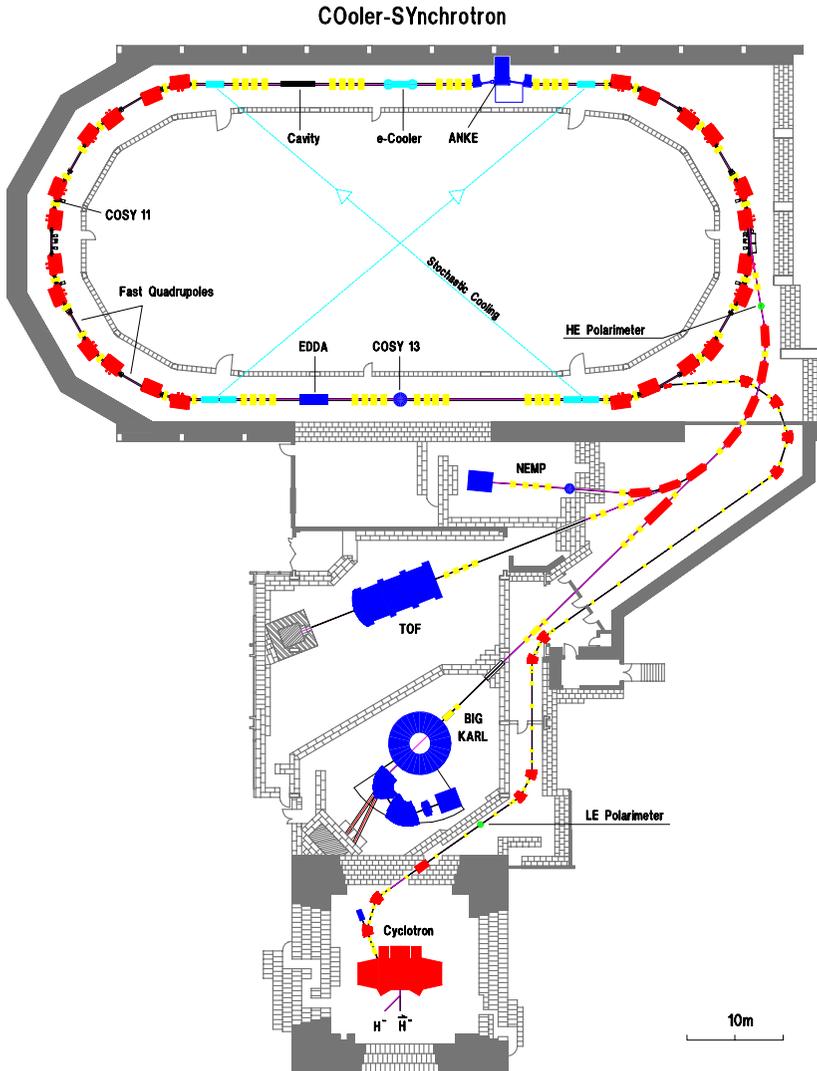


Abbildung 2.1: Grundriss des COSY-Speicherrings mit dem Vorbeschleuniger (Cyclotron, unten). Neben den externen Meßplätzen BIG-KARL, TOF und JESSICA sind auch die internen Meßplätze ANKE, COSY-11 und EDDA dargestellt. WASA@COSY wurde zwischenzeitlich im Bild oben links, vor Kavität und e-Kühler eingebaut.

# Kapitel 3

## Experimenteller Aufbau

Die Messungen wurden am Cooler Synchrotron COSY am Forschungszentrum Jülich mit dem Flugzeitspektrometer TOF an einer der externen Beam Lines durchgeführt, wo der Strahlimpuls mit weniger als 1% Fehler bestimmt werden kann. Die für die Messung benutzte kurze TOF Version ist in Abb. 3.1 gezeigt. Am Detektoreingang trifft der auf weniger als 2 mm Durchmesser kollimierte Strahl auf das Flüssigwasserstofftarget [Dah94]. In einer Entfernung von 22 mm in Strahlrichtung befinden sich der aus zwei Lagen Plastiksziintillator aufgebaute Startdetektor [Kir94, Wir95] sowie danach das Erlanger Faserhodoskop [Wag97] in einer Entfernung von 165 mm vom Target. Grundsätzlich sind alle Szintillatoren für Zeit- und Energiemessung mit entsprechender Elektronik bestückt. Aufgrund von Bauform und Position sind jedoch nicht alle Subdetektoren für beide Meßgrößen gleich gut geeignet. Während der Startdetektor im Wesentlichen die Startzeiten für die Flugzeitmessung liefert, erhält man aus dem Faserhodoskop aufgrund seiner in Kap. 3.3 beschriebenen Geometrie vor allem eine gute Winkelauflösung für die gemessenen Teilchenspuren. Im mittleren Teil des TOF Detektors, in 1081 mm Entfernung vom Target, befindet sich der sogenannte Quirl-Detektor [Dah94, Dah95], ein aus 3 Lagen von Szintillatorelementen aufgebauter Stoppdetektor. Für  $\theta$ -Winkel  $> 28^\circ$  wird das entsprechende Gegenstück, der Ring-Detektor benutzt. Zuletzt kommt das Zentralkalorimeter [Kre03, EPJ06], das neben Flugzeiten auch die Gesamtenergie der gestoppten Teilchen mißt. Aufgrund der Dicke der Kalorimeterblöcke werden Deuteronen, Protonen und

Pionen bis zu jeweils 400, 300 bzw. 160 MeV Maximalenergie darin gestoppt.

In der hier durchgeführten Messung waren an den gewundenen Quirl-Lagen zusätzliche Multihit-TDCs vom Typ Lecroy LRS1877, und am Kalorimeter statt der vorher benutzten Philips TDCs eingesetzt, um mittels der *Delayed Pulse* Technik positiv geladene Pionen zu identifizieren.

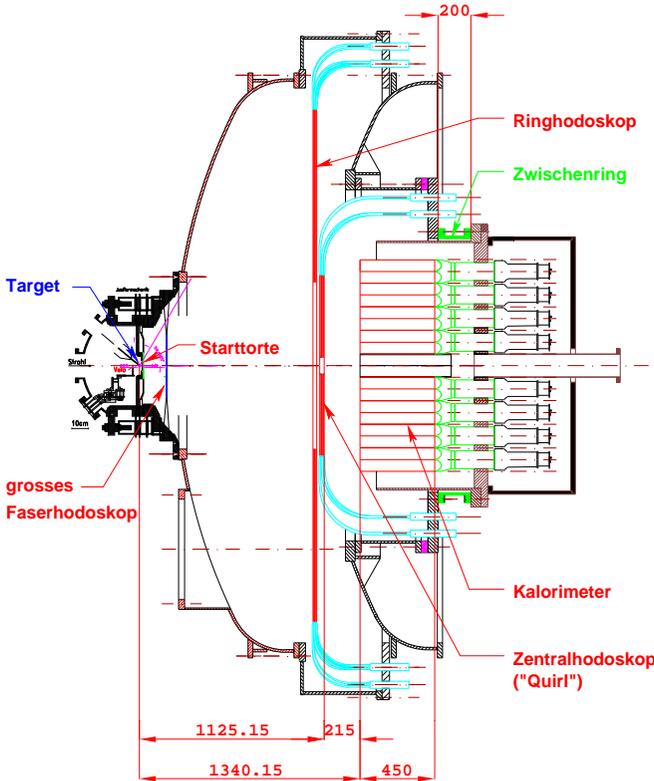


Abbildung 3.1: Skizze der kurzen Version des TOF Detektors. Abbildung aus [Erh08].

### 3.1 Das Targetsystem

An COSY-TOF wird ein in Jülich entwickeltes [Jae94, Nak97, Has99] Targetsystem benutzt. Dabei wird einerseits der Forderung nach einem möglichst punktförmigen Target, damit der Reaktionsort möglichst genau festgelegt ist, und einer hohen Reaktionsrate dadurch Rechnung getragen, dass die Targetzelle klein - 6mm Durchmesser und 4 mm Dicke in Strahlrichtung - und mit flüssigem Wasserstoff befüllt ist.

Abb. 3.2 zeigt eine Skizze des Targetsystems. Das eigentliche Target ist lediglich das Flüssigkeitsvolumen am unteren Ende der Konstruktion. Alle anderen Teile sind für die Erhaltung von blasenfreiem flüssigem Wasserstoff im Targetvolumen erforderlich. Die Targetzelle sitzt am unteren Ende eines dünnen Kupferrohres, das die Verbindung zum Kupferkopf des Kühlsystems darstellt. Sie besteht aus einem galvanisch hergestellten, nur  $60 \mu\text{m}$  dicken Kupferzylinder und zwei  $0.9 \mu\text{m}$  Hostaphan Folien, die die Targetzelle in Strahlrichtung vom Hochvakuum im TOF Detektor abgrenzen. Um Niederschlag von Restgas auf den kalten Folien zu vermeiden befindet sich das Targetsystem in einem vom restlichen TOF-Tank durch eine  $4 \mu\text{m}$  dünne Mylarfolie abgetrennten Hochvakuum von etwa  $10^{-6}$  mbar, während im restlichen Tank ein Druck von der Größenordnung  $10^{-3}$  mbar herrscht.

### 3.2 Der Erlanger Startdetektor

Bei der hier gemessenen Reaktion kam der Erlanger Startdetektor [Kir94, Wir95] in einer vereinfachten Version, d.h. ohne den für die Messung der Hyperonproduktion erforderlichen Silizium-Mikrostreifen-detektor zum Einsatz. In dieser Form besteht der Startdetektor aus 2 Detektoren *Start A* und *Start B*, die in jeweils 12 Segmente unterteilt sind. Die beiden Detektoren sind um 15 Grad gegeneinander verdreht, so dass sich eine  $\phi$ -Auflösung von 15 Grad ergibt. Die  $z$ -Achse des TOF-Koordinatensystems ist die Strahlachse in Strahlrichtung. Der Nullpunkt des Azimutwinkels ist bei 9 Uhr, d.h. rechts, wenn man in Strahlrichtung auf den Detektor sieht.  $\phi = 90^\circ$  ist dann oben, d.h. in Richtung des Hallendachs.

Der Startdetektor hat einen Innendurchmesser von 1 mm, einen Außendurchmesser von 76 mm. Die einzelnen Segmente sind 1 mm dick. Ausgelesen werden die Szintillatoren über Photomultiplier vom Typ Ha-

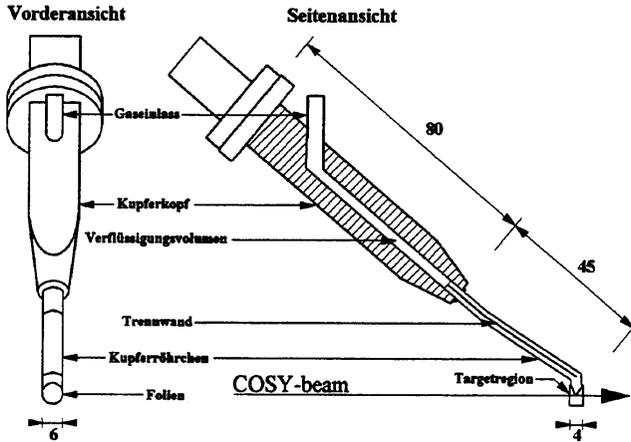


Abbildung 3.2: Skizze des Targetsystems an COSY-TOF. Das eigentliche Target ist der Inhalt des Zylindervolumens am unteren Ende.

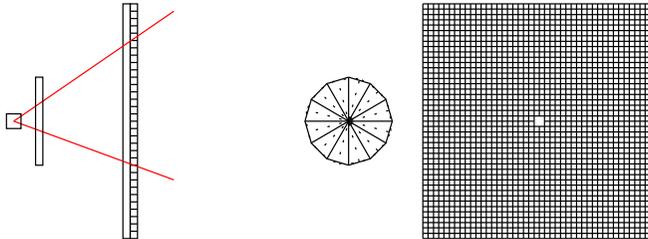


Abbildung 3.3: Skizze des Erlanger Startdetektors und Faserhodoskops in Seitenansicht und Aufsicht. Abbildung aus [Erh08].

mamatsu R1450<sup>1</sup>. Der Startdetektor liefert neben Startzeitpunkt und geometrischer Information auch einen Teil der Multiplizitätsbedingung für die Triggerlogik.

<sup>1</sup>[http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts\\_R/R1450.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_R/R1450.pdf) Ein zylindrischer Photomultiplier mit 19 mm Durchmesser und 101 mm Länge.

### 3.3 Tracking Detektor:<sup>2</sup> Das Faserhodoskop

In einem Abstand von 173.5 mm vom Target befindet sich ein aus zwei um 90 Grad zueinander verdrehten Lagen zu je 192 Szintillatorfasern (vgl. Abb. 3.3) ein Faserhodoskop [Wag97].

Die einzelnen Fasern sind Quader von 2mm Kantenlänge (1.8 mm Szintillator, 0.1 mm lichtdichte Ummantelung). Die jeweils beiden mittleren Fasern sind so geformt, dass ein Loch von  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  für den Strahl freibleibt.

Bei der hier diskutierten Messung waren am Faserhodoskop lediglich ADCs vom Typ Lecroy LRS1881, jedoch keine TDCs angeschlossen. Dies genügt jedoch, um das Faserhodoskop als sehr wesentliches Hilfsmittel für die Spurrekonstruktion zu verwenden, da man durch die aufeinanderfolgenden Treffer in beiden Lagen und die Geometrie des Detektors ein sehr feingranulares Raster erhält.

### 3.4 Die Stoppsysteme

Die Stoppdetektoren<sup>3</sup> liefern das Stoppsignal für die Zeitmessung und ermöglichen durch ihre Pixelstruktur eine Rekonstruktion der Teilchenspuren. Für die in der vorliegenden Arbeit verwendete kurze TOF-Version wurden die nachfolgend beschriebenen Detektoren "Quirl" und "Ring" benutzt, darüberhinaus für die Spurrekonstruktion auch die Meßdaten des Faserhodoskops.

#### 3.4.1 Das Jülich Zentralhodoskop (Quirl und Ring)

Der wesentliche Stoppdetektor war zunächst der in Abb. 3.4 skizzierte sogenannte Quirl-Detektor, ein aus 3 Lagen von je 5 mm Plastikszintillator aufgebauter Detektor. Eine Lage besteht aus 48 geraden Segmenten, die beiden anderen Lagen aus je 24 nach archimedischen

---

<sup>2</sup>Spurverfolgung: Das Faserhodoskop ist weder Start, noch Stoppdetektor. Es liefert aber sehr hochauflösende Ortsinformation über die Teilchenspuren zwischen Ereignisbeginn und -Ende.

<sup>3</sup>Stopp bezieht sich hier nur auf die Zeitmessung. Die Teilchen werden, sofern sie dafür nicht zu hochenergetisch sind, im Zentralkalorimeter gestoppt. Alle davor aufgebauten Detektoren bestehen aus dünnen Szintillatoren, die Flugzeit oder Energieverlust messen.

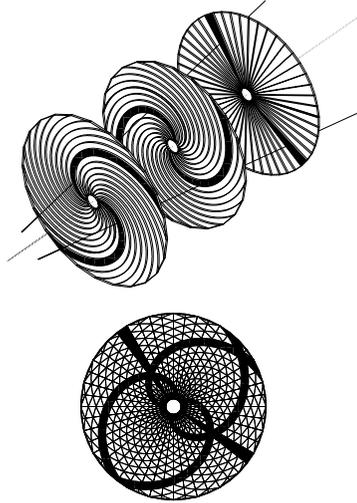


Abbildung 3.4: Detektorsysteme Quirl und Ring: sie bestehen aus jeweils 3 Lagen Szintillatorelementen. Durch Überlagerung der von einem geladenen Teilchen durchstoßenen Elemente erhält man Pixel, deren Position aufgrund der Detektorkonstruktion bekannt ist. Zusammen mit den Ortsinformationen von Target und getroffenen Fasern des Faserhodoskops lassen sich damit Spuren mit großer Genauigkeit rekonstruieren. Abbildung aus [Erh08].

Spiralen geformten, nach rechts und links gewundenen Elementen. In der Draufsicht ergibt sich daraus eine Pixelstruktur, mit der man Spuren mit guter Winkelauflösung rekonstruieren kann. Der Quirl-Detektor hat einen Innendurchmesser von 8.4 cm, einen Aussendurchmesser von 116 cm. In der kurzen TOF Version ist der Quirl 108.5 cm vom Target entfernt, damit ist eine Messung von Teilchenspuren bis zu  $\theta = 28.1^\circ$  möglich. Um eine größere Akzeptanz in  $\theta$ -Richtung zu erhalten wurde der Ring-Detektor entwickelt. Der Ring-Detektor[Käm99] ist ein Detektor der auf der gleichen Grundidee wie der Quirl basiert, mit folgenden Unterschieden in der Geometrie:

- Doppelt so viele Elemente in jeder Lage.
- Innendurchmesser 56.8 cm. Damit ergibt sich ein kleiner Über-

lapp mit dem Quirl, was für Kalibrierzwecke sehr hilfreich ist.

- Aussendurchmesser 308 cm. Dies führt dazu, dass Teilchenspurten bis zu maximal  $\theta = 55.6^\circ$  gemessen werden können. In der Praxis hat sich gezeigt, dass Meßergebnisse oberhalb von  $\theta = 49^\circ$  nur bedingt aussagekräftig sind. Eine Erklärung für dieses Phänomen steht noch aus.

### 3.5 Das Tübinger Zentralkalorimeter

Das Zentralkalorimeter [Kre97, Kre03] besteht aus 84 hexagonalen Plastikszintillatoren von 14 cm Schlüsselweite und 45 cm Länge. Plexiglaslichtleiter führen das erzeugte Licht aus dem Vakuumtank, wo Photomultiplier vom Typ Photonis XP4592PA die Auslese übernehmen. Die deponierte Energie wird mit Constant-Fraction Diskriminatoren vom Typ LeCroy LRS3420 und QDCs vom Typ Lecroy 1881 gemessen, die Flugzeit bzw. Zeit bis zu Folgetreffern wird mit TDCs vom Typ Lecroy LRS1877 gemessen. Letztere haben eine Auflösung von 500 ps/Kanal und eine programmierbare Maximalzeit, die im vorliegenden Fall auf 16384 Kanäle gesetzt war. Weitere Elektronik begrenzte die nutzbare Aufzeichnung auf 6 Mikrosekunden, was fast 3 Halbwertszeiten von  $\mu^+$  entspricht ( $\tau_\mu \approx 2.2\mu s$ ).

Das Zentralkalorimeter ist, neben der Funktion als weiterer Stoppteilchen-detektor vor allem für folgende Anwendungen vorgesehen:

- Stopp von geladenen Teilchen bis zur jeweiligen Maximalenergie und Messung der Energie. Zusammen mit dem Energieverlust in den vorhergehenden dünnen Detektoren oder der gemessenen Flugzeit Teilchenidentifikation durch  $\Delta E(E)$  bzw.  $1/\beta^2(E)$  Spektren.
- Messung des Zerfalls von positiv geladenen Myonen aus zerfallenen positiven Pionen und Bestimmung von deren Lebensdauer
- Messung von Neutronen aus anderen Reaktionen, etwa  $\vec{p}p \rightarrow nn\pi^+\pi^+$ .

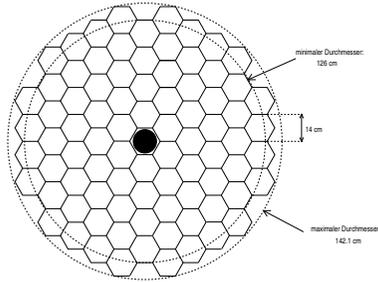


Abbildung 3.5: Skizze des Zentralkalorimeters in Draufsicht. Die einzelnen hexagonalen Szintillatoren haben eine Schlüssellänge von 14 cm und eine Länge von 45 cm. Abbildung aus [Erh08].

## 3.6 Das Datenaufnahmesystem EMS an TOF

An TOF wurde vor der hier diskutierten Messung das DAQ<sup>4</sup>-System TDAS<sup>5</sup> verwendet. Aufgrund stetiger Erweiterungen, aber auch aufgrund der in die Jahre gekommenen Hardware entstand die Notwendigkeit, zur Verbesserung von Wartbarkeit, Zuverlässigkeit und Datendurchsatz nach einem anderen Datenerfassungssystem Ausschau zu halten. An anderen Experimenten am Forschungszentrum Jülich kam EMS<sup>6</sup> [Dro96, Wue98] zum Einsatz. Auf diesem Erfahrungsschatz aufbauend wurde eine Implementierung desselben an COSY-TOF in Angriff genommen.

EMS ist ein modulares, skalierbares Datenaufnahmesystem das durch sein Design einige Probleme und Nachteile früherer Ansätze vermeidet:

- Vollständige Trennung zwischen Benutzerschnittstelle und eigentlichem Datenaufnahmesystem, sowie zwischen den einzelnen Komponenten des Datenaufnahmesystems, soweit diese unabhängig voneinander sind. Ein solcher Aufbau erfordert die Spezifikation eines Kommunikationsprotokolls zwischen den verschiedenen Bestandteilen.

<sup>4</sup>Data Acquisition

<sup>5</sup>Temporary Data Acquisition System. Zur Entstehungsgeschichte, siehe [Dro96], zur Implementation an COSY-TOF [Bra94, Rin95].

<sup>6</sup>Experiment Message Specification

Durch diesen Aufwand gewinnt man folgende Vorteile:

- Das System wird modular, die Komponenten können getrennt entwickelt und getestet werden, auch parallel von verschiedenen Arbeitsgruppen.
  - Auch im Betrieb ist es möglich, einzelne Teile auszutauschen ohne andere zu beeinflussen.
  - Bei der Verwendung neuer Hardware oder Betriebssysteme muss nur das jeweils betroffene Programmodul angepasst werden.
- 
- Skalierbarkeit durch die Möglichkeit, die Rechenleistung einer wählbaren Anzahl von Prozessoren zu nutzen. Dies gilt für das Frontend (Anpassung an das Datenaufkommen und die Daten-transport- und -verarbeitungsbandbreiten), die Steuerung (getrennte Benutzeroberflächen für verschiedene Aufgaben) und die Online-Darstellung.
  - Sinnvoller Kompromiss zwischen entwicklungsaufwendiger, maschinennaher Hochsprache für Routinen, die zeitkritischen Umgang mit der Meßhardware haben, und mächtigen, interpretierten Skriptsprachen, an Stellen, an denen Geschwindigkeit keine besondere Rolle spielt, etwa bei Benutzerinterface oder bei jeweils einmaligen Konfigurationsänderungen vor bzw. nach einer Messung.
  - Verwendung von preiswerten Industrie-PCs<sup>7</sup> statt dedizierter VME CPUs als Rechner zur Steuerung von VME-, Fastbus- und CAMAC Crates. Dies ermöglicht, von dem durch sehr große Stückzahlen gewonnenen niedrigen Preis und dem schnellen Leistungszuwachs der Intel x86 (seit dem Jahr 2003 in zunehmendem Maß x86\_64) Architektur zu profitieren.

---

<sup>7</sup>SBC: Single Board Computer: komplette Rechner, die auf einer Platine aufgebaut sind und die als Steckkarte auf eine Trägerplatine, meist in einem 19"-Gehäuse gesteckt werden, die weitere PCI bzw. PCIe Steckplätze für Erweiterungskarten zur Verfügung stellt.

### 3.6.1 Hardwarestruktur der TOF Datenaufnahme

Das TOF Experiment liefert eine vierstellige Anzahl von analogen Datenquellen deren Information bei jedem Ereignis möglichst verzögerungsarm digitalisiert und aufgezeichnet werden muss. Mehrheitlich handelt es sich dabei um Plastikzintillatoren mit daran angekoppelten optoelektronischen Verstärkern, ein kleiner Teil der Kanäle stammt vom optional verfügbaren Mikrostreifendetektor, einem vielkanaligen Halbleiterzähler. Bei der hier diskutierten Messung kam diese Detektorkomponente nicht zum Einsatz, daher wird auf deren Besonderheiten nicht weiter eingegangen. Das Licht aus den von ionisierender Strahlung getroffenen Detektorelementen wird mit Sekundärelektronenvervielfachern verstärkt und in ein elektrisches Stromsignal umgewandelt. Die dabei meßbare Ladung ist ein Maß für die im Szintillator deponierte Energie; ebenso wird der Zeitpunkt der Energiedeposition gemessen. Bei einem typischen Ereignis wird lediglich ein Bruchteil der Detektorelemente getroffen, typische Ereignisse weisen knapp über 30 getroffene Elemente auf, die über eine Vielzahl von Modulen in verschiedenen Crates verteilt sind. Auf die sich daraus ergebenden Probleme und deren Lösung wird im Abschnitt 3.6.3 eingegangen.

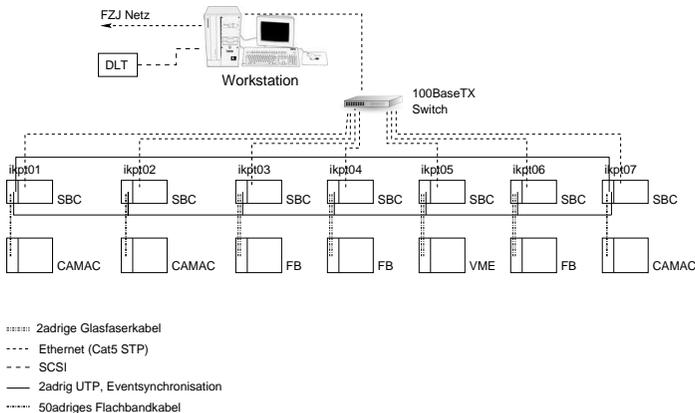


Abbildung 3.6: Struktur, Komponenten und Kommunikationspfade des TOF Datenaufnahmesystems in der hier eingesetzten Form.

In Abb. 3.6 ist der schematische Aufbau des TOF Datenaufnahme-

systems gezeigt. Ganz oben ist die Workstation, die unter anderem als Steuerzentrale der Datenaufnahme dient. Weitere Aufgaben dieses Rechners sind

- Optionale Routingfunktion zwischen dem Experimentnetz und dem restlichen Netzwerk des Forschungszentrums Jülich
- DNS<sup>8</sup>, DHCP<sup>9</sup>, TFTP<sup>10</sup>, NFS Server für die SBCs des Experiments. Von hier beziehen die festplattenlosen SBCs IP-Nummer, Systemkern samt Treibern, Betriebssystem und Anwendungsprogramme.
- Massenspeicher für Meßdaten auf DLT oder RAID-Festplattensysteme

---

<sup>8</sup>Domain Name Service, RFC 1034, RFC 1035. Die Beziehung zwischen den Klartextnamen von an das Internet bzw. ein Intranet angebundenen Rechnern und der binären Darstellung der Internetadresse von deren Netzwerkschnittstellen. Beim heute überwiegend gebräuchlichen Internetprotokoll Version 4 ist die Internetadresse eine vorzeichenlose, ganze 32bit-Zahl, die aus Gründen der Lesbarkeit meist als durch Punkte getrennte Folge von vier natürlichen Dezimalzahlen mit 8 Bit Wertebereich geschrieben wird, etwa 134.94.198.21. Hier ist mit "DNS Server" ein Dienstprogramm (ISC Bind, <http://www.isc.org>) gemeint, das Klartextnamen für verschiedene Netzwerkanwendungen in die Schnittstellenadresse des Zielrechners übersetzt. Erst dies ermöglicht einen Verbindungsaufbau mit dem Zielrechner, da etwa der Name `ikpt01.ikp.kfa-juelich.de` ohne diese Umsetzung keine kommunikationstechnische Bedeutung hat, sondern nur eine menschenlesbare Bequemlichkeit ist. Beim Domain Name System handelt es sich um eine hierarchisch aufgebaute, verteilte Datenbank. Eine Anfrage zur Übersetzung eines Rechnernamens in eine IP Nummer führt unter Umständen zu einem umfangreichen rekursiven Kommunikationsprozess, an dessen erfolgreichem Ende eine Antwort von dem DNS Server, dessen Administration für das Netz verantwortlich ist, zu dem der angefragte Name logisch und administrativ gehört, zurückkommt. Aus Gründen der Flexibilität, Fehlertoleranz und Geschwindigkeit ist es deshalb wünschenswert, ein solches Experiment als eigenes Teilnetz zu definieren und für dieses Netz eigene, lokale Netzdienste zu betreiben.

<sup>9</sup>Dynamic Host Configuration Protocol, RFC 2131. Ein Protokoll, bei dem sich ein Rechner in einem Internet oder Intranet ohne vorherige Kenntnis der Infrastruktur seine Internetadresse, Netzwerkrouuten und eine Vielzahl anderer Parameter erfragen kann. Ob und welche Antwort er erhält entscheidet dabei die Konfiguration des DHCP Servers. Hier eingesetzt, um die Netzwerkschnittstellen der Internet Protokoll (IP) sprechenden Meßhardware zentral konfigurieren zu können.

<sup>10</sup>Trivial File Transfer Protocol, RFC 1350. Ein einfaches Protokoll, um einzelne Dateien über IP zu übertragen. Dabei handelt es sich sehr oft um einen passend vorkonfigurierten Systemkern eines unixähnlichen Betriebssystems, das dem anfragenden Rechner übermittelt wird, um dort die ersten Schritte eines Systemstarts durchzuführen. Dieser Systemkern verbindet sich dann mit einem über Netzwerk (hier: NFS) zugänglichen Massenspeicher und erhält so weitere Anweisungen.

- Weiterleitung der Meßdaten zum Tivoli Backupsystem des Forschungszentrums. Dies ermöglicht eine dezentrale, von der Experimenthardware unabhängige Aufbewahrung einer weiteren Kopie der gewonnenen Daten und verringert damit die Wahrscheinlichkeit eines Datenverlusts durch Defekte von Geräten oder Datenträgern.
- Kommunikationszentrale für die auf den SBCs laufenden Netzwerkdienste, die Konfiguration und/oder Auslese der Meßdaten.

Als Netzwerk für den Datentransport wurde 100BaseTx Fast Ethernet (inzwischen: 1000BaseTx) eingesetzt, darauf TCP/IP<sup>11</sup> als Transport- und Datensicherheitsschicht. Die Vermittlung der Ethernetframes und den Transport von und zu den jeweiligen Endpunkten erledigen ein entsprechender Switch und die Cat.5 Verkabelung zwischen den Komponenten. Jeder SBC enthält eine Netzwerkkarte oder einen auf dem Board aufgelöteten Netzwerkanschluss. Die FASTBUS Crates werden mittels eines Struck 340SFI Adapters um die Fähigkeit, VME Einschübe zu beherbergen erweitert, danach können diese wie VME Crates angesteuert werden. Für VME Crates wird ein VME-zu-PCI Interface vom Typ SIS 1100 verwendet. Dieses ist aus einer Kollaboration des Zentrallabors für Elektronik des Forschungszentrums Jülich und der Firma Struck entstanden und besteht aus einem VME Einschub, einer 32bit PCI Steckkarte und einer bidirektionalen Glasfaserverbindung zwischen beiden Geräten, die logisch eine Verlängerung des SBC-seitigen PCI-Bus darstellt, was zu bestimmten im Betrieb, vor allem beim Neustart zu beachtenden Eigenschaften führt.

Für die CAMAC Crates wird ein im ZEL entwickelter Crate Controller verwendet, dieser besteht ebenfalls aus zwei Komponenten: dem eigentlichen CAMAC Controller, der wie andere derartige Geräte die Steckplätze 24 und 25 eines CAMAC Crates belegt, sowie einer PCI Karte zur Anbindung an PC Hardware. Aufgrund der geringeren Datenrate von CAMAC wurde hier aus Kostengründen ein 50adriges Flachbandkabel als Verbindungselement gewählt.

Die in Abb. 3.6 gezeigten 7 Crates samt Kontrollrechnern haben folgenden Aufbau und Aufgabenbereich:

- **ikpt01:** Enthält das Mastermodul für die Eventsynchronisation. Steuert ein CAMAC Crate, dessen Inhalt hauptsächlich program-

---

<sup>11</sup>Transport Control Protocol/Internet Protocol, RFC793

mierbare Triggerlogik ist. Dies sind Module, die auf anliegende Signale schnell reagieren können, deren Konfiguration jedoch jeweils am Beginn einer Messung, d.h. beim manuellen<sup>12</sup> Start eines Runs stattfindet. Diese Konfiguration selbst ist, anders als die Aufgaben der Module nicht zeitkritisch, deshalb reicht der CAMAC Bus dafür völlig aus. Die initiale Konfiguration dauert - für alle Komponenten - im Normalfall weniger als eine halbe Minute, wobei nicht die Bandbreite der Kommunikationskanäle, sondern zumeist abzuwartende Fristen bei der Initialisierung der Komponenten der begrenzende Faktor ist. Danach wird, sofern nichts Unvorhergesehenes geschieht Stunden oder Tage gemessen.

- **ikpt02:** Ein CAMAC Crate reicht für die Triggerelektronik nicht mehr aus, deshalb sind weitere Module im nächsten Crate untergebracht.
- **ikpt03,04,06:** Hierbei handelt es sich um FASTBUS Crates in der weiter oben beschriebenen Konfiguration, die verschiedene TDCs und QDCs enthalten, um Amplitude (entsprechend der deponierten Energie) und Ereigniszeitpunkt von Treffern in Detektorelementen zu digitalisieren. Hier sind sowohl Latenz als auch Bandbreite von Bedeutung, deshalb ist CAMAC hierfür zu langsam. Verwendet wurden in dieser und nachfolgenden Messungen in der Regel folgende Modultypen:
  1. Philips 10C6 TDCs
  2. Philips 10C2 QDCs
  3. Lecroy LRS1881 QDCs
  4. Lecroy LRS1875 TDCs
  5. Lecroy LRS1881 Multihit TDCs
- **ikpt05:** Dies ist (der Steuerrechner eines) VME Crates von 6 Einheiten Höhe, das Zähler vom Typ SIS 3800 enthält. Damit werden die Treffer jedes einzelnen Detektorelements gezählt. Diese Ergebnisse werden zusammen mit den anderen gewonnenen Meßdaten abgespeichert, darüber hinaus werden sie jedoch

---

<sup>12</sup>Bei problemlosem Experimentverlauf werden Runs automatisch beendet und neu gestartet, um die erzeugten Dateien auf handhabbare Größen zu beschränken. Dabei findet jedoch, anders als im Fehlerfall oder bei Benutzerinteraktion keine erneute Initialisierung statt.

auch zeitnah in kurzen Intervallen verglichen und mittels eines Java Applets visualisiert. Diese visuelle Darstellung ist wesentlich für die Extraktion und "Einfädellung" des Strahls in den TOF Detektor, da man hier aus der dargestellten absoluten und relativen Trefferhäufigkeit Strahlprofil und -lage, und damit eventuell unerwünschte Treffer außerhalb des Targets erkennen kann. Abbildung Abb. 3.7 zeigt ein Bild des *beamDisp* Applets im Einsatz.

- **ikpt07:** Dieses CAMAC Crate enthält die Lecroy LRS3420 Constant Fraction Diskriminatoren für die Kalorimeter QDCs. Bei diesen Modulen werden vor Beginn einer jeden Messung Ansprechschwelle, Totzeit und zeitliche Breite des Ausgangssignals eingestellt, danach muss an diesen Modulen nichts mehr geändert werden. In der Anfangsphase vor allem der vorigen Messungen wurde hier optimiert, danach stellte sich die gewonnene Konfiguration als stabil heraus. Aufgrund der Konfiguration vor Messungsbeginn ist dieser Arbeitsschritt ebenfalls nicht zeitkritisch.

### 3.6.2 Strahlprofilanzeige

In Abb. 3.7 ist ein Abbild der für dieses Experiment für den Betrieb mit EMS neu geschriebenen Strahlprofilanzeige inmitten eines COSY Spills abgebildet. Dabei handelt es sich um ein Java Applet, d.h. dieses Programm kann in jedem Webbrowser dargestellt werden ohne dass auf dem betreffenden Rechner TOF-spezifische Software installiert sein muss. Es liest pro Update lediglich ein paar hundert Datenworte vom Server und visualisiert diese. Bei den Daten handelt es sich um Zähler, in denen die in jedem Detektorelement erfolgten Treffer gezählt werden. Das Applet errechnet die Differenz aus jeweils 2 aufeinanderfolgenden Datensätzen und die dazwischen vergangene Zeit<sup>13</sup>, skaliert jeden Detektor auf aktuelle Bildgröße und malt die Fläche jedes Elements in jedem Subdetektor proportional zur gezählten Trefferate. Man kann in Abb. 3.7 in der oberen Zeile Start A, Start B sowie eine grafische Überlagerung der beiden Startdetektoren sehen. Es ist deutlich zu erkennen dass der Strahl im Startbereich zum Aufnahmezeitpunkt in horizontaler Richtung abgeflacht war. In der zweiten Zeile

---

<sup>13</sup>Berechnet wird die Differenz zwischen den Zeitstempeln zweier aufeinanderfolgender Datensätze, d.h. die Uhr des ausführenden Rechners oder Verzögerungen beim Datentransport spielen keine Rolle.

sind der Quirl sowie die X- und Y-Lage des großen Faserhodoskops abgebildet. Die dritte Zeile stellt alle Vetodetektoren, sowie logisch oder verknüpft jeweils alle Elemente von Start A, Start B und Faserhodoskop, einmal logarithmisch, einmal linear aufgetragen dar. Die beiden ersten Zeilen sind vor allem zum "einfädeln" des Strahls in das externe Experiment TOF für die COSY Kontrollmannschaft von Nutzen, das letzte Drittel der Anzeige ändert sich abrupt, falls die Strahlposition oder -verteilung sich in einer Weise ändert, die zu vermehrten Treffern in den Vetodetektoren führt.

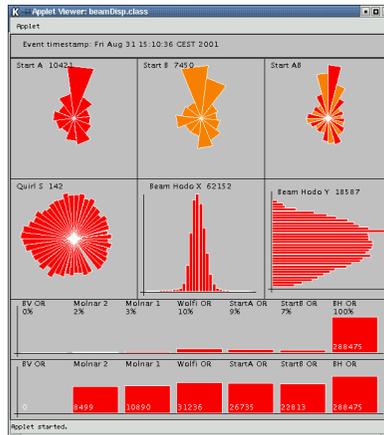


Abbildung 3.7: Bildschirmabdruck der Strahlprofilanzeige des TOF Experiments. Die Daten werden durch periodische Differenzbildung der aktuellen Zählerinhalte von Crate ikpt05 und den zuletzt ausgelesenen Werten erhalten.

### 3.6.3 Eventsynchronisation

Die Datenaufnahme mit mehreren Crates und den ihnen zugeordneten individuellen Rechnern ermöglicht zwar einerseits eine nahezu beliebige Skalierung, bringt aber andererseits ein besonderes Problem mit sich. Jeder Cratecontroller liest zeitnah gewonnene Digitaldaten der zu ihm führenden Datenquellen aus. Diese werden jedoch erst später, aus Optimierungsgründen unter Umständen erst viele Sekunden später zu

ganzen Events zusammengesetzt. Um diesem Problem zu begegnen, wird im Header eines jeden Subevents eine eindeutige Eventnummer eingetragen. Durch Fehler in der Elektronik kann es jedoch geschehen, dass ein Crate Controller einen Triggerimpuls ignoriert. Er wird dann die entsprechende Eventnummer dem nächsten Subevent zuordnen, es kommt zum sogenannten "event mixing", das in der Regel zu physikalisch sinnlosen Daten führt. Dieses Problem wurde vermieden, indem man die Eventnummern an einer zentralen Stelle erzeugt und sie an die einzelnen Controller übermittelt.

Die SBCs enthalten neben der PCI Brücke zum jeweiligen Crate auch eine weitere Steckkarte mit mehreren Ein- und Ausgängen für die Event-synchronisation. Genau ein beteiligtes Modul stellt dabei den aus einer 50 MHz Uhr stammenden Takt zur Verfügung, dieser wird auf einem zweiadrigen verdrehten Adernpaar nacheinander zu allen beteiligten SIS1100 bzw. ZEL PCI Karten und von der letzten Steckkarte zurück zu einem Eingang des ersten Moduls geführt. Diese Karten stellen den so synchron gehaltenen Takt in digitaler Form für die zeitliche Kennzeichnung der Subevents zur Verfügung. Jedes Slavemodul zählt unabhängig von allen anderen an der Synchronisation beteiligten Modulen die Events und vergleicht diese mit der Eventnummer. Bei Nichtübereinstimmung wird die Messung mit einer Fehlermeldung abgebrochen.

# Kapitel 4

## Monte-Carlo Simulationen für COSY-TOF

Um die Detektorantwort von TOF bei der Messung einer Reaktion verstehen und damit die physikalischen Meßgrößen hinsichtlich der Detektoreigenschaften korrigieren zu können, ist eine Simulation des Detektors unerlässlich. Für die Detektorbeschreibung wird dabei das in Fortran77 am CERN<sup>1</sup> entwickelte Softwarepaket GEANT in der Version 3.21 [GEA95] benutzt. GEANT stellt Routinen für die Detektorbeschreibung (geometrische Grundelemente, Materialeigenschaften, physikalische Prozesse) zur Verfügung. Die Darstellung der Detektorkomponenten mittels dieser Hilfsmittel sowie die Übersetzung der aus der Teilchenverfolgung im simulierten Detektor gewonnenen Zeiten und Energien in TDC- und ADC-Werte müssen vom Benutzer geschrieben werden.

### 4.1 Ablauf der Simulationen

Die Simulation einer Messung wird mit der Monte-Carlo-Methode durchgeführt, d.h. durch die Erzeugung einer Vielzahl von Zufallszahlen, die als Datenstruktur jeweils den Zustand unmittelbar nach Erzeugung eines Zwei-Pion-Ereignisses (also 2 Protonen, 2 Pionen und ihre Im-

---

<sup>1</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

pulse) darstellen. Im einfachsten Fall wird dabei lediglich Impuls- und Energieerhaltung vorausgesetzt, für weitere Untersuchungen können auch Eigenschaften aufwändiger theoretischer Modelle in die Erzeugung dieser Daten einfließen. Im Gegensatz zu früheren Messungen wird nicht der Generator GENBOD aus der Cernlib, sondern entsprechende Funktionen aus der CLHEP Bibliothek [CLH92], oder die Routinen aus ROOT [ROOT]. Aufgerufen werden diese, indem das Paket *CWanalysis* [Pae02] als Eventgenerator benutzt wird. Dies bedeutet eine Vereinfachung ohne Einschränkungen, da alle hier benutzten in der Cernlib verfügbaren Routinen bzw. die darin benutzten Algorithmen in ROOT und/oder CLHEP zur Verfügung stehen, und damit die Eventerzeugung komplett in C++ implementiert ist.

Die so gewonnenen Ereignisse werden dann von der GEANT-basierten Detektorsimulation eingelesen und einzeln bearbeitet. Dabei wird in einer Vielzahl von Schritten jedes der zunächst vier Teilchen durch den Detektor verfolgt. Berücksichtigt werden dabei Energieverlust durch elektromagnetische Wechselwirkung mit den Atomhüllen des Detektormaterials, hadronische Wechselwirkung, Vielfachstreuung sowie der mögliche Zerfall der Teilchen einschließlich deren Wechselwirkung.

Führt die Teilchenspür durch Materie, so wird für jeden Schritt der Energieverlust berechnet und die Energie des Teilchens angepasst. Ebenso wird die verstrichene Flugzeit berechnet. Die Schrittweite bei dieser Teilchenverfolgung kann vom Benutzer angepasst werden. GEANT bietet Voreinstellungen, die für viele Anwendungen gut geeignet sind. Die Wahl der Schrittweite ist ein Kompromiß zwischen erforderlicher Rechenzeit und erzeugtem Datenvolumen (sofern man Zwischenergebnisse benötigt, etwa zur Fehlersuche) einerseits, und Genauigkeit der Simulation andererseits.

Führt die Spur eines Teilchen in ein aktives Detektorelement, so wird die darin deponierte Gesamtenergie für jedes Detektorelement aufaddiert und am Ende als ADC-Wert in einem (Teil-)Ereignis im TADE Format ausgegeben. Diese Ereignisse werden dann von tof++ analog zu echten Meßdaten verarbeitet. Dadurch können systematische Fehler reduziert werden.

Der Ablauf der Simulation und der Zusammenhang mit weiteren Schritten der Datenauswertung ist in Abb. 5.3 skizziert.

Weitere Informationen zum hier beschriebenen Monte-Carlo-Programm-paket finden sich in [Hes00], zur Erweiterung um das Kalorimeter in [Kre03].

Für die Simulationen in dieser Arbeit wurde das MC Paket im Wesentlichen wie in [Kre03] verwendet, allerdings zur Verwendung auf i386 Linux portiert, da die zuvor benutzte DEC Alpha Architektur<sup>2</sup> mit dem Betriebssystem Tru64 Unix nicht weiterentwickelt wurde. Dabei waren kleine Detailänderungen notwendig, da sich u.a. Compiler und Cernlib nicht exakt gleich verhalten, an der Vergleichbarkeit der Ergebnisse im Rahmen der statistischen Genauigkeit besteht jedoch kein Zweifel.

## 4.2 Simulation der Delayed Pulse Technique

Für die Unterscheidung der beiden geladenen Pionen im Ausgangskanal wird eine wichtige Eigenschaft ihrer Zerfallsprodukte ausgenutzt: Geladene Pionen zerfallen im Vakuum gemäß

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (4.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad \tau_\pi = 26 \text{ ns} \quad (4.2)$$

Die beim Zerfall entstandenen Myonen zerfallen im Vakuum gemäß

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (4.3)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad \tau_\mu = 2.2 \text{ } \mu\text{s} \quad (4.4)$$

In Materie werden  $\pi^-$  bzw.  $\mu^-$  abgebremst und bilden ein pionisches bzw. myonisches Atom. Aufgrund der Verschiedenheit vom Elektron fallen sie bis zum niedrigsten möglichen Bindungszustand. Wegen der im Vergleich zum Elektron viel höheren Masse ist dies gleichbedeutend mit einem hohen Überlapp der Wellenfunktion mit dem Kernvolumen, deshalb werden  $\pi^-$  mit großer Wahrscheinlichkeit hadronisch absorbiert. Nach der Abbremsung im Detektor wird man also nahezu ausschließlich den Zerfall von positiven Pionen und Myonen beobachten. Dies bildet die Grundlage für die Unterscheidung durch Messung des Zerfalls.

Aufgrund der langen Lebensdauer der Myonen aus dem  $\pi^+$ -Zerfall sind Fehler, die sich etwa aus der Signallaufzeit in Kalorimeterblöcken

---

<sup>2</sup>ursprünglich Digital Equipment Corporation (DEC) Alpha, eine 64bit RISC Prozessorarchitektur des genannten Herstellers, die technologisch ihrer Zeit weit voraus, letztlich aber wirtschaftlich nicht erfolgreich war. Im Verlauf des wirtschaftlichen Niedergangs von DEC wurden HP bzw. Compaq Eigentümer dieser Prozesortechnologie. Compaq verkaufte den größten Teil dieses Wissens im Jahr 2001 an Intel, in der falschen Annahme, Intels Itanium Architektur würde sich durchsetzen.

aufgrund deren räumlicher Ausdehnung ergeben, von untergeordneter Bedeutung. Dennoch ist eine Simulation von Ereignissen in der Art, wie reale Meßdaten entstehen, von Nutzen, so könnte etwa die Effizienz der  $\mu^+$  bzw. damit korreliert der  $\pi^+$ -Identifizierung durch Simulation ermittelt werden. Eine Implementierung der Suche nach im Kalorimeter zerfallenden positiv geladenen Pionen und Ausgabe der Multihit-TDC Werte der entsprechenden Kalorimeterblöcke im TADE Format zwecks weiterer Analyse führt jedoch zu einem falschen Ergebnis. Der Grund dafür ist die grundlegend andere erforderliche Funktionsweise sowohl des MC Pakets als auch von tof++ für den Umgang mit Multihit Ereignissen. Bei der üblichen Vorgehensweise beginnt ein (gemessenes oder simuliertes) Ereignis mit einem Strahlproton, das auf ein Targetproton trifft und zu einer Reaktion führt. Die Anzahl der geladenen Spuren in den einzelnen Subdetektoren entscheidet aufgrund der daraus erzeugten Triggerbedingung über den weiteren Verlauf der Messung. Sofern das Ereignis abgespeichert wird, steht es nachher im EMS- und dann nach Konversion im TADE Format zur Auswertung zur Verfügung. Das Ereignis selbst dauert nur wenige Nanosekunden, einschließlich aller Verzögerungen und Laufzeiten von elektronischen Signalen unter 150 ns. Vom Beschleuniger kommen in aller Regel einzelne Strahlprotonen. Falls dies ausnahmsweise nicht der Fall ist, besteht dennoch nur eine sehr geringe Wahrscheinlichkeit dafür, dass beide Protonen mit einem Targetproton reagieren; in diesem Fall wird das Ereignis abgespeichert, bei der Analyse jedoch verworfen werden, da eine eindeutige Spurrekonstruktion<sup>3</sup> unmöglich ist. Bei der Suche nach zerfallenden Myonen wird 6 Mikrosekunden, also knapp 3 Halbwertszeiten, auf den Zerfall gewartet, um diesen mit einiger Wahrscheinlichkeit beobachten zu können. Während dieser Zeit liefert der Beschleuniger rund 25 weitere Strahlprotonen. Dies in Simulation und Analyse zu implementieren würde eine grundlegende Designänderung der Software erfordern, deshalb wurde für die Effizienzabschätzung ein anderer Weg gewählt. Da die Zwei-Pion-Produktionsereignisse gänzlich ohne die Auswertung der Mehrfachtreffer möglich ist und auch so durchgeführt wurde ist dieses Problem tatsächlich auf die Effizienz der  $\pi^+$ -Identifizierung begrenzt.

---

<sup>3</sup>Zweipionproduktion bedeutet zwingend 3 oder 4 geladene Spuren, mit der empirisch ermittelten Nebenbedingung, dass beide Protonen im Kalorimeter sind.

### 4.2.1 Effizienz der $\pi^+$ -Identifizierung

Daß nicht für alle gemessenen  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  Ereignisse auch die beiden Pionen unterschieden werden können ist offensichtlich: Bei den meisten Ereignissen finden wir nur ein Pion im Quirl, und somit für alle solchen Ereignisse in der Hälfte aller Fälle ein  $\pi^-$ , das in Materie nicht frei zerfällt und daher anhand seiner Zerfallsprodukte nicht nachgewiesen werden kann. Der Anteil der über den  $\mu^+$ -Zerfall nachgewiesenen positiven Pionen ist jedoch noch etwas niedriger als aufgrund von Geometrie und Meßdauer erwartet, was eine Diskussion erfordert.

Wir beginnen mit der Anzahl der experimentell gemessenen  $2\pi$ -Produktionsereignisse, unterteilt in verschiedene Klassen:

#	Ereignisklasse	identif. Ereignisse	max. erwartete $\pi^+$ Zerfälle	gemessene Anzahl	Effizienz Anteil
1	3t (3 gemessene Spuren)	1546	773	354	46%
2	3q1r (3 Sp. im Quirl, 1 Ring <sup>4</sup> )	3213	1606	706	44%
3	4q, $\theta_{\text{lab}}^\pi < 20^\circ$ (4 Sp. im Quirl)	1089	1089	185	17%
4	4q, $\theta_{\text{lab}}^\pi > 20^\circ$	200	100	26	26%

Tabelle 4.2: Delayed Pulse Technik: Effizienz für verschiedene Ereignisklassen. Die identifizierten Ereignisse sind die tatsächlich experimentell gemessenen Zwei-Pion-Ereignisse.

Das gewichtete Mittel der  $\pi^+$ -Identifikationseffizienzen beträgt 39%. Die Zahlen für die verschiedenen Ereignisklassen in Tabelle 4.2 erfordern eine fallweise Unterscheidung der Erklärung.

Der einfachste Fall ist Ereignisklasse 4: Dies sind Ereignisse, bei denen das  $\pi^+$  im äußeren Bereich des Kalorimeters stoppt.

<sup>4</sup>Wir haben immer zwei Protonen und ein Pion im Quirl, also auch im Kalorimeter. Ereignisse mit weniger als beiden Protonen im Quirl können mit dem gewählten Verfahren nicht erfolgreich analysiert werden.

Wir messen in allen Fällen ein positives Pion, das in einem Kalorimeterblock stoppt, und dort in ein positives Myon (und ein Neutrino) zerfällt. Dieses zerfällt - sehr viel langsamer mit einer mittleren Lebensdauer von  $\tau_\mu \approx 2.2 \mu\text{s}$  in ein Positron und zwei Neutrinos. Das Stoppsignal für den Myonzerfall kommt von dem dabei ausgesandten Positron, das einen Maximalimpuls von  $p_e = 52.8 \text{ MeV}/c$  hat. Aufgrund dieses Impulses ist die Wahrscheinlichkeit hoch, dass das Positron nicht in dem Kalorimeterblock, in dem das Myon zerfallen ist, stoppt, sondern in einem der Nachbarblöcke, und dort auch den größten Teil seiner Energie deponiert. Die Ereignisse der Klasse 4 haben nur Nachbarn zu kleinen  $\theta$ -Winkeln hin, da sie die äußere Schicht des Kalorimeters bilden. Nach außen gerichtete Positronen gehen deshalb verloren.

Im Fall von Ereignisklasse 3 kann die unerwartet niedrige Effizienz zumindest teilweise dadurch erklärt werden, dass zuviele Spuren und Sekundärereignisse in zu wenigen Kalorimeterblöcken enden: Alle 4 Spuren enden innerhalb von  $\theta_{\text{lab}} \leq 25^\circ$ . Für jedes Pion, das vor der Identifizierung potentiell ein  $\pi^+$  ist, benötigen wir eine Gruppe von 7 Kalorimeterblöcken (den Block, in dem die Spur endet und alle direkten Nachbarn), deren Meßergebnis nicht durch andere Treffer verfälscht wird. Während der  $6 \mu\text{s}$  die wir auf den Myonzerfall warten, treffen durchschnittlich 8.8 ionisierende Teilchen das Kalorimeter, wovon 4 das gemessene  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ -Ereignis darstellen. Die anderen sind Protonen vom Beschleuniger oder Reaktionsprodukte des während der Messung weiterlaufenden Experiments.

Wir verwenden Multihit-TDCs an den gewundenen Lagen des Quirls als Veto, wenn ein vermutlicher Myonzerfall gemessen wird. Es wäre möglich, die Effizienz der  $\pi^+$ -Identifizierung ein wenig zu verbessern, indem man lediglich die Quirl Elemente als Veto berücksichtigt, die die relevanten Kalorimeterblöcke abdecken. Da eine solche Änderung nur geringe Verbesserungen ermöglicht, denen erheblicher Aufwand und vor allem ein erhöhtes Risiko von fälschlicherweise als  $\pi^+$  identifizierten Teilchen entgegensteht, wurde darauf verzichtet.

Ereignisklassen 2 und 1 in Tabelle 4.2 sind sehr ähnlich, da der interessante Anteil, die 3 Spuren im Quirl, gleich sind. Lediglich die im kinematischen Fit angenommenen Maximalfehler unterscheiden sich, je nachdem ob das 4. Teilchen rekonstruiert oder gemessen wurde. Wir erhalten eine Effizienz von etwas weniger als 50% des absoluten

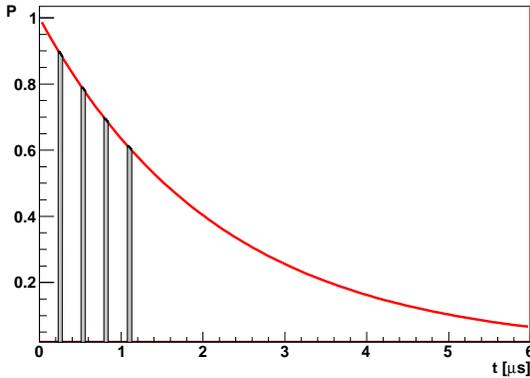


Abbildung 4.1: Erklärung zur Effizienz der  $\pi^+$ -Identifizierung. Gezeigt ist eine Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(t)$  die die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, dass ein beim  $\pi^+$ -Zerfall erzeugtes  $\mu^+$  noch existiert, sowie anteilig die Zeitabschnitte, in denen ein Zerfall nicht gemessen werden kann, weil ein Strahlproton oder ein anderes Reaktionsprodukt das im Quirl verbaute Veto auslöst. Die abgebildeten Intervalle setzen sich über das ganze Histogramm fort.

theoretischen Maximums<sup>5</sup>, was viel besser ist als für Ereignisse mit 4 Spuren im Quirl, aber dennoch ausbaufähig.

Die 6 Mikrosekunden Wartezeit ergeben rund 93.5% Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein  $\mu^+$  innerhalb dieser Zeitspanne zerfällt. Der in dieser Zeit weiter verfügbare Protonenstrahl stellt eine bedeutendere Ursache für reduzierte Identifikationseffizienz dar. Alle rund 240 ns wird Strahl - im Idealfall genau ein Proton - extrahiert. Mit der in der Analysesoftware festgelegten Bedingung, dass ein ein Veto auslösender Treffer im Quirl ein Zeitfenster von insgesamt 40 ns um den gemessenen Zeitpunkt blockiert, erhalten wir so eine systematische Ineffizienz von rund einem Sechstel der Zeit, zusammen also etwas mehr als 23%. Die maximal zu erwartenden Ereigniszahlen in Tab. 4.2 müssen also um rund 23% nach unten, die gemessene Effizienz demzufolge um relative 23% nach oben korrigiert werden.

<sup>5</sup>Hierbei werden keinerlei apparative Gründe für Effizienzverluste berücksichtigt.

# Kapitel 5

## Auswertung der Daten

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Schritte, die bei der Analyse der beim Experiment aufgezeichneten Daten durchlaufen werden, beschrieben. Hierzu ist es notwendig, die bei der Messung und Analyse genutzten Datenformate und Werkzeuge vorzustellen.

Die Rohdaten liegen zunächst in einem Datenformat vor, das dem Wunsch nach möglichst effizienter maschineller Verarbeitung und guter Skalierbarkeit des Aufbaus Rechnung trägt. Merkmale dieser Darstellung sind etwa, dass einzelne Informationen als ganzzahlige Vielfache der Registergröße der verwendeten Rechner ausgelesen und abgespeichert werden, und dass an einem Ereignis eine Vielzahl von Instrumentierungssystemen beteiligt sein können. Dies ermöglicht effiziente Verarbeitung der Daten und vermeidet Flaschenhälse bei Design und zukünftiger Erweiterung des Experiments durch zusätzliche Detektorkanäle oder erhöhte Triggerrate.

Bei der Diskussion der zugrundeliegenden Physik ist, nach einer erfolgreichen ersten Auswahl interessanter Ereignisse, die Verarbeitungseffizienz der Datendarstellung von untergeordneter Bedeutung, da bereits die Auswahl von Ereignissen mit mindestens 3 Spuren eine Reduktion der Datenmenge um einen Faktor 40 darstellt. Es ist deshalb für diesen Teil der Analyse vor allem von Bedeutung, dass die verwendeten Datenformate für Menschen leicht les- und interpretierbar sind, um einerseits die Physik leichter verstehen zu können, und andererseits Fehler in der Software leichter bemerken (und dann beheben) zu können.

## 5.1 Werkzeuge für die Analyse

### 5.1.1 cluster2event

Da EMS ein skalierbares, dezentrales Datenerfassungssystem ist, fallen die Daten nicht als komplette Ereignisse, sondern als Teilmengen von Daten aus einem Teil der Detektoren, aber vielen Ereignissen, an. Aus Clustern, die zeitnah in allen Instrumentierungssystemen aufgenommen wurden, können Ereignisse zusammengesetzt werden, da jedem Teilereignis eine eindeutige Run- und Eventnummer anhaftet, die aus einer 50 MHz Uhr erzeugt wird. Dieses Signal steht in digitaler Form an jedem Steuerrechner zur Verfügung und wird mit den Daten für jedes Teilereignis mitgespeichert. Das Werkzeug für die Zusammenführung der Teilereignisse hat den bezeichnenden Namen *cluster2event*. Im einfachsten Fall wird es als Filter, ggf. mit zusätzlichen Konfigurationsoptionen, benutzt. Eingabe ist ein binärer Strom von EMS Clustern, Ausgabe sind (ebenfalls binäre) EMS Ereignisse. Generell werden alle EMS Binärdaten, sowohl Cluster als auch Ereignisse und deren Substrukturen in XDR<sup>1</sup> Darstellung gespeichert und übertragen. Dabei ist das jeweils erste Datenwort die Anzahl der in der betreffenden Struktur folgenden Datenworte.

### 5.1.2 ems2tade

Für die Untersuchung der physikalischen Bedeutung der gemessenen Größen sowie für die Fehlersuche in Programmcode ist ein Datenformat erforderlich, mindestens aber äußerst hilfreich, bei dem auf einfache und fehlerarme Lesbarkeit durch Menschen vor allen anderen Kriterien Wert gelegt wurde. Hierfür wurde in Jülich das TADE<sup>2</sup> Format spezifiziert. Nach Einführung von EMS an TOF war es notwendig geworden, EMS Daten in TADE Format umwandeln zu können, damit die bereits vorhandene Software weiterhin genutzt werden kann. Ems2tade in der ursprünglichen Form erhält seine Konfiguration aus mehreren Dateien, die wiederum für bestimmte Teile der Konfigurati-

---

<sup>1</sup>RFC 1014: <http://tools.ietf.org/rfc/rfc1014.txt>

<sup>2</sup>Tdc Adc Detektor Element - vier ganze Zahlen, die Energie- und Zeitinformation eines Teilereignisses vollständig beschreiben. Einem Ereignis geht noch eine Kopfzeile voran, die Run- und Eventnummer, Triggerwort, Anzahl der Teilereignisse und Art des Ereignisses (gemessen oder simuliert) enthält.

on andere Dateien auflisten, die gelesen werden. Auch die Ein- und Ausgabedatei wird auf diese Weise in der primären Konfigurationsdatei spezifiziert. Dieser etwas unflexible Ansatz ist vom Jülicher Analyseprogramm `tof++` übernommen worden. Für die Anwendung in dieser Arbeit wurde `ems2tade` zum Unix Filter umgebaut, der Daten von der Standardeingabe liest und zur Standardausgabe schreibt. Dies ermöglicht, die jeweils einzeln in Dateien abgespeicherten Runs komprimiert vorrätig zu halten und nur innerhalb der Auswertung entpacken zu müssen, sowie eine flexible Auswahl der Dateien ohne Konfigurationsdateien manuell editieren zu müssen. Da die restlichen Konfigurationsparameter den Detektor und die Meßelektronik abbilden, müssen diese für die hier diskutierte Auswertung nicht verändert werden. An diesem Teil von `ems2tade` wurde deshalb nichts verändert.

### 5.1.3 `tof++`

Die zur Kollaboration zugehörigen Arbeitsgruppen benutzen und pflegen mehrere Analysesoftwarepakete. So existieren Analyseprogramme, die jeweils unabhängig in Erlangen, Dresden und Jülich / Tübingen / Turin eingesetzt und weiterentwickelt werden. Dieser zusätzliche Aufwand hilft dabei, systematische Fehler zu vermeiden. In der vorliegenden Arbeit wurde für die Auswertung zu einem großen Teil die ursprünglich von Reiner Geyer in Jülich entwickelte Analysesoftware `tof++` verwendet. Analyseschritte, für die das Programm nicht geeignet war, wurden entweder durch Weiterentwicklung oder durch den Einsatz weiterer externer Programme realisiert. `tof++` ist überwiegend in C++ geschrieben und daher weitgehend ohne Probleme portabel. Es wurde ursprünglich unter IBM AIX entwickelt, dann aber auf DEC OSF/1 (später HP/Compaq Tru64 Unix) und i386 Linux portiert. Auf letzterem wird es inzwischen praktisch ausschließlich eingesetzt. Eine benutzerfreundlichere Alternative ist in [Ehr09] in Entwicklung.

`Tof++` erfüllt bei der Analyse mehrere Aufgaben:

- Energiekalibrierung der Detektoren. Als Quelle wird dabei Höhenstrahlung verwendet.
- Zeitkalibrierung der Detektoren. Dabei werden Lichtpulse aus einem UV Laser, dessen Zeitverhalten sehr genau bekannt ist,

durch Glasfasern in die Szintillatoren injiziert und die Detektorantwort gemessen. Daraus werden Korrekturparameter bestimmt, die genaue Zeitmessungen im Experiment möglich machen.

- Auswertung der in der MC-Simulation erzeugten TADE Ereignisse, um Akzeptanz- und Effizienzkorrektur durchführen zu können
- Analyse der im Experiment gemessenen Daten. Als Ergebnis werden Ereignisse im *gin*<sup>3</sup> Format ausgegeben, die mit auf Root<sup>4</sup> basierenden weiteren Programmen untersucht und visualisiert werden.
- Visualisierung von Einzelereignissen (vgl. Abb. 5.1) um im Einzelfall auf anschauliche Weise prüfen zu können, ob getroffene Detektorelemente und physikalische Deutung übereinstimmen.

Ein kleiner Teil des Pakets ist in Fortran 77 geschrieben, um die Verwendung von Routinen aus der Cernlib<sup>5</sup> zu ermöglichen. Aufgrund von Einschränkungen, etwa bei der Größe von Ntuple-Dateien, ist dieser Teil nicht mehr von so großer Bedeutung. Daten, die früher als Cernlib Ntuple in eine Datei geschrieben wurden, werden seit längerem in einem sehr einfachen Format in eine ASCII Datei geschrieben. Deren Inhalt wird dann bei Bedarf mit Root Macros weiterbearbeitet. Wesentlicher Grund für diese Änderung war die tief in der Cernlib verankerte Beschränkung auf eine Maximalgröße von weniger als 2 GByte<sup>6</sup> Dateigröße. Aufgrund der wesentlich verbesserten Ereignisrate war diese Dateigröße regelmäßig zu klein, daher wurde eine geeignete Problemlösung entwickelt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das Programmpaket

- um einen Code erweitert, der für die Auswertung der gemessenen Reaktion erforderlich war,
- fehlerbereinigt, und

---

<sup>3</sup>Geant INput.

<sup>4</sup><http://root.cern.ch>

<sup>5</sup><http://cernlib.web.cern.ch/cernlib/>

<sup>6</sup>GByte: "Gigabyte",  $10^9$  Byte. Richtig Gibibyte<sup>7</sup>(GiB),  $2^{30}$  Byte. Im vorliegenden Fall das Maximum einer vorzeichenbehafteten ganzen Zahl in einem 32 Bit breiten Adressregister, also  $2^{31} - 1 = 2147483647$  Bytes

<sup>7</sup>IEEE 1541: Standard for Prefixes for Binary Multiples

- weiter modularisiert, etwa um den kinematischen Fit extern, mit einem Programm der PROMICE WASA Kollaboration durchführen zu können, das diese Aufgabe besser erfüllt, bzw. allgemein um Ergebnisse möglichst einfach vor Ende des kompletten Programmablaufs extrahieren und externen Routinen zuführen zu können.

In Folge dieser Änderungen wurden eine große Anzahl Filter und Root Macros geschrieben, die eine Vielzahl von Operationen an den im gin Format ausgegebenen Daten durchführen können. Komplexe Operationen entstehen durch Reihenschaltung mehrerer solcher Filter. Dieses aus der Unix Welt stammende KISS<sup>8</sup> Prinzip macht Entwicklung und Fehlersuche schneller und einfacher, da man Ungereimtheiten in einer solchen Verkettung auf triviale Weise auf das verursachende *ein-fache* Programm zurückführen kann.

### 5.1.4 Darstellung von Einzelereignissen

Ein weiteres wichtiges Hilfsmittel ist die Möglichkeit, alle Detektortreffer eines Ereignisses grafisch darzustellen. Ein Beispiel eines solchen *Eventplots* ist in Abb. 5.1 gezeigt. Dabei handelt es sich um ein  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  Ereignis. Die Teilchenidentifikation der Treffer ist zur Veranschaulichung eingezeichnet. Bei der Darstellung handelt es sich um eine Parallelprojektion aus der Ebene des Targets in Strahlrichtung. Für jede Spur liegen die getroffenen Detektorelemente hintereinander mit dem Kreuzungspunkt mit der Spurgeraden als gemeinsamem Schnittpunkt. Die zu einer Spur gehörenden Elemente werden jeweils in der gleichen Farbe gezeichnet, um die Übersichtlichkeit zu erhöhen. Die grafische Darstellung ist vor allem für die Entwicklung verschiedener Algorithmen für die Suche nach interessanten Strukturen von Bedeutung. Diese Algorithmen werden dann auf den ganzen Datenbestand, oder, im Verlauf der Analyse auf die Teilmenge, die nicht zweifelsfrei als uninteressant ausgeschlossen werden kann, angewandt.

---

<sup>8</sup>Keep It Small and Simple: statt eines komplexen, schwer durchschaubaren Programms das eine komplexe Aufgabe löst werden mehrere kleine Programme zur Lösung des Problems entwickelt, wobei jedes Programm einen überschaubaren Teilaspekt bearbeitet, und die Programme in der Regel durch *pipelines* in Reihe geschaltet werden.

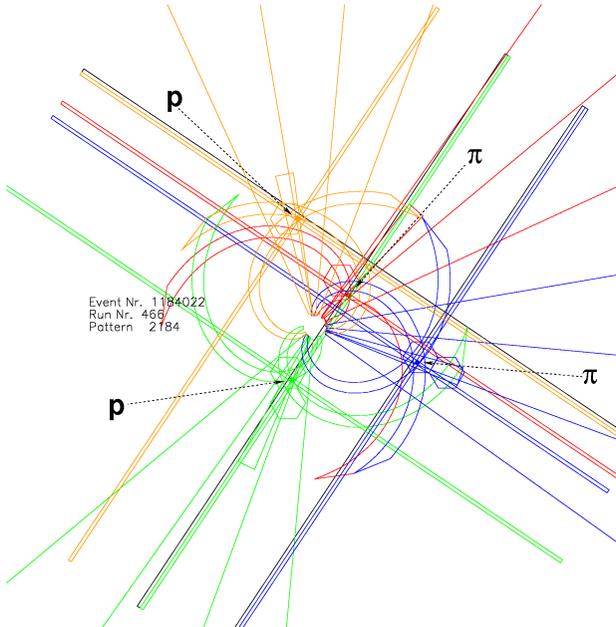


Abbildung 5.1: Mit `t_of++` visualisiertes Einzelereignis. Gezeigt sind die einzelnen Detektortreffer eines  $pp \rightarrow pp^+\pi^-$  Ereignisses bei  $T_p = 793$  MeV, bei dem alle vier Spuren im Kalorimeter enden. Treffer, die nach der Spurrekonstruktion einer Spur zugeordnet werden können, sind jeweils in der gleichen Farbe dargestellt.

### 5.1.5 Anwendung von `CWanalysis` in der Analyse

Das Programmpaket `CWanalysis` [Pae02] ist ein auf Basis von Root Version 3 [ROOT], CLHEP [CLH92], GEANT4 [GEA4] und anderen Hilfsmitteln geschaffenes Werkzeug für Simulation, Analyse und Visualisierung einer großen Anzahl von Reaktionen. Zentrales Datenformat ist, neben Root Dateien, das `gin` Format. Dabei handelt es sich um ein in [Pae02] genau beschriebenes ASCII Format, bei dem die Darstellung physikalischer Observablen (Teilchenart, Impulskomponenten oder Richtung und Energie) im Vordergrund steht. Ein Beispiel aus zwei Ereignissen ist in Abb. 5.2 abgebildet. Für den Gebrauch in dieser Arbeit wurde das Datenformat und die meisten Pro-

gramme, die es lesen oder schreiben, um ein Element erweitert: Für viele Analyseschritte ist es nützlich - für die  $\pi^+$ -Identifizierung sogar zwingend erforderlich - zur Ausgabe der Ergebnisse eines Ereignisses die passenden Rohdaten im TADE Format korrelieren zu können. Deshalb wurde der Eventheaderzeile die Datenstruktur "#Run Nummer.Eventnummer.Triggerwort" als ASCII Text hinzugefügt. Das Triggerwort enthält in Bit 2 und 3 die Spinausrichtung des Strahls für ein gegebenes Ereignis und ist deshalb im Ergebnisformat für alle Betrachtungen zu Polarisationsobservablen unerlässlich, Run- und Eventnummer identifizieren ein Ereignis eindeutig.

	6	400	4	1.455	1.00 #353:895854:2052	
0		-0.06091		0.08884	0.54293	14
1		-0.05165		-0.09863	0.52370	14
2		0.05829		-0.00129	0.26688	8
3		0.05427		0.01108	0.12149	9
	13	400	4	1.455	1.00 #353:2897510:3076	
0		-0.08008		0.00463	0.45145	14
1		0.15388		-0.08886	0.64457	14
2		-0.01106		0.06119	0.19360	8
3		-0.06274		0.02304	0.16538	9

Abbildung 5.2: Zwei Beispiereignisse für  $pp\pi^+\pi^-$  im Endzustand dargestellt im *gin* Format. In der Kopfzeile des Ereignisses finden sich Eventnummer, Reaktionstyp, Anzahl Spuren, Strahlimpuls Gewicht, und EventID. Darunter in je einer Zeile eine Spur mit Spurnummer, Impulskomponenten in kartesischen Koordinaten und Teilchenart (Geant Nomenklatur: 14 bedeutet Proton, 8 und 9 sind  $\pi^+$  bzw.  $\pi^-$ ).

CWanalysis wird für die Datenauswertung in mehreren Rollen benutzt:

- Als vielseitiger Eventgenerator, wie in Kap. 4.1 erwähnt,
- zur Konversion von Ereignissen im *gin* Format in Histogramme im ROOT Format und deren Visualisierung, sowie
- zur Berechnung und Visualisierung der durch Modell und Simulation korrigierten physikalischen Observablen.

Dabei ist von Vorteil, dass ROOT ein integraler Teil des Pakets ist, d.h. man kann eigene Erweiterungen implementieren oder Algorithmen auf

die Daten anwenden, indem man CINT<sup>9</sup> Code hinzufügt.

### 5.1.6 Ablauf von Analyse und Simulation

In Abb. 5.3 wird der Ablauf der Datenauswertung dargestellt. Aus dem Experiment gewinnt man Daten im EMS Clusterformat. Diese werden auf Bändern, Festplatten, oder im Backupsystem des Forschungszentrums Jülich gespeichert, und zur Auswertung den Kollaborationspartnern zur Verfügung gestellt. Diese Daten werden dann mit den bereits vorgestellten Werkzeugen `cluster2event` und `ems2tade` konvertiert und mit dem ursprünglich in Jülich entwickelten Paket `tof++` analysiert. Bevor diese Software für die Analyse von Zwei-Pion-Produktionsereignissen eingesetzt werden konnte, musste sie um einige Routinen erweitert werden [Kre03], wobei der dabei entwickelte integrierte kinematische Fit wieder zugunsten des externen `kfit` Programms der WASA@COSY Kollaboration aufgegeben wurde. Unabhängig davon müssen bei jeder neuen Messung umfangreiche Zeit- und Energiekalibrierungen durchgeführt werden. Deren Ergebnisse werden in Kalibrierdateien abgespeichert und bei weiteren Analysen eingelesen. Die Analyse der Daten in `tof++` liefert

- Die der Auswahl entsprechenden Ereignisse, z.B. alle Ereignisse der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ , sortiert nach verschiedenen Klassen (vgl. Tab. 4.2),
- Bilder der getroffenen Elemente
- TDC- und ADC Histogramme eines jeden Detektorelements
- PAW Ntupel der Meßgrößen nach Auswertung eines jeden Ereignisses. Aufgrund der Größenbeschränkung dieses Datenformats auf Dateien von weniger als 2 GByte wurde hier ein alternatives

---

<sup>9</sup><http://root.cern.ch/twiki/bin/view/ROOT/CINT> CINT ist ein in ROOT verwendeter, sehr an C++ orientierter Interpreter. Die interpretierte Syntax ist nicht in allen Fällen exakt identisch mit dem C++ Standard oder einer bestimmten Compilerimplementation. Für wenig rechenaufwendige Probleme oder Tests von Codes an überschaubaren Datenmengen ist CINT eine große Hilfe, um schnell zum Ergebnis zu kommen. Will man den so entwickelten Code später compilieren, so ist etwas Disziplin seitens der Entwickler gefragt um auf Konstrukte, die nur in CINT, nicht aber in einem C++ Compiler korrekt sind, zu verzichten.

ASCII Format eingeführt, bei dem ein Ereignis jeweils eine Textzeile darstellt. Das erste Wort ist die dezimale Anzahl der Folgeworte, danach folgen die Inhalte der internen Datenstrukturen für Ein- bis Vierspurereignisse oder identifizierte Ereignisse der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ . Diese Ausgabe ist fast ausschließlich für die Fehlersuche relevant.

Parallel zur Anwendung von tof++ erfolgt die Simulation der untersuchten Reaktion mit einem Eventgenerator. Die für verschiedene Modelle verwendeten Generatoren basieren alle auf dem Gerüst der in [Pae02] vorgestellten ROOT-basierten Software und der theoretischen Untersuchung in [Alv98]. Die Ausgabe dieses Generators sind Ereignisse der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  im *gin*-Format, sowie Histogramme  $\mathcal{H}_{Modell4\pi}^o$  aller relevanten Observablen  $o$  die sich aus diesen Ereignissen generieren lassen.

Die so erzeugten Ereignisse durchlaufen dann eine Detektorsimulation<sup>10</sup>, deren Ausgabe simulierte Ereignisse im TADE Format sind. Diese werden dann, analog zu echten Meßdaten, mit tof++ analysiert und dessen Ausgabe vom bereits erwähnten Eventgenerator aus [Pae02] eingelesen und histogrammiert. Die so gewonnenen Histogramme  $\mathcal{H}_{Detektorsimulation}^o$  werden mit den auf dem gleichen Weg aus echten Daten gewonnenen Histogrammen  $\mathcal{H}_{Experiment}^o$  gemäß Gleichung 5.1 verknüpft, womit man die Effizienz- und Akzeptanzkorrektur erhält.

$$\mathcal{H}_{korrigiert}^o = \mathcal{H}_{Experiment}^o \cdot \frac{\mathcal{H}_{Modell4\pi}^o}{\mathcal{H}_{Detektorsimulation}^o} \quad (5.1)$$

## 5.2 Kalibrierung der Meßdaten

Die Kalibrierung der gemessenen Daten wird in [Kre03] und insbesondere auch in [Hes00] beschrieben. Auf den größten Teil der dazu notwendigen Schritte, sowie auf die unverändert übernommene Spur-rekonstruktion soll hier nicht eingegangen werden, der nachfolgende Abschnitt gibt lediglich einen Überblick.

<sup>10</sup>Das Programm für die Detektorsimulation heißt `tof_mc` und ist eine auf GEANT Version 3 basierende Entwicklung die in Jülich begonnen, und durch Beiträge verschiedener Kollaborationspartner auf den heutigen Stand gebracht wurde.

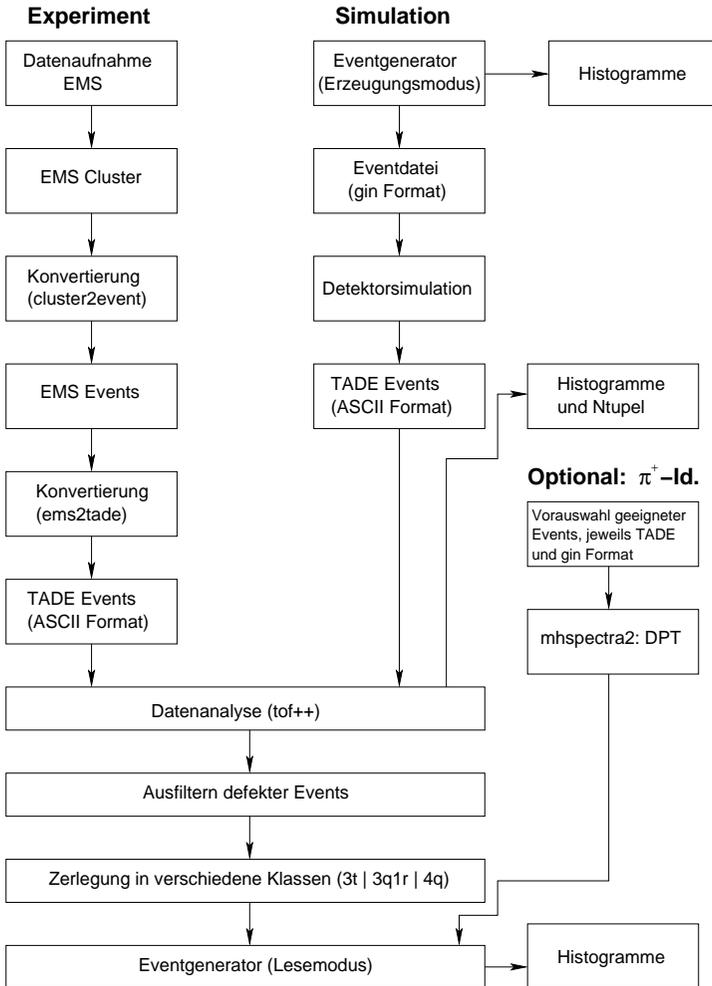


Abbildung 5.3: Flußdiagramm zur Veranschaulichung der aufeinanderfolgenden Schritte von Analyse und Simulation und deren Zusammenhang.

### 5.2.1 Kalibrierschritte für tof++

Zur Kalibrierung wurden Daten aus

- den binären Reaktionen  $pp \rightarrow d\pi^+$  und der elastischen  $pp$ -Streuung,
- aus Laserpulsern für die Zeitkalibrierung
- sowie von gemessener Höhenstrahlung für die Energiekalibrierung des Kalorimeters verwendet.

Binäre Reaktionen sind als Zweiteilchenprobleme eindeutig zu bestimmen, die getroffenen Elemente eines gemessenen Ereignisses sind ebenso wie die Detektorgeometrie bekannt, damit kann die Flugzeit errechnet und mit dem Meßwert verglichen werden, woraus sich Kalibrierparameter ergeben. Ebenso kann mit minimalionisierenden schnellen Teilchen die Energiedeposition in den Stoppdetektoren kalibriert werden, allerdings ist die Flugzeit genauer meßbar, daher wurde diese wo immer möglich benutzt, etwa in Abb. 5.5. Die Kalibriermethode mit minimalionisierender Strahlung und bekannter Dicke der Detektorelemente wurde bei der Energiekalibrierung der Kalorimetermodule benutzt.

### 5.2.2 Zeitkalibrierung der Multihit-TDCs

Für die Unterscheidung von positiv und negativ geladenen Pionen mittels *delayed pulse* Technik wurden an den beiden gewundenen Lagen des Quirls zusätzlich und am Kalorimeter statt der vorher verwendeten Module TDCs vom Typ Lecroy 1877 eingesetzt. Diese haben eine Auflösung von (nur) 500 ps, können dafür jedoch mehrere aufeinanderfolgende Treffer innerhalb eines Ereignisses registrieren. Es hat sich gezeigt, dass die Auflösung dieser TDCs für die Messung von Myonzerfällen völlig ausreicht. Um den *walk* zu minimieren, wurden am Kalorimeter *constant fraction* Diskriminatoren des Typs Lecroy 3420 verwendet. Da die Zeit bis zum ersten (prompten) Treffer ohne Belang ist, weil die gleiche Meßgröße in besserer Genauigkeit von den single Hit TDCs am Quirl zur Verfügung gestellt wird, entfällt die Notwendigkeit einer Synchronisation mit der Zeitskala der anderen TDCs. Eine

Überprüfung der Linearität wurde mit der Pulsfrequenz des Beschleunigers durchgeführt. Dabei standen zu Beginn der Strahlzeit etwa alle 730 ns ein Proton zur Verfügung. Diese Rate wurde während der Strahlzeit um einen Faktor 3 erhöht, um eine höhere Eventrate und weniger Mehrfachereignisse mit mehr als einem gleichzeitig auftretenden Strahlproton zu erreichen, d.h. letztlich um am Ende des Experiments eine bessere Statistik zu erhalten. Die Multihit-TDCs an den gewundenen Quirl-Lagen werden als Veto benutzt. Um sicherzustellen, dass ein aus einem  $\pi^+$ -Zerfall stammendes Myon und nicht ein zufälliges Strahlproton oder ein anderes geladenes Teilchen gemessen wird, fordern wir, dass zum Zerfallszeitpunkt im Kalorimeter der Quirl nicht getroffen wird. Dies schließt alle  $\pi^+$  aus, bei denen das aus dem  $\mu^+$ -Zerfall emittierte Elektron den Quirl trifft.

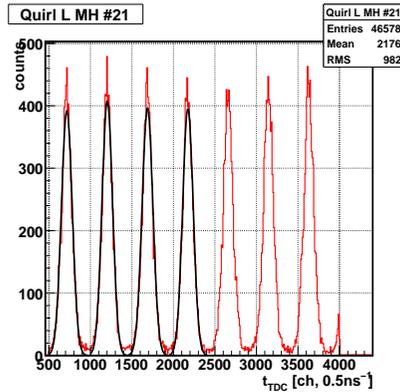


Abbildung 5.4: Histogramm des Multihit TDC Kanals an Element Nr. 21 vom linksgewundenen Teil des Quirls. Die gezeigten Peaks entstehen durch die vom Beschleuniger kommenden Protonen, der vom auslösenden Ereignis stammende Teil des Histogramms (vor Kanal 300) ist hier nicht gezeigt. Die mit einer Gaußfunktion angefiteten Peaks (schwarze Kurven) zeigen einen Abstand von  $486.3 \pm 1.7$  Kanälen, entsprechend  $243.2 \pm 0.9$  ns. Damit ist der hier beispielhaft betrachtete TDC-Kanal sowohl in Auflösung als auch bezüglich Linearität bei weitem präzise genug, um Myonenzerfälle zur  $\pi^+$ -Identifikation zu messen.

### 5.3 Teilchenidentifikation

Zur Teilchenidentifikation werden spezifischer Energieverlust ( $\Delta E$ ) und Energiedeposition der Teilchen im Kalorimeter kombiniert. Da die Flugzeit in diesem Experiment mit größerer Genauigkeit bestimmt werden kann, wird statt des Energieverlustes die quadrierte inverse Teilchengeschwindigkeit  $1/\beta^2$  verwendet. Gemäß der Bethe-Bloch-Formel [Leo94] ist diese Größe proportional zum Energieverlust geladener Teilchen in Materie, es ändert sich also dadurch lediglich die Meßgenauigkeit, nicht die zur Identifikation genutzten Teilcheneigenschaften. Ein Vergleich mit den entsprechenden Ergebnissen des PROMICE / WASA-Experiments, wo tatsächlich  $\Delta E$  benutzt wurde, ist damit möglich.

Die Notwendigkeit der im Kalorimeter gemessenen Gesamtenergie bedeutet eine Einschränkung des Laborwinkels auf  $\theta_{\text{Lab}}$  auf weniger als  $28^\circ$ , außerdem müssen die Teilchen natürlich im Kalorimeter gestoppt werden. Bei der hier verwendeten Strahlenergie finden sich praktisch alle Protonen innerhalb der o.a. Winkelbeschränkung, lediglich Pionen werden zu größeren Winkeln gestreut - diese können dann nicht direkt identifiziert werden. Ein nicht unerheblicher Anteil der Protonen kommt mit soviel Energie aus der Reaktion, dass sie im Kalorimeter nicht mehr gestoppt werden (Abb. 5.5 links, die Verbindung zwischen Protonen- und Pionenband besteht aus Protonen, die schneller waren als die gerade noch gestoppten, und deshalb weniger Energie im Kalorimeter deponiert haben). Diesen Ereignissen muss man besondere Aufmerksamkeit widmen und sie, wo möglich im kinematischen Fit durch große Fehler in der Protonenenergie verwertbar machen oder notfalls als unbrauchbar verwerfen.

### 5.4 Identifikation der Zwei-Pion-Produktion

Zur Untersuchung der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  müssen die zugehörigen Ereignisse eindeutig identifiziert werden. Dies geschieht in zwei Schritten: zunächst werden die zum Ereignis gehörenden Teilchen anhand ihrer Geschwindigkeiten und ihrer Energiedeposition im Kalorimeter identifiziert (Abb. 5.5). Danach werden die in Abb. 5.6 gezeigten Schnitte auf die verbliebenen Ereignisse angewandt und so der Untergrund, im Wesentlichen aus der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^0$  stark reduziert.

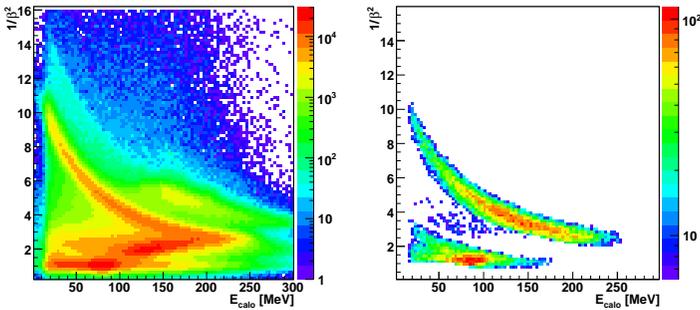


Abbildung 5.5:  $\Delta E$ - $E$  Spektren für Teilchen, die das Kalorimeter treffen. Die  $\Delta E$ -Information erhalten wir aus der Flugzeit zwischen Quirl und Start und tragen sie als  $1/\beta^2$  auf, wobei  $\beta = v/c$ . Die  $E$ -Information ist die im Kalorimeter deponierte, korrigierte Teilchenenergie. Das linke Histogramm zeigt ein  $\Delta E - E$ -Plot ohne Bedingungen an die Teilchenspuren, das rechte Histogramm enthält nur die Spuren, die nach Triggerauswahl von drei- und Vierspurenereignissen und zwei *Missing Mass*-Schnitten  $MM_{pp} \geq 260$  MeV und  $100 \text{ MeV} \leq MM_{pp\pi} \leq 260$  MeV übrig bleiben. Das obere Band stellt Protonen dar, das untere Pionen. Abbildung aus [Erh08].

Die letzte Entscheidung darüber, ob ein  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  Ereignis vorliegt, trifft der dann auf die Ereignisse angewandte kinematische Fit.

### 5.4.1 Kinematischer Fit

Jede experimentelle Bestimmung von Observablen ist fehlerbehaftet. Durch die Kinematik der Reaktion sind allerdings zusätzliche Randbedingungen, wie Energie- und Impulserhaltung und die Massen der beteiligten Teilchen festgelegt. Diese Randbedingungen können zur Verbesserung der Ereignisrekonstruktion herangezogen werden, indem man die gemessenen physikalischen Größen  $E_i$ ,  $\theta_i$  und  $\phi_i$  für jedes Teilchen innerhalb durch die Messunsicherheiten vorgegebener Grenzen variiert und somit an die kinematischen Verhältnisse anpasst. Diese als *kinematischer Fit* bezeichnete Prozedur ist insbesondere nützlich bei der Rekonstruktion von Reaktionen mit mehreren Endzu-

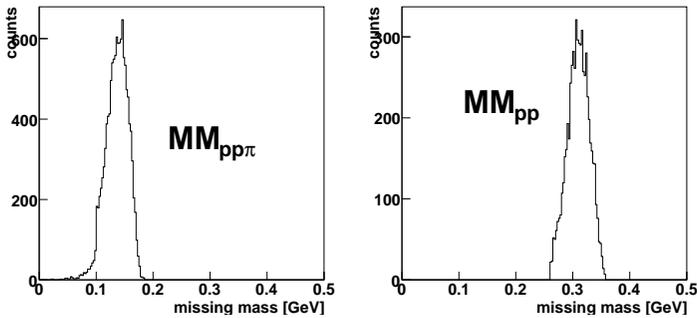


Abbildung 5.6: Links: Missing Mass Spektrum  $MM_{pp\pi}$  von zwei identifizierten Protonen und einem identifizierten Pion mit der Bedingung  $MM_{pp} \geq 260$  MeV. Man sieht deutlich den Peak bei einfacher Pionenmasse  $m_\pi$ . Rechts: Missing Mass Spektrum  $MM_{pp}$  von zwei identifizierten Protonen mit der Bedingung  $100 \text{ MeV} \leq MM_{pp\pi} \leq 180$  MeV. Der Peak bei der doppelten Masse eines geladenen Pions ist deutlich zu sehen. Abbildung aus [Erh08].

standsteilchen.

Die grundsätzliche Idee und Durchführung des kinematischen Fits an den hier gemessenen Zweipionproduktionsereignissen ist in [Kre03], Abschnitt 5.7.2 beschrieben und wird hier unverändert genutzt.

In früheren Anwendungen von  $\tau_0 f_{++}$  [Kre03] war der kinematische Fit für die Zweipionproduktion Teil des Programmpakets. Im Zuge der Verbesserung der Datenauswertung wurde ein eigenständiges, in Fortran für die WASA Kollaboration entwickeltes Paket für den kinematischen Fit von Mehrspureignissen [Kup95] verwendet. Für Fehlersuche und Optimierung ist dieser "Rückschritt" von integriertem Fit zu unabhängigem Programmpaket ein Vorteil. Man erreicht, mit geringfügig mehr Arbeitsaufwand in Form eines zusätzlichen Programmaufrufs

- vollständige Trennung des kinematischen Fits von der restlichen Auswertung,
- dadurch völlige Flexibilität bezüglich der Reihenfolge der einzelnen Analyseschritte, d.h. der kinematische Fit kann im Verlauf der Untersuchung an anderer Stelle eingefügt oder nur auf einen

Teil der Ereignisse angewandt werden, ohne ungewollte Wechselwirkungen mit anderen Programmteilen befürchten zu müssen.

- Der Datenaustausch erfolgt durch Ereignisse im *gin*-Format, die vor und nach dem kinematischen Fit in Dateien vorliegen. Damit ist eine vollständige Überprüfung der Analyse zu einem späteren Zeitpunkt einfach möglich, anders als bei Darstellung der Zwischenergebnisse in flüchtigen Speicherstrukturen.

Für den kinematischen Fit wurden die in Tabelle 5.1 aufgeführten Fehler der gemessenen Observablen angenommen.

Ereignisart	$\Delta E/E$	$\Delta\theta[\text{rad}]$	$\Delta\phi[\text{rad}]$	$\chi^2$
4-Spur	18%	0.08	0.08	4.0
$E_p \geq 250 \text{ MeV}$	50%	0.08	0.08	4.0
$22.5^\circ \leq \theta \leq 49^\circ$	$\Delta E \propto k\beta^4$	0.08	0.08	4.0
$\theta \geq 49^\circ$	30%	0.08	0.08	4.0
3-Spur	50 %	0.08	0.08	2.1

Tabelle 5.1: Unsicherheiten  $\Delta E$ ,  $\Delta\theta$ , und  $\Delta\phi$  der Meßgrößen  $E$ ,  $\theta$ ,  $\phi$  beim kinematischen Fit in Abhängigkeit von Art des Ereignisses und Wert der Meßgröße.  $\Delta\theta$  und  $\Delta\phi$  sind, wenn gemessen, konstant und hängen von der Geometrie der Detektorelemente ab.  $\Delta E$  ist stark abhängig von Teilchenart, Energie und  $\theta$ -Winkel der Spur. Die noch akzeptierten Werte von  $\chi^2$  hängen im wesentlichen von der Anzahl der überbestimmenden Einschränkungen ab und wurden empirisch ermittelt.

## 5.5 $\pi^+$ -Identifikation: Delayed Pulse Technik

Für die Unterscheidung der beiden geladenen Pionen stehen zwei Wege offen, die grundsätzlich nach dem gleichen Prinzip funktionieren:

1. Messung des Zeitpunkts, zu dem das Pion im Kalorimeter gestoppt wird, und anschließende Messung des beim Zerfall entstehenden Myons, oder

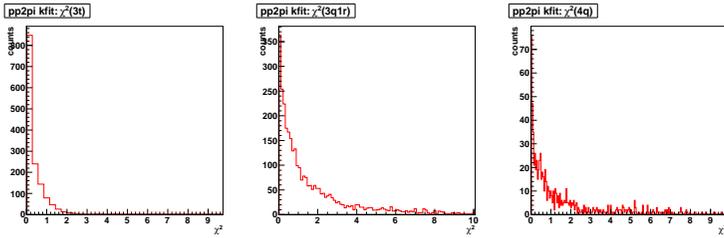


Abbildung 5.7:  $\chi^2$  Von links nach rechts: Histogramme für alle (auch die nachher verworfenen) Ereignisse für Drei- (3t) und Vierspurerereignisse mit drei oder vier Treffern im Kalorimeter. Da bei den Dreispurerereignissen ein Teilchen nicht gemessen wurde ist hier der Fit sehr einfach und führt in fast allen Fällen zu einem kleinen  $\chi^2$ . Bei den beiden anderen Ereignisklassen sind alle Teilchen gemessen, die Verteilung spiegelt hier die mehrfache Überbestimmtheit wider. In allen Fällen ist der kinematische Fit ein Werkzeug um den kleinen Anteil an unbrauchbaren Ereignissen, die die anderen Analyseschritte nicht als solche erkannt hat, herauszufiltern.

## 2. Messung des $\pi$ -Stopzeitpunkts und anschließende Messung des Elektrons aus dem Myonzerfall.

Beide Verfahren sind physikalisch grundsätzlich gleichwertig, allerdings ist der zweite Weg einen Faktor von nahezu 100 ( $\tau_\pi = 26\text{ns}$ ;  $\tau_\mu = 2.2\mu\text{s}$ ) langsamer, und deshalb apparativ weit weniger anspruchsvoll und leichter mit guter Präzision zu messen. Wir haben deshalb diesen Weg für die Messung gewählt. In [Kre97] wird an einem einzelnen Kalorimetermodul gezeigt, dass beide Verfahren grundsätzlich nutzbar sind.

Gemessen werden, wie zuvor beschrieben, Detektortreffer, genaue genommen Zeitpunkt und Energiedeposition. Die Rohdaten im TADE Format werden mit den gleichen Ereignissen nach Analyse im gin-Format korreliert. Aus den Impulskomponenten und der Teilchenart können Richtung und Reichweite und damit der Endpunkt der Spur errechnet werden. Diese Größen stehen innerhalb von tof++ auch zur Verfügung, allerdings ist der Zugang zu Mehrfachtreffern schwierig, da tof++ mit dem Gedanken an höchstens einen Treffer pro Detektorelement entwickelt wurde, deshalb wird dieser Teil der Analyse mit zusätzlicher Software in einem eigenen Schritt durchgeführt. Das entsprechende

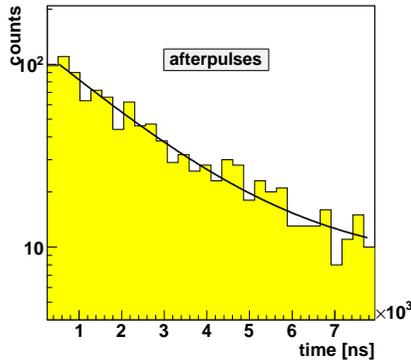


Abbildung 5.8: Myonlebensdauer aus dem Sekundärzerfall identifizierter  $\pi^+$ . Aufgetragen ist die logarithmierte Zählrate über die Zeit. Die verwendete Fitfunktion ist  $a \cdot \exp(-\lambda t) + u$ , mit Parametern  $a, \lambda, u$ . Dabei ist die mittlere Lebensdauer  $\tau = \frac{1}{\lambda}$ . Da der Untergrund  $u$  von Null verschieden ist handelt es sich in halblogarithmischer Darstellung nicht um eine Gerade. Die daraus gewonnene Lebensdauer von  $\tau_\mu = 2.17\mu\text{s} \pm 0.15\mu\text{s}$  ist sehr gut mit dem Literaturwert von  $\tau_\mu = 2.199\mu\text{s}$  [PDG07] verträglich. Abbildung aus [Erh08], aufgrund einer später bemerkten Ungenauigkeit in der Software jedoch mit etwas geringerer Statistik (1167 statt 1271 Ereignisse) als dort.

Programm wurde *mhspectra2* genannt, da es zunächst nur dafür gedacht war, Multihit-Ereignisse zu isolieren. Die jeweils zu korrelierenden gleichen Ereignisse in den beiden verschiedenen Datenformaten selektieren geeignete Filter aus den Ein- bzw. Ausgabedateien von `tof++`.

## 5.6 Analysierstärken

Die Messungen wurden mit einem vektorpolarisierten Protonenstrahl mit regelmäßig wechselnder Spinausrichtung in aufeinanderfolgenden *Spills*<sup>11</sup> von etwa 10 Sekunden Dauer durchgeführt. “Spin aufwärts”

<sup>11</sup>engl. to spill: überlaufen. Bezeichnet wird damit die Extraktion einer kompletten Ringfüllung Protonen an ein externes Experiment.

bzw. "Spin abwärts" ist dabei so definiert, dass der Protonenspin senkrecht steht auf der Ebene, die durch den COSY Beschleunigerring aufgespannt wird und himmelwärts zeigt. Gemäß der Madison Konvention [Bar01] benutzen wir dann ein Koordinatensystem bei dem die  $z$ -Achse entlang der Strahlrichtung und die  $x$ -Achse waagrecht nach links zeigt, womit der Azimutwinkel  $\phi = 0^\circ$  bei 9 Uhr, also auf der  $x$ -Achse liegt, wenn man strahlabwärts schaut.

Für die Bestimmung der Strahlpolarisation verwenden wir wieder die elastische  $pp$ -Streuung, messen die Zählratenasymmetrie und vergleichen diese mit bekannten Analysierstärken der elastischen  $pp$ -Streuung aus der SAID Datenbank [Arn07]. Die Zählratenasymmetrie bei einem gegebenen Raumwinkel  $(\theta, \phi)$  für ein Teilchen eines Ereignisses ist gegeben durch die Differenz der Zählraten für "Spin aufwärts"  $N_\uparrow(\theta, \phi)$  und "Spin abwärts"  $N_\downarrow(\theta, \phi)$  normiert auf deren Summe.

$$\epsilon(\theta, \phi) = \frac{N_\uparrow(\theta, \phi) - N_\downarrow(\theta, \phi)}{N_\uparrow(\theta, \phi) + N_\downarrow(\theta, \phi)} = P_y \cdot A_y(\theta, \phi) \quad (5.2)$$

wobei  $P_y$  die Strahlpolarisation ist und

$$A_y(\theta, \phi) = \frac{1}{P_y} \cdot \frac{R(\theta, \phi) - 1}{R(\theta, \phi) + 1} \quad (5.3)$$

die Analysierstärke der untersuchten Reaktion mit dem ausgewählten Teilchen im Raumwinkel  $(\theta, \phi)$ .  $R(\theta, \phi)$  wird in Gleichung (5.4) definiert. Um die Strahlpolarisation zu bestimmen und auch ständig während der Messung zu überwachen, haben wir elastische  $pp$  Ereignisse mit  $32^\circ \leq \theta_{\text{Lab}} \leq 33^\circ$  ausgewählt, für die SAID [Arn07]  $A_y = 0.30$  liefert. Eine Auswahl der gemessenen Zählratenasymmetrie  $\epsilon(\theta, \phi)$  in Abb. 5.9 zeigt die erwartete  $\cos \phi$ -Abhängigkeit. Ein Fit an die Daten mit den Gleichungen 5.2 und 5.3 ergibt die Strahlpolarisation  $P_y$ . Während dieser Strahlzeit war die Strahlpolarisation innerhalb weniger Prozent stabil mit sehr hohen Werten von typisch  $P_y = 0.87$ .

Aufgrund seiner Zylindersymmetrie ist TOF ideal für Polarisationsmessungen geeignet. Deshalb kann die Analysierstärke  $A_y$  experimentell aus dem Superverhältnis  $R(\theta, \phi)$  der vier Zählraten bestimmt werden, die sich aus Kombination von "Spin  $\uparrow$ " und "Spin  $\downarrow$ " mit "links" und "rechts" ergeben:

$$R(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{N_\uparrow(\theta, \phi) \cdot N_\downarrow(\theta, \phi + 180^\circ)}{N_\downarrow(\theta, \phi) \cdot N_\uparrow(\theta, \phi + 180^\circ)}} \quad (5.4)$$

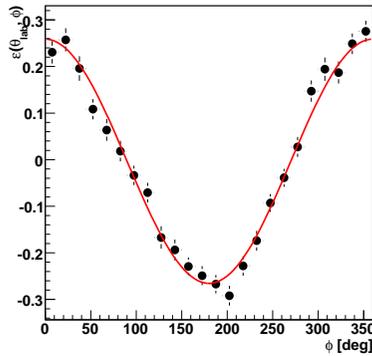


Abbildung 5.9: Zählratenasymmetrie  $\epsilon(\theta_{\text{Lab}}, \phi)$  in Abhängigkeit des Azimutwinkels  $\phi$  für elastische Streu-Ereignisse gemessen im Polarwinkel-Intervall  $32^\circ \leq \theta_{\text{Lab}} \leq 33^\circ$ . Die durchgezogene Linie ist ein Fit an die Daten mit  $\cos(\phi)$ -Abhängigkeit [Erh08].

In diesem Superverhältnis verschwinden systematische Fehler und Detektoreffizienzen und befreien somit die Analysierstärken von systematischen Asymmetrien, die in einarmigen Experimentaufbauten ohne einen zylindersymmetrischen Detektor häufig nicht unter Kontrolle sind.

Durch Verwendung der vier Zählraten können wir zusätzlich eine “Anti-Analysierstärke” (instrumentelle Asymmetrie)  $\bar{A}_y$  mit einem alternativen Superverhältnis  $\bar{R}$  definieren als

$$\bar{R}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{N_{\uparrow}(\theta, \phi) \cdot N_{\uparrow}(\theta, \phi + 180^\circ)}{N_{\downarrow}(\theta, \phi) \cdot N_{\downarrow}(\theta, \phi + 180^\circ)}}, \quad (5.5)$$

die zu  $A_y = 0$  in allen Fällen führt, - mit Ausnahme von systematischen Änderungen beim Umklappen des Projektilspins.

Somit dient  $\bar{A}_y$  als Kontrollobservable um systematische Asymmetrien wie etwa die Lage des Strahls aufzudecken.

Aufgrund der trivialen  $\cos \phi$ -Abhängigkeit werden Analysierstärken üblicherweise notiert als  $A_y(\theta) = A_y(\theta, \phi = 0)$ , da im Prinzip stets

$$A_y(\theta, \phi) = A(\theta) \cdot \cos(\phi). \quad (5.6)$$

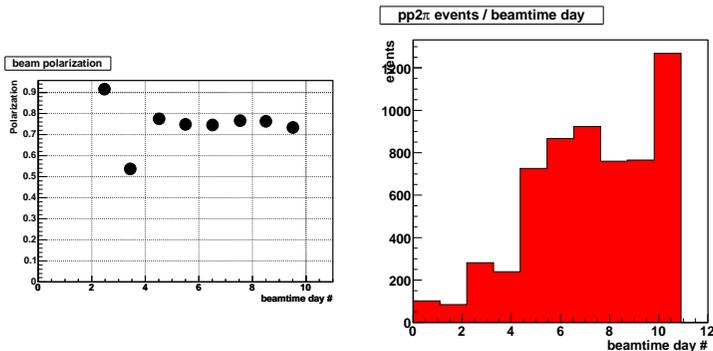


Abbildung 5.10: Abgebildet ist links die aus elastischer Streuung neben der Zweipionproduktion gemessene Strahlpolarisation aufgetragen über der Meßzeit in Tagen. Die Zeitachse korreliert jedoch nicht linear mit der Menge der gemessenen Zweipionproduktionsereignisse pro Zeit, deshalb ist rechts die Anzahl solcher Ereignisse pro Meßtag aufgetragen. Man sieht, dass aufgrund ständiger Optimierung der Messung gegen Ende viel mehr  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ -Ereignisse pro Meßzeit aufgezeichnet wurden als am Anfang.

gelten muss. Die Abhängigkeit ergibt sich durch Projektion von  $A_y(\theta, \phi)$  auf die  $z$ -Achse.

Um die vollständige zur Verfügung stehende Statistik nutzen zu können, haben wir die Daten in  $\theta$  und  $\phi$  bins einsortiert,  $A_y(\theta, \phi)$  für jeden dieser bins berechnet und für jeden  $\theta$ -bin die  $\phi$ -Abhängigkeit mit einer Kosinusfunktion gefittet. Als Ergebnis erhalten wir für jeden  $\theta$ -bin einen  $A_y(\theta)$ -Wert, der die volle Statistik der Messung über den gesamten  $\phi$ -Bereich enthält.

Als Beispiele zeigen wir in Abb. 5.11 und 5.12 Analysierstärken und Anti-Analysierstärken aus im Ring gemessener elastischer  $pp$ -Streuung sowie Pionen aus der  $2\pi$ -Produktion. Die gemessenen Analysierstärken stimmen sehr gut mit SAID [Arn07] und LAMPF [Tip87] überein. Die Daten der Anti-Analysierstärken, d.h. die instrumentellen Asymmetrien sind alle verträglich mit Null und geben daher keinen Hinweis auf systematische Asymmetrien in den Messungen.

Zur weiteren Überprüfung der ermittelten Strahlpolarisation haben wir

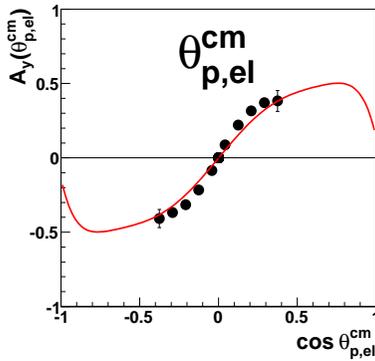


Abbildung 5.11: Analysierstärke von elastischen  $pp$ -Streuereignissen, die im Ringdetektor gemessen wurden im Vergleich mit SAID Daten [Arn07] (durchgezogene Linie). Abbildung aus [Erh08].

die Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  untersucht [Hau05]. Die Ereignisse wurden dabei mit dem gleichen Zweispurtrigger wie die elastische  $pp$ -Streuung ausgewählt.

Als typisches Beispiel einer Anti-Analysierstärkeverteilung aus der Messung von Zwei-Pion-Produktionsereignissen zeigen wir Abb.5.12, rechts, die Verteilung der Pionen im Schwerpunktsystem. Auch hier sind die Daten verträglich mit Null, wohingegen  $A_y(\theta_\pi^{cm})$  von Null verschieden ist, wie in Abb. 6.8 rechts oben zu sehen.

Das Ergebnis ist in Abb.5.13 gezeigt. Auch hier herrscht weitestgehend Übereinstimmung.

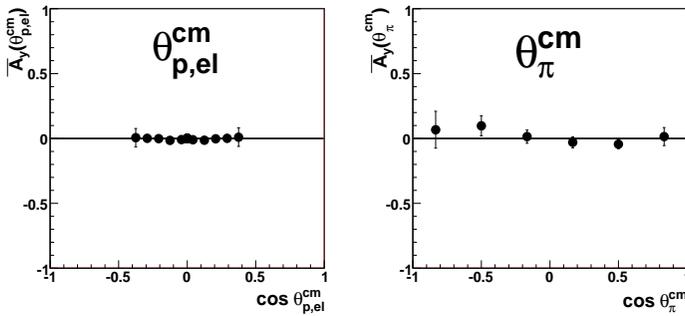


Abbildung 5.12: “Anti-Analysierstärken” (instrumentelle Asymmetrie) für elastische pp-Streuung (links) und Zwei-Pion-Produktion in Abhängigkeit des Zwei-Pion-Polarwinkels  $\theta_{\pi}^{cm}$  (rechts) wie in Gleichung 5.5 definiert. Abbildung aus [Erh08].

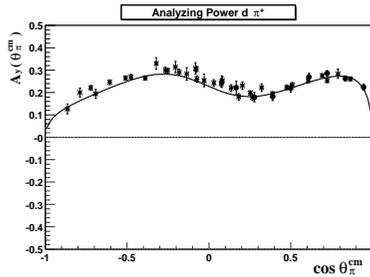


Abbildung 5.13: Analysierstärke der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  wie vom TOF Detektor gemessen (ausgemalte Kreise) im Vergleich mit SAID [Arn07] und LAMPF [Tip87] (Sterne). Abb. aus [Erh08], ursprünglich veröffentlicht in [Hau05].

# Kapitel 6

## Ergebnisse und Diskussion

Im nachfolgenden Kapitel werden die in dieser Arbeit gewonnenen unpolarisierten und polarisierten Meßergebnisse (Winkelverteilungen, Wirkungsquerschnitte, Analysierstärken, mit und ohne Unterscheidung der beiden geladenen Pionen) vorgestellt und die Folgerungen aus diesen Meßergebnissen diskutiert.

### 6.1 Ergebnisse

Bei allen Meßdaten wurde eine Effizienzkorrektur durch Monte-Carlo-Simulation des Detektors mit dem CERN GEANT 3 [GEA95] Detektorsimulationspaket durchgeführt, das sowohl elektromagnetische als auch hadronische Wechselwirkungen der Teilchen im Ausgangskanal mit dem Detektormaterial berücksichtigt.

#### 6.1.1 Differentielle und totale Wirkungsquerschnitte - unpolarisiert

Aufgrund der Identität der Kollisionspartner im Eingangskanal müssen die Winkelverteilungen im allgemeinen Schwerpunktsystem symmetrisch um  $90^\circ$  sein, d.h. die ganze Information über die Reaktionskanäle

le ist im Intervall  $0 \leq \theta^{cm} \leq 90^\circ$  enthalten. Abweichungen der Daten von dieser Symmetrie zeigen systematische Unsicherheiten in den Messungen an. Deshalb stellen wir - wo sinnvoll und gemessen - den vollen Winkelbereich dar, um die Abwesenheit dieser Art von systematischen Fehlern in unseren Messungen zu zeigen.

Die Luminosität des Experiments wurde zu  $L = 5 \cdot 10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  aus der Untersuchung elastischer  $pp$ -Streuung<sup>1</sup> bestimmt, die zeitgleich mit einem stark unteretzten Zweispur-Trigger für Treffer im Ringdetektor gemessen wurde.

Aufgrund des Öffnungswinkels  $\delta_{pp} \approx 80^\circ$  der beiden Protonen treffen bei den meisten elastischen Ereignissen beide Spuren den Ringdetektor. Sie können leicht durch die Forderung von Koplanarität, d.h.  $175^\circ \leq \Delta\phi \leq 185^\circ$ , d.h. durch Anwendung des gleichen Verfahrens wie in [EPJ06] ausführlicher beschrieben. Die erforderliche Luminosität ergibt sich durch Anpassung der Ergebnisse aus der elastischen  $pp$ -Streuung an die SAID Werte.

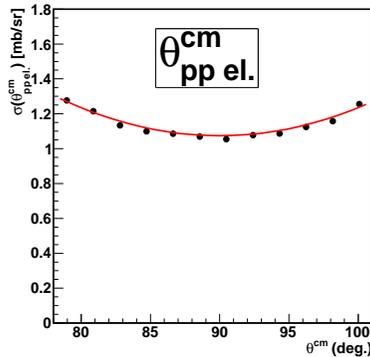


Abbildung 6.1: Winkelverteilung  $\sigma(\theta_{ppel}^{cm})$ . Die Datenpunkte entstammen dieser Messung. Die rote Kurve ist eine Darstellung der SAID Streuphasenanalyse zur elastischen Streuung bei  $T_p = 793 \text{ MeV}$ . Zur Bestimmung der Absolutnormierung sind die Datenpunkte an die SAID-Kurve in der Absoluthöhe angepaßt.

<sup>1</sup>Eine der beiden Reaktionen aus dem stark unteretzten Zweispur-Trigger.

$T_p$ [MeV]	$\sigma_{\text{tot}} [\mu\text{b}]$	
	diese Arbeit	ältere
750	1.6(2)	1.6 (3) <sup>a)</sup> 1.3 (3) <sup>b)</sup>
800	4.1(4)	3 (1) <sup>c)</sup>

a) Ref. [Bro02, Joh02]    b) Ref. [Pae03]    c) Ref. [Cve81]

Tabelle 6.1: Totale Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{\text{tot}}$  für  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  bei  $T_p \approx 750$  und  $800$  MeV.

Die daraus erhaltenen totalen Wirkungsquerschnitte für den  $pp\pi^+\pi^-$ -Kanal sind in Tabelle 6.1 aufgelistet und in Abb. 6.3 zusammen mit früheren Ergebnissen dargestellt.

Die den Daten zugeordneten Fehler stützen sich auf systematische Unsicherheiten für Akzeptanz- und Effizienzkorrekturen. Diese haben wir aus verschiedenen MC-Simulationen der Detektorantwort erhalten, wo wir entweder Phasenraum oder für die betrachtete Reaktion sinnvolle Modelle als Eingabedaten für die Simulation verwenden.

Für 750 MeV stehen etwa 1600 in [Kre03] gemessene, für 800 MeV etwa 6000 in dieser Arbeit gemessene Ereignisse zur Verfügung, d.h. statistische Unsicherheiten sind von untergeordneter Bedeutung für den Fehler im totalen Wirkungsquerschnitt. Für  $T_p = 750$  MeV sind totale und differentielle Wirkungsquerschnitte aus früheren Messungen an CELSIUS [Bro02, Pae02] sehr genau bekannt. Daher benutzen wir die Analyse unserer Daten bei 750 MeV vorwiegend zur Überprüfung der Zuverlässigkeit unserer Messung und Auswertung. Tatsächlich sind differentielle Verteilungen der an CELSIUS und COSY-TOF gewonnenen Daten innerhalb der statistischen Unsicherheit miteinander verträglich [Kre03]. Als Beispiel vergleichen wir in Abb. 6.2 beide Datensätze bezüglich der Verteilungen der invarianten  $\pi\pi$ -Masse  $M_{\pi\pi}$  und des Öffnungswinkels der Pionen  $\delta_{\pi\pi}$  im *cms*. Wir bemerken außerdem, dass die Werte für  $\sigma_{\text{tot}}$  innerhalb der Meßfehler sehr gut miteinander verträglich sind. Der gemessene totale Wirkungsquerschnitt in [Kre03] wurde durch die erneute Analyse der Meßdaten von rund 1.1(2)  $\mu\text{b}$  auf 1.6(2)  $\mu\text{b}$  korrigiert: Einzige Ursache der Änderung

ist der nicht hinreichend berücksichtigte Aufbau der Fasern im Faserhodoskop: Diese sind 2mm dick mit - senkrecht zur Strahlrichtung - quadratischer Grundfläche mit 2 mm Kantenlänge. Teil des Volumens ist jedoch außer Szintillator auch eine etwa 0.08 mm dicke Ummantelung, die optisches Übersprechen verhindert. Aus der Targetperspektive betrachtet besteht eine Faser also aus 8% inaktivem Material. Da für eine im Faserhodo detektierte Spur mindestens 2 Fasern beteiligt sein müssen, ergibt dies eine um rund 15% geringere Detektoreffizienz, die durch eine angepasste MC-Simulation korrigiert wird. Zwei-Pion-Produktionsereignisse bestehen aus überwiegend drei, seltener vier im Faserhodoskop gemessenen Spuren, d.h. die oben genannten 15% tragen mehrfach bei.

Im Gegensatz zu  $T_p = 750$  MeV gibt es für  $T_p = 800$  MeV lediglich eine Messung mit einem einarmigen Spektrometer an LAMPF [Cve81] mit dem Ergebnis eines geschätzten totalen Wirkungsquerschnitts von  $3 \mu b$ . Differentielle Wirkungsquerschnitte für invariante Massen und Winkelverteilungen aus unseren Messungen sind in den Abbildungen 6.2 – 6.6 gezeigt.

## 6.1.2 Analysierstärken

Diese Messungen sind die ersten, die für den Zwei-Pion-Produktionskanal in  $NN$ -Stößen mit polarisiertem Strahl durchgeführt wurden. Die Winkelverteilungen für die Analysierstärken haben wir erhalten wie in Abschnitt 5.6 beschrieben. Für  $T_p = 750$  MeV, wo die Statistik der Meßdaten recht gering ist, zeigen wir in Abb. 6.7 unsere Ergebnisse für die Analysierstärkeverteilungen in Abhängigkeit des Winkels eines jeden Protons  $\theta_p^{cm}$ , eines jeden Pions  $\theta_\pi^{cm}$ , des  $\pi\pi$ -Systems  $\theta_{\pi\pi}^{cm}$  und eines jeden  $p\pi$ -Systems  $\theta_{p\pi}^{cm}$  - alle im cms.

Für  $T_p = 800$  MeV, wo wir viel bessere Statistik haben, zeigen wir zusätzlich zu diesen Observablen (Abb. 6.8) auch die, bei denen mit der Delayed Pulse Technique zwischen  $\pi^+$  und  $\pi^-$  unterschieden wird (Abb. 6.9). Schließlich zeigen wir in Abb. 6.10 Analysierstärken für die Winkel  $\theta_{\pi\pi}^{\pi\pi}$  eines beliebigen Pions im  $\pi\pi$ -Subsystem und für die Winkel  $\theta_p^{pp}$  eines beliebigen Protons im  $pp$ -Subsystem, beide Observablen im Jackson-Bezugssystem, d.h. mit der Strahlachse als  $z$ -Achse.

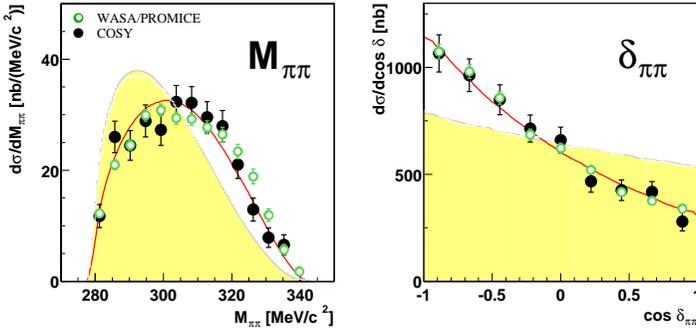


Abbildung 6.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Verteilungen der invarianten  $\pi\pi$ -Masse  $M_{\pi\pi}$  (links) und den Öffnungswinkel der Pionen  $\delta_{\pi\pi}$  im Schwerpunktsystem (cms) bei  $T_p = 750$  MeV. Die Daten aus dieser Arbeit (Legende: COSY) werden mit den an CELSIUS gewonnenen Ergebnissen (Legende: WASA/PROMICE), Phasenraumverteilungen (schattierte Flächen) und Berechnungen gemäß Gleichung 6.1 (durchgezogene Kurven) verglichen. Die CELSIUS Daten und theoretischen Kurven sind auf den in dieser Arbeit erhaltenen totalen Wirkungsquerschnitt normiert. Abbildung aus [Erh08].

## 6.2 Diskussion

### 6.2.1 Totaler Wirkungsquerschnitt

Die in dieser Arbeit gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 6.3 zusammen mit den Ergebnissen früherer Messungen [Cve81, Coc72, Bru69, Shi82, Dak83, Sar08, Bro02] und theoretischen Berechnungen aus [Alv98] dargestellt. Bei  $T_p = 750$  MeV stimmt unser Wert gut mit den an CELSIUS gemessenen Werten überein [Bro02, Pae03]. Bei  $T_p = 800$  MeV ist unser Wert im Einklang mit den Abschätzungen aus [Cve81] und folgt auch der durch die Ergebnisse der neuesten Blaskammernmessungen von Gatchina [Sar08] vorgegebenen Richtung, die die alten totalen Wirkungsquerschnitte von Gatchina [Dak83] ersetzen.

Die theoretischen Berechnungen in [Alv98] sind mit den Daten von LAMPF [Cve81], CELSIUS [Bro02, Pae03], Gatchina [Sar08] und COSY-

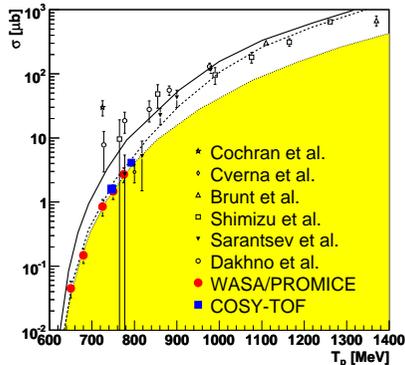


Abbildung 6.3: Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts. Gezeigt sind die Datenpunkte dieser Arbeit (ausgefüllte Quadrate) zusammen mit denen von CELSIUS [Bro02, Pae03, Joh02] (ausgefüllte Kreise), Gatchina - alt [Dak83] (Kreise) und neu [Sar08] (ausgefüllte Dreiecke). Durchgezogene und gestrichelte Kurven gehören zu theoretischen Berechnungen in [Alv98] mit und ohne pp-Endzustandswechselwirkung. Die schattierte Fläche stellt die Phasenraumabhängigkeit, willkürlich normiert auf den Wirkungsquerschnitt bei  $T_p = 750$  MeV, dar. Abbildung aus [Erh08].

TOF nur für  $T_p = 800$  MeV verträglich, wenn man Parametersatz I (vgl. [Alv98]) für die Roper-Resonanz benutzt und wenn die Endzustandswechselwirkung (FSI<sup>2</sup>) vernachlässigt wird (gestrichelte Kurve in Abb. 1.1). Berücksichtigt man die FSI (durchgezogene Kurven), so überschätzen die theoretischen Berechnungen die Meßergebnisse um bis zu einen Faktor von fünf.

## 6.2.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte - unpolarisiert

Insbesondere für die Diskussion der bei  $T_p = 800$  MeV gemessenen Daten vergleichen wir unsere Daten in den Abbildungen 6.2 – 6.6 mit durch schraffierte bzw. gelb aufgefüllte Flächen in den Abbildungen dargestellten Phasenraumverteilungen, mit den in [Alv98] dargestell-

<sup>2</sup>engl.: Final State Interaction

ten theoretischen Berechnungen (nur Abb. 6.6) sowie mit vereinfachten Berechnungen von Roper-Anregung und Zerfall gemäß dem Ansatz für die Roper Amplitude

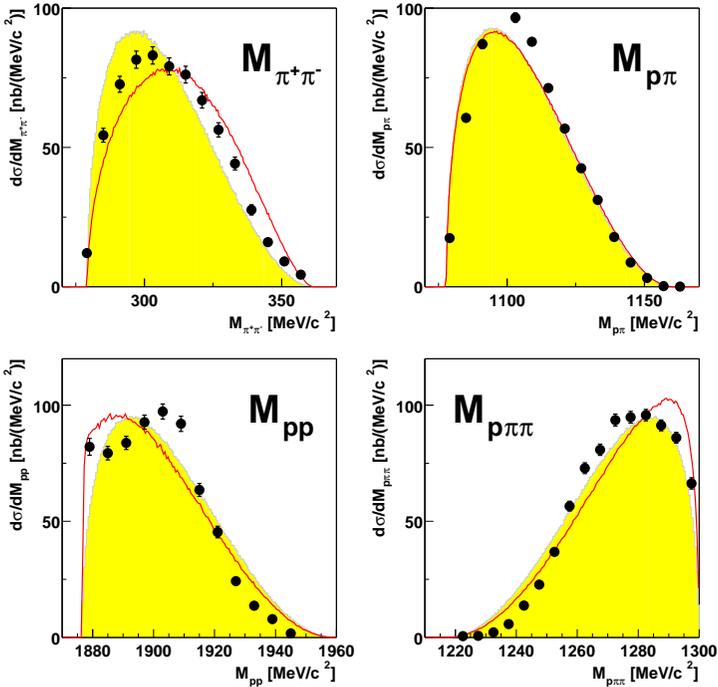


Abbildung 6.4: Ergebnisse dieser Arbeit für differentielle Verteilungen der invarianten Massen  $M_{\pi\pi}$ ,  $M_{p\pi}$ ,  $M_{pp}$  und  $M_{p\pi\pi}$  bei  $T_p = 800$  MeV. Sie werden verglichen mit Phasenraumverteilungen (schattierte Flächen) sowie Berechnungen gemäß Gleichung 6.1 (durchgezogene Linien). Abbildung aus [Erh08].

$$A \sim 1 + ck_1 \cdot k_2 (3D_{\Delta^{++}} + D_{\Delta^0}) \quad (6.1)$$

der die Ausdrücke für  $\sigma$ -Austausch, FSI und  $N^*$ -Propagator (vgl. [Bro02, Pae03]) miteinander multipliziert, wobei  $D_{\Delta}$  den  $\Delta$ -Propagator darstellt. Der erste Term der Gleichung (6.1) steht für den Roper Zerfall in den  $N\sigma$  Kanal. Der zweite Term ergibt den Zerfall über die  $\Delta$ -

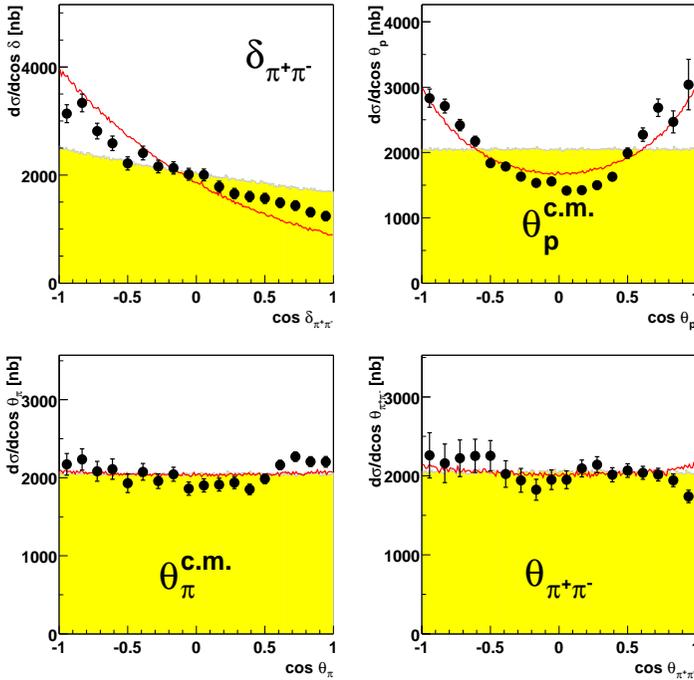


Abbildung 6.5: Wie in Abb. 6.4, jedoch die Observablen Öffnungswinkel  $\delta_{\pi\pi}$  zwischen den Pionen, die Polarwinkel von Protonen  $\theta_p^{c.m.}$ , Pionen  $\theta_\pi^{c.m.}$  und des Zwei-Pion-Systems  $\theta_{\pi\pi}$ , alle im allgemeinen Schwerpunktsystem. Abbildung aus [Erh08].

Resonanz, d.h.  $N^* \rightarrow \Delta\pi \rightarrow N\pi\pi$ , wobei das Skalarprodukt der Pionenimpulse  $\mathbf{k}_1$  und  $\mathbf{k}_2$  für die doppelte  $p$ -Wellen-Aussendung der Pionen in diesem Prozess steht. Während der erste Term ein phasenraumartiges Verhalten der Observablen liefert, ist der zweite Term proportional zum  $\pi\pi$ -Öffnungswinkel  $\delta_{\pi\pi}$  im cms und liefert daher sowohl eine Veränderung des Anstiegs des  $\delta_{\pi\pi}$ -Spektrums als auch eine Verschiebung der  $M_{\pi\pi}$ -Verteilung hin zu höheren Massen. Von dieser offensichtlichen Signatur in diesen Observablen kann der Parameter  $c$  leicht durch entsprechende Daten festgelegt werden.

Der Koeffizient  $c$  enthält das Verzweigungsverhältnis der Zerfallskanäle

$N^* \rightarrow N\sigma$  und  $N^* \rightarrow \Delta\pi$ . Anpassung von  $c$  an die CELSIUS Daten bei  $T_p = 750$  MeV und 775 MeV [Pae03] liefert ein Verzweigungsverhältnis von

$$R = \frac{\Gamma_{N^* \rightarrow N\sigma \rightarrow N\pi\pi}}{\Gamma_{N^* \rightarrow \Delta\pi}}$$

zwischen den Zwei-Pion-Zerfällen der Roper-Resonanz von  $R = 3(1)$ , falls der Pol der Roper-Resonanz bei seinem Nennwert von 1440 MeV angenommen wird. Dieses Ergebnis stimmt, bei größerer Genauigkeit, gut mit dem PDG Wert von 4 (2) überein [PDG06].

Wenn man jedoch den Pol bei  $M_{N^*} = 1371$  MeV annimmt, was mittlerweile als eher zutreffend [PDG06, Arn06, Abl06, Mor02, Sar08a] angesehen wird, dann verändert sich dieses Verhältnis zu  $R = 1.0(1)$ . Berechnungen mit diesem Wert für  $c$  sind mit den durchgezogenen Kurven in Abb. 6.2 – 6.5 gezeigt. Sie ergeben eine qualitative Beschreibung der wesentlichen Eigenschaften in den differentiellen Daten. Bei genauerem Hinsehen ergibt sich jedoch eine Verschiebung in  $M_{\pi\pi}$ -Spektrum (Abb. 6.4, links oben) und ein etwas zu großer Anstieg im  $\delta_{\pi\pi}$ -Spektrum (Abb. 6.5, links oben). Dies deutet darauf hin, dass der  $N^* \rightarrow \Delta\pi$ -Zerfall sogar schwächer ist als der  $N^* \rightarrow N\sigma$ -Zerfall, was auch das Ergebnis einer sehr neuen Auswertung von Photon- und Pion-induzierten Reaktionen ist [Sar08a].

Das hier erhaltene Ergebnis, nämlich  $R = 0.5(1)$  bei  $M_{N^*} = 1371$  MeV, stimmt auch mit aktuellen Auswertungen der von CELSIUS-WASA gemessenen  $pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0$ -Daten überein [Sko08].

Abb.6.6 zeigt die vollständigen Berechnungen von [Alv98], die auch andere Reaktionskanäle außer der Roperanregung enthält. Die gepunktete Linie entspricht Berechnungen mit dem gleichen Verzweigungsverhältnis für die Zerfallsprozesse  $N^* \rightarrow N\sigma$  und  $N^* \rightarrow \Delta\pi$  gemäß Gleichung (6.1). Wir sehen im Vergleich von Abb. 6.4 und Abb. 6.5 mit Abb.6.6, dass vollständige und vereinfachte Berechnungen nahezu die gleichen Ergebnisse ergeben, was darauf hinweist, dass die in Gleichung (6.1) vernachlässigten Terme von untergeordneter Bedeutung sind. Wenn wir nun die  $N^* \rightarrow \Delta\pi$  Amplitude in den Rechnungen in [Alv98] um einen Faktor 2 verkleinern - wie dies in [Sko08] der Fall ist - erhalten wir volle Übereinstimmung mit den Daten, wie in den durchgezogenen Kurven in Abb. 6.6 gezeigt.

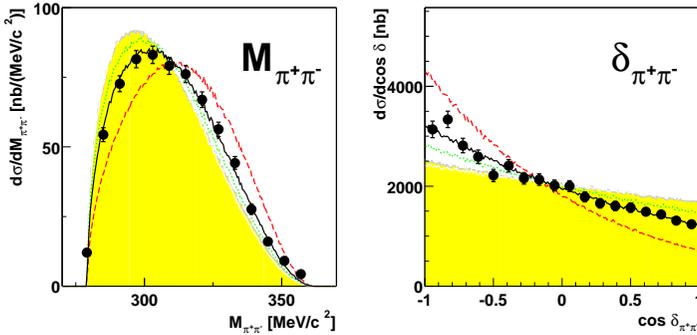


Abbildung 6.6: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Verteilungen der invarianten Masse der Pionen  $M_{\pi\pi}$  (links) und des Öffnungswinkels der Pionen  $\delta_{\pi\pi}$  im allgemeinen Schwerpunktsystem (rechts) bei  $T_p = 800\text{MeV}$ . Die in dieser Arbeit vorgestellten Daten werden mit Phasenraumverteilungen (schattierte Flächen) und Berechnungen gemäß [Alv98] verglichen. Die gestrichelten Linien zeigen die ursprünglichen, auf die Daten unter der Kurve normierten Rechnungen in [Alv98], die durchgezogenen Linien zeigen das Ergebnis wenn wir die Amplitude für den Kanal  $N^* \rightarrow \Delta\pi$  um einen Faktor zwei relativ zum Kanal  $N^* \rightarrow N\sigma$  reduzieren. Die grüne gepunktete Kurve ist eine Rechnung mit 25%  $\Delta\pi$ - Amplitude. Abbildungen aus [Erh08].

### 6.2.3 Analysierstärken

Die bei  $T_p = 750 \text{ MeV}$  gemessenen Analysierstärken in Abb. 6.7 sind innerhalb ihrer großen statistischen Fehler im Wesentlichen mit Null verträglich. Deshalb werden wir sie nicht genauer diskutieren und konzentrieren uns auf die Daten bei  $T_p = 800 \text{ MeV}$ , die in erheblich besserer Statistik vorliegen. Bei  $T_p = 800 \text{ MeV}$  weisen die in Abb. 6.8, 6.9, 6.10 dargestellten Daten signifikante Analysierstärken mit Werten bis zu  $A_y = 0.3$  auf. Während die Analysierstärken in den  $pp$  und  $\pi\pi$ -Subsystemen sehr klein und mit Null verträglich sind, sind sie recht erheblich im allgemeinen Schwerpunktsystem für  $\theta_\pi^{\text{cm}}$  und  $\theta_{\pi\pi}^{\text{cm}}$ . Die Analysierstärke der Protonen im cms, d.h.  $A_y(\theta_p^{\text{cm}})$  ist wiederum klein. Die Analysierstärken für  $\theta_\pi^{\text{cm}}$  und  $\theta_{\pi\pi}^{\text{cm}3}$  sind natürlich nicht entkoppelt.

<sup>3</sup> $\theta_{\pi\pi}^{\text{cm}}$ : Die Schreibweise bezeichnet eine Observable (hier: Analysierstärke), bei der

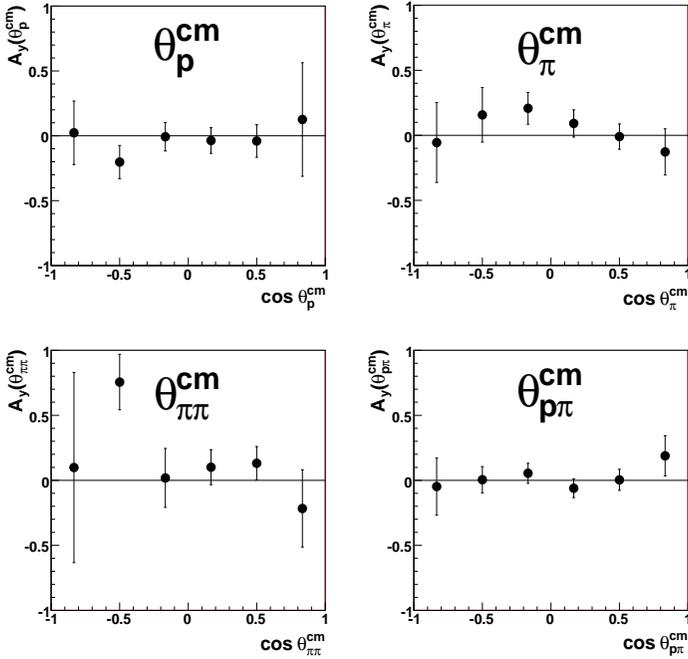


Abbildung 6.7: Analysierstärkeverteilungen für die Polarwinkel  $\theta_p^{\text{cm}}$ ,  $\theta_\pi^{\text{cm}}$ ,  $\theta_{\pi\pi}^{\text{cm}}$  und  $\theta_{p\pi}^{\text{cm}}$  bei 750 MeV. Abbildungen aus [Erh08].

Da die Analysierstärke im letztgenannte Fall am größten ist, erwarten wir, dass die Ursache polarisationserzeugender Effekte mit dieser Observablen in Verbindung steht. Aus allgemeinen Überlegungen [Mey01, Han04] zur Mesonenproduktion in  $NN$ -Stößen ergeben sich folgende Abhängigkeiten der Analysierstärke (vgl. Anhang A):

$$A_y = a \sin(\theta) + b \sin(2\theta) \quad (6.2)$$

während wir im  $pp$ -Subsystem lediglich eine  $2\theta$ -Abhängigkeit haben:

$$A_y = b' \sin(2\theta). \quad (6.3)$$

die Impulssumme der beiden Pionen eines jeden Ereignisses als Berechnungsgrundlage verwendet wird.

Eine ausführlichere Beschreibung innerhalb des Partialwellenkonzepts wird im Anhang dargelegt. Die durchgezogenen Linien in den Abbildungen 6.8, 6.9 und 6.10 zeigen Fits an die Daten mit den Gleichungen (6.2) und (6.3). Wie man aus den Abbildungen 6.8, 6.9 und 6.10 ersehen kann, sind die Koeffizienten  $a$  und  $b$  nur für die Verteilungen  $\theta_p^{cm}$ ,  $\theta_\pi^{cm}$  und  $\theta_{\pi\pi}^{cm}$  von Null verschieden.

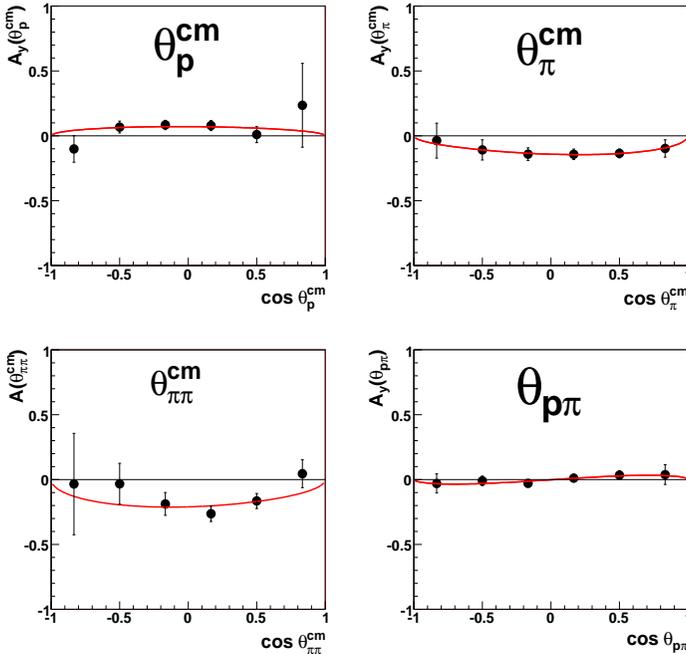


Abbildung 6.8: Analysierstärkeverteilungen für die Polarwinkel  $\theta_p^{cm}$ ,  $\theta_\pi^{cm}$ ,  $\theta_{\pi\pi}^{cm}$  und  $\theta_{p\pi}^{cm}$  bei 793 MeV. Die Kurven sind Fits an die Daten gemäß Gleichung 6.2 bzw. 6.3 für die Subsysteme. Abbildungen aus [Erh08].

Zudem werden die Observablen in Abb. 6.10 im Wesentlichen durch eine  $\sin(2\theta)$ -Abhängigkeit beschrieben, wobei selbst dieser Term nahe null bzw. vernachlässigbar ist (vgl. Anhang A).

Schließlich untersuchen wir mögliche Unterschiede zwischen den Winkelverteilungen von  $\pi^+$  und  $\pi^-$  durch Nutzung der Delayed Pulse Tech-

nik um das positive Pion in einem Ereignis zu identifizieren. Auf diese Weise erhalten wir die in Abb. 6.9 gezeigten Daten, in denen zwischen den  $\pi^+$  und den  $\pi^-$ -Observablen unterschieden wird.

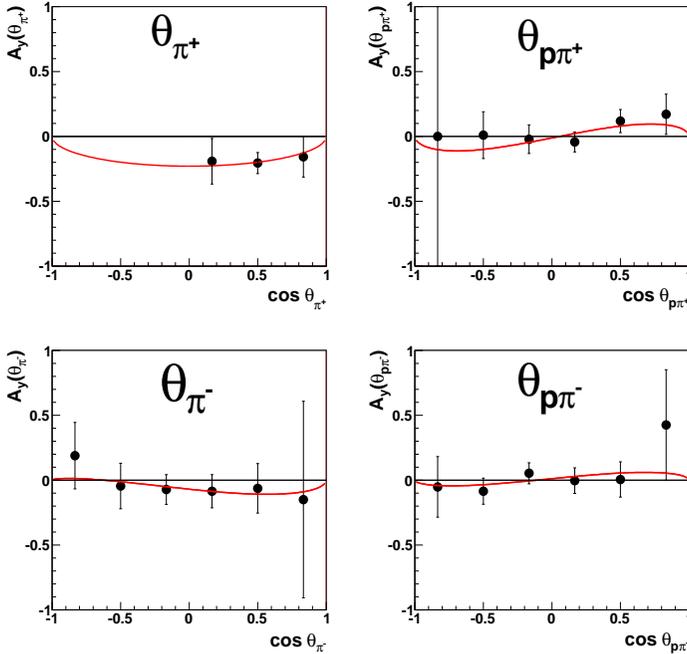


Abbildung 6.9: Analysierstärkeverteilungen für die Polarwinkel  $\theta_{\pi^+}^{\text{cm}}$ ,  $\theta_{p\pi^+}^{\text{cm}}$ ,  $\theta_{\pi^-}^{\text{cm}}$  und  $\theta_{p\pi^-}^{\text{cm}}$  bei  $T_p = 800\text{MeV}$ , d.h. getrennt für positiv und negativ geladene Pionen. Die Kurven zeigen einen Fit gemäß Gleichung 6.2. Abbildungen aus [Erh08], aufgrund einer später bemerkten Ungenauigkeit in der Software jedoch mit etwas geringerer Statistik (1167 statt 1271 Ereignisse) als in [Erh08].

Beim Übergang der Winkelachse von  $\theta$  zu  $\cos \theta$  transformieren sich die verwendeten Funktionen wie in Tab. 6.3 angegeben.

Obwohl die Statistik aufgrund der endlichen Effizienz der  $\pi^+$ -Identifikation schlechter wird, beobachten wir dass die Analysierstärken für die  $\pi^+$ -Observablen  $\theta_{\pi^+}^{\text{cm}}$  und  $\theta_{p\pi^+}^{\text{cm}}$  systematisch größer sind als jene für die entsprechende  $\pi^-$ -Observablen. Ein derartiger Unterschied weist auf

Observable	Funktion	$a$	$\Delta a$	$b$	$\Delta b$
$\theta_p^{cm}$	$a \sin \theta + b \sin 2\theta$	0.07	0.02	0.00	0.04
$\theta_\pi^{cm}$	$a \sin \theta + b \sin 2\theta$	-0.14	0.03	-0.02	0.03
$\theta_{\pi\pi}^{cm}$	$a \sin \theta + b \sin 2\theta$	-0.18	0.04	0.01	0.05
$\theta_{p\pi}^{cm}$	$a \sin \theta + b \sin 2\theta$	0.00	0.02	0.03	0.02
$\theta_{\pi^+}^{cm}$	$a \sin \theta$	-0.23	0.08	—	—
$\theta_{p\pi^+}^{cm}$	$a \sin \theta + b \sin 2\theta$	-0.01	0.06	0.10	0.08
$\theta_\pi^{cm}$	$a \sin \theta + b \sin 2\theta$	-0.07	0.07	-0.05	0.12
$\theta_{p\pi^-}^{cm}$	$a \sin \theta + b \sin 2\theta$	0.01	0.05	0.05	0.08
$\theta_p^{pp}$	$a \sin 2\theta$	0.00	0.04	—	—
$\theta_{\pi\pi}^{pp}$	$a \sin 2\theta$	0.04	0.04	—	—

Tabelle 6.2: Fitparameter für die Fitfunktionen  $A(\theta) = a \sin(\theta)$  bzw.  $A(\theta_{\text{subsys}}) = a \sin(\theta) + b \sin(2\theta)$  in den Abbildungen 6.8 - 6.10.

$\theta$	$\cos \theta$
$a \sin \theta + b \sin 2\theta$	$a\sqrt{1 - \cos^2 \theta} + 2b\sqrt{1 - \cos^2 \theta} \cos \theta$
$a \sin \theta$	$a\sqrt{1 - \cos^2 \theta}$
$a \sin 2\theta$	$2\sqrt{1 - \cos^2 \theta} \cos \theta$

Tabelle 6.3: Fitfunktionen in Abhängigkeit von  $\theta$  bzw.  $\cos \theta$ .

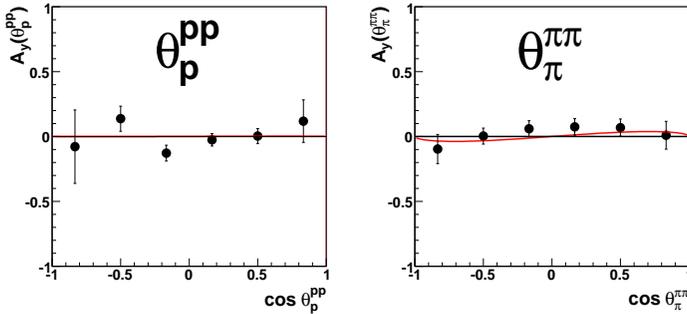


Abbildung 6.10: Analysierstärkeverteilungen für die Polarwinkel  $\theta_p^{pp}$  und  $\theta_\pi^{\pi\pi}$  im  $pp$  und  $\pi\pi$ -Subsystem (Jackson Bezugssystem) bei  $T_p = 800$  MeV. Die Kurven zeigen einen Fit gemäß Gleichungen 6.2 und 6.3. Abbildungen aus [Erh08].

einen erheblichen Beitrag von isovektoriellen  $\pi\pi$ -Paaren hin. Hiervon und von der geforderten Sinusabhängigkeit der Analysierstärke lernen wir, dass der bestimmende Term für endliche Analysierstärken hauptsächlich mit dem  $\pi^+$ -Impuls verbunden und von der Gestalt

$$\sigma \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{k}_{\pi^+}) \quad (6.4)$$

sein muss, wobei  $\mathbf{q}$  der Impulsübertrag zwischen den Nukleonen,  $\mathbf{k}_{\pi^+}$  der  $\pi^+$ -Impuls sind, und  $\sigma$  der Pauli-Spinoperator ist. Da der Impulsübertrag nahe der Schwelle näherungsweise durch den Anfangsimpuls im cms gegeben ist, kommen wir mit einem solchen Operator zu der beobachteten  $\sin(\theta_{\pi^+}^{\text{cm}})$ -Abhängigkeit. Da Spinflip-Terme wie in Gleichung (6.4) in niedrigster Ordnung durch  $p$ -Wellen gegeben sind, während Terme ohne Spinänderung durch  $s$ -Wellen generiert werden, ergibt sich die Analysierstärke in niedrigster Ordnung in der Interferenz von  $S$ - und  $P$ -Wellen im Eingangskanal. Der dominierende Reaktionsprozess bei  $T_p = 800$  MeV geht über die Roper-Anregung und somit mit der  $^1S_0$ -Partialwelle im Eingangskanal. Prozesse, an denen der Operator aus Gleichung (6.4) beteiligt ist, entwickeln sich über die  $^3P_1$ -Partialwelle in niedrigster Ordnung. Aus der Betrachtung der Formeln in [Alv98] sehen wir, dass weder Roper noch  $\Delta\Delta$ -Anregung und Zerfall einen solchen Operator liefern. Der einzige Prozess, der einen

solchen Operator in den theoretischen Untersuchungen in [Alv98] liefert, ist die einfache  $\Delta$ -Anregung und deren Zerfall in Verbindung mit Pionrückstreuung am anderen Vertex wie in den Graphen (10) und (11), Abb. 1 in [Alv98] gegeben, oder Graph (9), der eine fortlaufende Anregung eines  $\Delta$  an einem einzelnen Nukleon ergibt. In diesen Berechnungen ergeben solche Graphen jedoch nur winzige Beiträge zum Wirkungsquerschnitt. Andererseits sind die Analysierstärken ein ideales Werkzeug, um solche kleinen Amplituden zu enthüllen. Daher erscheint es sehr interessant, mit realistischen Berechnungen zu überprüfen, ob solche Graphen der Ursprung der endlichen Analysierstärken sein könnten, die wir beobachten. Wie oben erwähnt wurden die Berechnungen im "plane wave limit" durchgeführt, d.h. sie sind nicht gültig für Polarisationsobservable. Deshalb wären verbesserte Berechnungen, die Wechselwirkungen im Eingangskanal berücksichtigen, sehr hilfreich, um die Polarisationsdaten auf einer quantitativen Grundlage zu verstehen. Ein weiterer interessanter Blickwinkel könnte die Berücksichtigung eines möglichen Einflusses der  $\Delta(1600)$ -Resonanz sein. Obwohl deren Resonanzenergie genauso hoch ist wie die der  $\Delta\Delta$ -Anregung, spricht ihre ungewöhnliche Breite von  $\approx 350$  MeV [PDG06] für eine Beteiligung an der Zwei-Pion-Produktion nahe der Schwelle.

Tatsächlich ist, wie bereits in [Joh02] erwähnt, die isotensorielle Zwei-Pion-Produktionsamplitude ungewöhnlich groß, und die  $\Delta(1600)$ -Resonanz ist der einzige Resonanzkandidat der zur Isotensor-Amplitude nahe der Schwelle, zusätzlich zum  $\Delta\Delta$ -Prozess beitragen kann.

Die Analysierstärke entstammt der Interferenz von Termen mit und ohne Spinflip in der Reaktionsamplitude, während der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt lediglich die Summe ihrer quadrierten Beträge ist. Bezeichnen wir nun den Term ohne Spinänderung mit  $g$ , und die Stärke des Terms, der den Operator (6.4) enthält mit  $h$ , dann erhalten wir

$$\sigma A_y = -2\text{Im}(g \cdot h) k_{\pi^+} \sin(\theta_{\pi^+}^{\text{cm}}) \quad (6.5)$$

und

$$\sigma = |g|^2 + |h|^2 k_{\pi^+}^2 \sin^2(\theta_{\pi^+}^{\text{cm}}) \leq |g|^2 \left(1 + \frac{A_y}{4}\right), \quad (6.6)$$

d.h. ein 30%-Effekt in den Analysierstärken bewirkt lediglich einen 2%-Effekt an Anisotropie in den differentiellen Wirkungsquerschnitten. Ei-

---

ne solche Auswirkung kann im Wirkungsquerschnitt mit den bei unserer Messung angesammelten Statistik nicht bemerkt werden.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Die in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Ergebnisse stellen die ersten exklusiven Messungen der  $\pi^+\pi^-$ -Produktion in  $NN$ -Stößen bei  $T_p = 800$  MeV dar und liefern die ersten Polarisationsdaten überhaupt für diesen Produktionsprozess. Die unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitte bekräftigen die Ergebnisse früherer Untersuchungen, dass Erzeugung und Zerfall der Roper-Resonanz vorherrschende Zwei-Pion-Produktionsprozess ist.

Die Daten bevorzugen den direkten Zerfall der Roper Resonanz in den  $N\sigma$ -Kanal gegenüber deren Zerfall über die  $\Delta$ -Resonanz. Dies wiederum unterstützt die "breathing mode"-Natur der Roper Resonanz [Cle06].

Die Beobachtung von großen Analysierstärken in Verbindung mit der Tatsache, dass weder eine Roper-Anregung noch der  $\Delta\Delta$ -Prozess zu wesentlichen Analysierstärken beitragen, weist auf eine kleine Amplitude anderer Natur hin, die mit der starken Roper-Amplitude interferiert. Kandidaten für eine solche Amplitude könnten  $\Delta$ -Anregungsprozesse sein, bei denen an einem Nukleonenvertex ein  $\Delta(1232)$  oder  $\Delta(1600)$  angeregt wird und nachfolgend gemäß  $\Delta \rightarrow \Delta\pi \rightarrow N\pi\pi$  zerfällt, ein Übergang, der damit erstmalig in  $NN$ -Stößen beobachtet worden wäre. Auf jeden Fall sind verbesserte Modellrechnungen, die Wechselwirkungen im Anfangszustand berücksichtigen höchst wünschenswert für eine bessere quantitative Interpretation der Analysierstärken.

# Anhang A

## Amplituden

Die folgenden Ausführungen entstammen dem Beitrag von Chr. Hanhart in [Erh08]. In diesem Anhang wird die grundlegende Struktur der Amplituden hergeleitet. Da keine der Observablen eine strenge Energieabhängigkeit aufweist und die Energie zudem noch nicht zu weit über der Schwelle liegt, erscheint es gerechtfertigt nur mit den niedrigsten Partialwellen zu arbeiten. Deshalb werden wir nur die Winkelabhängigkeiten von differentiellen Wirkungsquerschnitten und Analysierstärken bis zur Ordnung  $Q^2$  herleiten, wobei  $Q$  eine beliebige der Impulsobservablen in Endzustand (wie in Abb. A.1) ist.

Bevor wir gemäß der oben formulierten Annahme relevanten Partialwellen identifizieren können, müssen wir noch kurz die relevanten Auswahlregeln diskutieren. Das Pauliprinzip erzwingt, dass ein Protonenpaar mit Spin 0 (bzw. 1) gerade (ungerade) Parität besitzt. Eine Folge davon ist, dass, für unpolarisierte Observablen,  $pp$   $S$ - und  $P$ -Wellen niemals interferieren. Da im hier vorgestellten Experiment die Polarisation der Protonen im Ausgangskanal nicht gemessen wird, sind Interferenzen von  $pp$   $S$ - und  $P$ -Wellen im Endzustand nicht möglich. Deshalb müssen wir  $pp$   $P$ -Wellen im Endzustand lediglich in Verbindung mit  $s$ -Wellen in den anderen beiden Subsystemen ( $\pi\pi$ - und  $\pi\pi$  relativ zu  $pp$ ) berücksichtigen.

Es gibt 4 mögliche Partialwellen mit einer  $NN$   $p$ -Welle im Endzustand: ( ${}^3P_j \rightarrow {}^3P_j s[s]$ , mit  $j = 0, 1, 2$  und  ${}^3F_2 \rightarrow {}^3P_2 s[s]$ ), wo wir die Schreibweise  ${}^{2S+1}L_j \rightarrow {}^{2S'+1}L'_j \bar{l}[l]$  mit  $S, L, j$  für Spin, Bahndrehimpuls und Gesamtdrehimpuls im Anfangszustand und  $S', L', j$  im Endzustand,

sowie  $l$  für den Drehimpuls des Pionenpaars und  $\bar{l}$  für den Drehimpuls des Pionenpaars relativ zum  $pp$  Paar.

Man kann unmittelbar sehen, dass nur 3 unabhängige Operatorstrukturen möglich sind und wir definieren

$$\mathcal{M}^P = d_1(\vec{S} \cdot \hat{p})(\vec{S}' \cdot \vec{p}') + d_2(\vec{S} \cdot \hat{p}')(\vec{S}' \cdot \vec{p}) + d_3(\vec{S} \cdot \vec{S}')(\hat{p} \cdot \vec{p}') .$$

Die Amplituden der Partialwellen sind Linearkombinationen der  $d_i$ . Es können Terme von höchstens quadratischer Abhängigkeit von den Endzustandsimpulsen in Verbindung mit den  $pp$   $S$ -Wellen im Endzustand aus mit sich selbst interferierenden  $S$ -Wellen,  $p$ -Wellen in den Subsystemen oder  $d$ -Wellen in den Subsystemen entstehen. Wir müssen deshalb insgesamt 6 Partialwellen für diesen Teil berücksichtigen, die wir als

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^S = a &+ b_1(\vec{S} \times \hat{p}) \cdot \vec{q}' + b_2 \left( (\vec{q}' \cdot \hat{p})^2 - \frac{1}{3} \vec{q}'^2 \right) + \\ &+ c_1(\vec{S} \times \hat{p}) \cdot \vec{k}' + c_2(\vec{q}' \cdot \vec{k}') + \\ &+ c_3 \left( (\hat{p} \cdot \vec{q}')(\hat{p} \cdot \vec{k}') - \frac{1}{3}(\vec{q}' \cdot \vec{k}') \right) , \end{aligned}$$

parametrisieren, wobei der  $a$ -Term der Partialwelle  ${}^1S_0 \rightarrow {}^1S_0s[s]$ , der  $b_1$ -Term  ${}^3P_1 \rightarrow {}^1S_0p[s]$ , der  $b_2$ -Term  ${}^1D_2 \rightarrow {}^1S_0d[s]$ , der  $c_1$ -Term  ${}^3P_1 \rightarrow {}^1S_0s[p]$ , der  $c_2$ -Term  ${}^1S_0 \rightarrow {}^1S_0p[p]$  und der  $c_3$ -Term  ${}^1D_2 \rightarrow {}^1S_0p[p]$  entspricht.

Das vollständige Matricelement ist gegeben durch

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}^S + \mathcal{M}^P .$$

Unter Verwendung der Formeln in [Han04], Kapitel 4.3, können unmittelbar sowohl differentielle Wirkungsquerschnitte als auch Analysierstärken aus o.a. Ausdrücken berechnet werden.

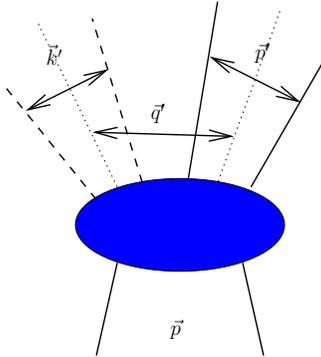


Abbildung A.1: Definition des Koordinatensystems. Gestrichelte Linien bezeichnen Pionen, durchgezogene Linien bezeichnen Protonen.

Wir erhalten (unter Vernachlässigung der Ausdrücke von höherer als quadratischer Ordnung in Endzustandsimpulsen)

$$\begin{aligned}
 4\sigma_0 &= |a|^2 + |b_1|^2 q'^2 \sin(\theta_{q'})^2 + |c_1|^2 k'^2 \sin(\theta_{k'})^2 + \\
 &+ 2\text{Re}\{a^* b_2 q'^2 \left( \cos(\theta_{q'})^2 - \frac{1}{3} \right) + \\
 &+ \frac{2}{3} a^* c_3 q' k' \cos(\theta_{q'}) \cos(\theta_{k'}) + \\
 &+ \left( a^* c_2 - \frac{1}{3} a^* c_3 + b_1^* c_1 \right) k' q' \\
 &\quad \sin(\theta_{k'}) \sin(\theta_{q'}) \cos(\phi_{q'} - \phi_{k'})\} \\
 &+ p'^2 (|d_1|^2 + |d_2|^2) + \\
 &+ p'^2 \cos(\theta_{p'})^2 (3|d_3|^2 + 2\text{Re}\{d_1^* d_2 + d_1^* d_3 + d_2^* d_3\}) \\
 4\sigma_0 A_y &= - \text{Im} \{ (d_1^* d_2 + d_1^* d_3 - d_2^* d_3) p'^2 \sin(2\theta_{p'}) \cos(\phi_{p'}) \\
 &\quad + 2b_1^* a q' \sin(\theta_{q'}) \cos(\phi_{q'}) + 2c_1^* a k' \sin(\theta_{k'}) \cos(\phi_{k'}) \} .
 \end{aligned}$$

Es sei angemerkt, dass, infolge der Tatsache, dass zwei Amplituden mit einem Spinsingulett im Eingangskanal in den Analysierstärken nicht interferieren können, der Ausdruck für die Polarisationsobservablen eine viel einfachere Struktur hat.

Die hier verwendete Nomenklatur steht mit der in Kap. 6.2.3 verwendeten in folgender Beziehung:

$$\theta_{q'} = \theta_{\pi\pi}^{cm}; \theta_{p'} = \theta_{pp}^{cm}; \theta_{k'} = \theta_{\pi\pi}^{\pi\pi}$$

Aus der Tatsache, dass die anderen Winkelgrößen mit diesen drei Winkelgrößen verknüpft sind, ergeben sich die Gleichungen (6.2) und (6.3).

# Anhang B

## Weitere Histogramme

In diesem Anhang werden nicht effizienz- und akzeptanzkorrigierte Rohdaten verschiedener Observablen sowie die zur Korrektur genutzten Simulationen gezeigt. Sofern nicht im Einzelfall in der Bildunterschrift oder im Text erwähnt sind jeweils zwei Histogramme der gleichen Observable nebeneinander gezeigt, wobei links die in dieser Arbeit nochmals untersuchten Meßdaten aus [Kre03], rechts die Daten der Messung bei  $T_p = 793$  MeV dargestellt sind.

### B.1 Unkorrigierte Histogramme

#### B.1.1 Invariante Massen

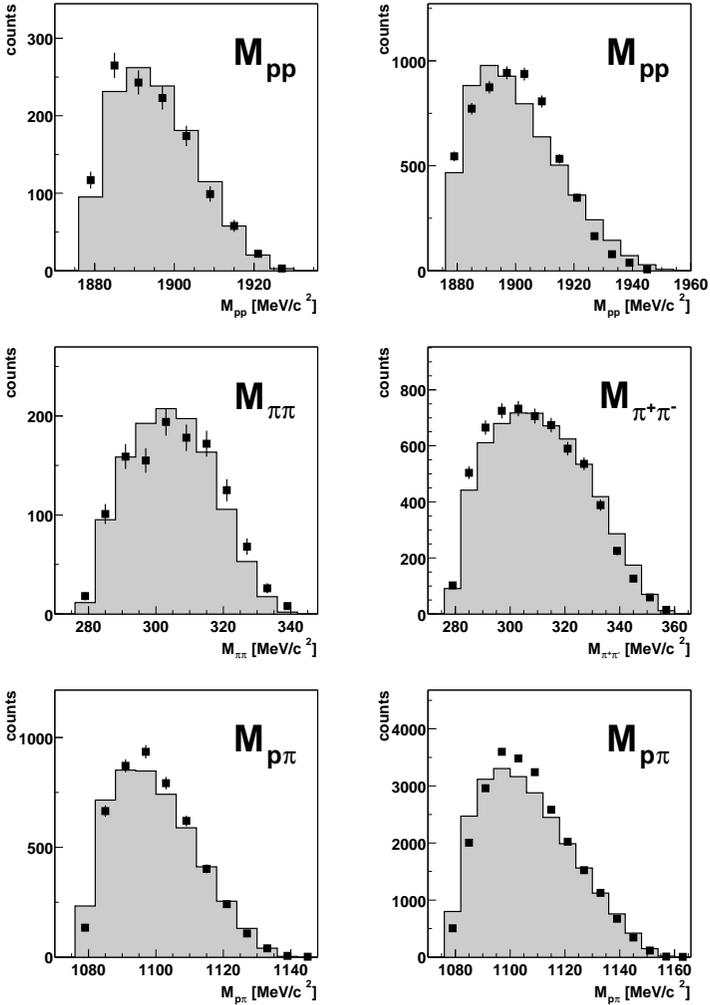


Abbildung B.1: Invariante Massenverteilungen für Zweiteilchensysteme. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

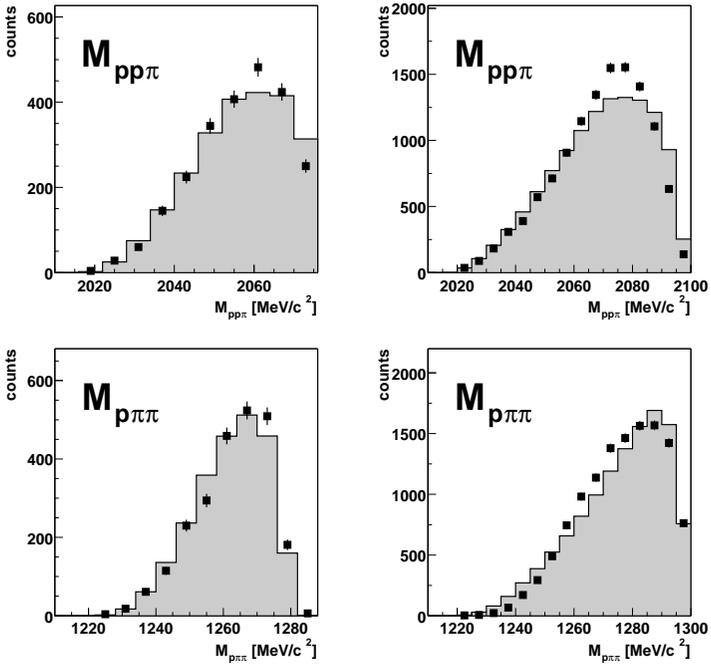


Abbildung B.2: Invariante Massenverteilungen für Dreiteilchensysteme. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

## B.1.2 Winkelverteilungen

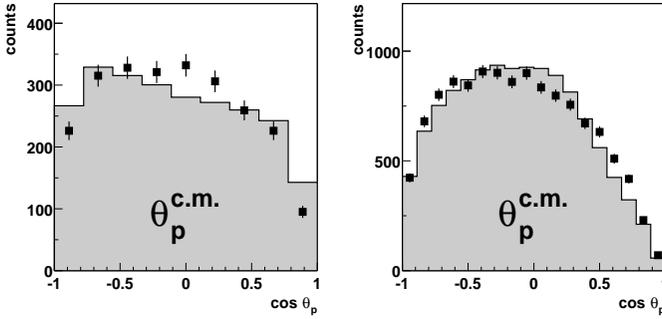


Abbildung B.3: Winkelverteilung der Protonen im Schwerpunktsystem. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

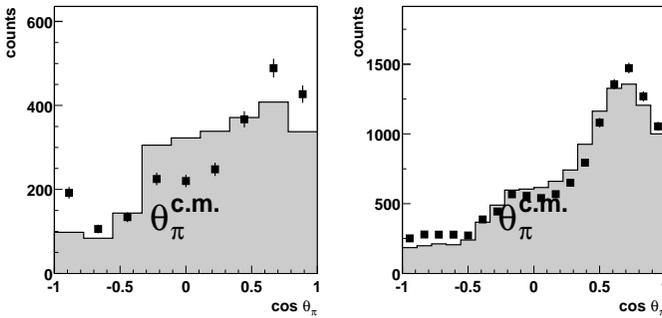


Abbildung B.4: Winkelverteilung der Pionen im Schwerpunktsystem. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

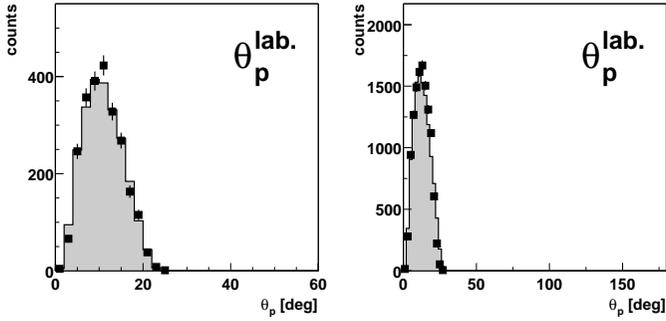


Abbildung B.5: Winkelverteilung der Protonen im Laborsystem. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

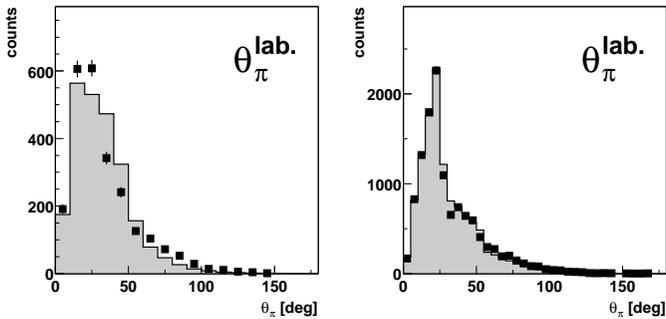


Abbildung B.6: Winkelverteilung der Pionen im Schwerpunktsystem. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

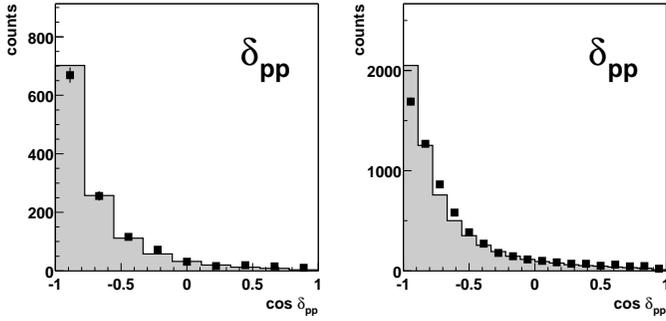


Abbildung B.7: Öffnungswinkel der Protonen. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell.

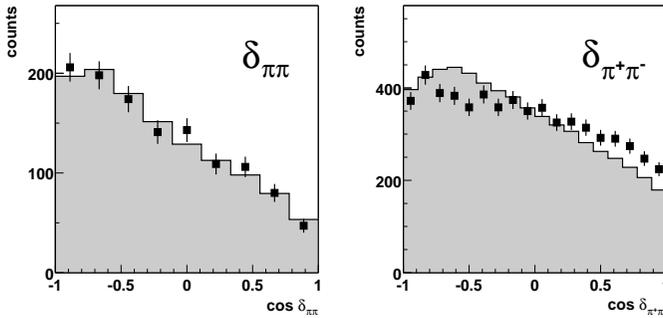


Abbildung B.8: Öffnungswinkel der Pionen. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

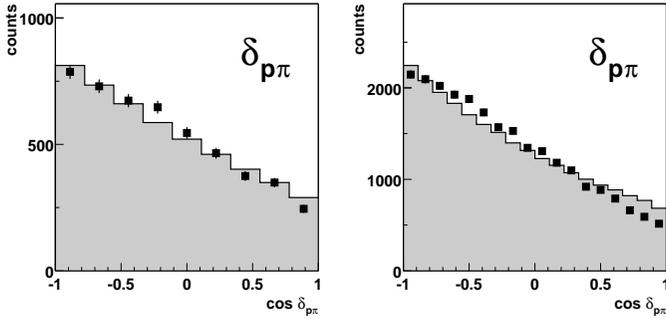


Abbildung B.9: Öffnungswinkel zwischen Protonen und Pionen (wegen Ununterscheidbarkeit alle Kombinationen). Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

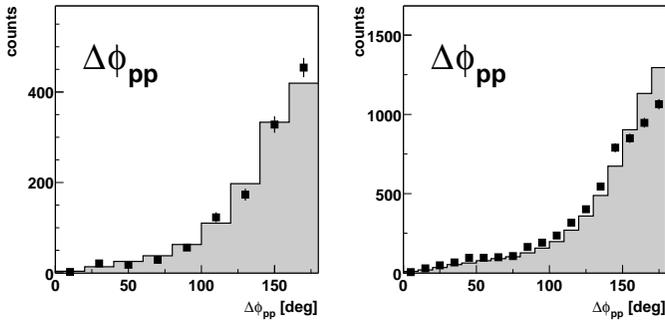


Abbildung B.10:  $\phi$ -Winkeldifferenz der Protonen. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

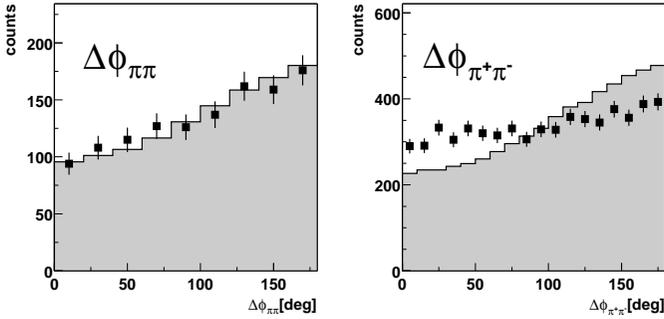


Abbildung B.11:  $\phi$ -Winkeldifferenz der Pionen. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

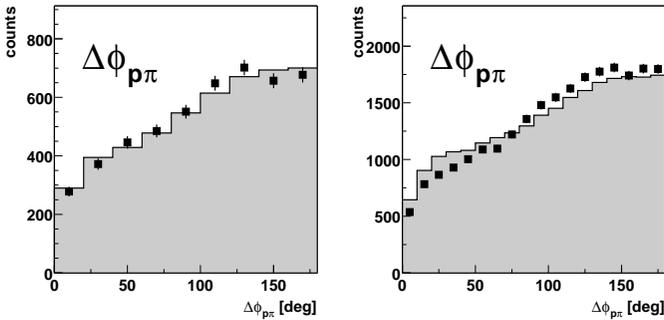


Abbildung B.12:  $\phi$ -Winkeldifferenz zwischen Protonen und Pionen. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

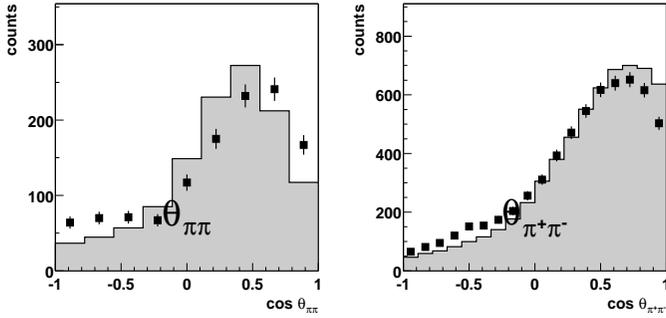


Abbildung B.13:  $\theta$ -Verteilung der Summenimpulse der Pionen. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

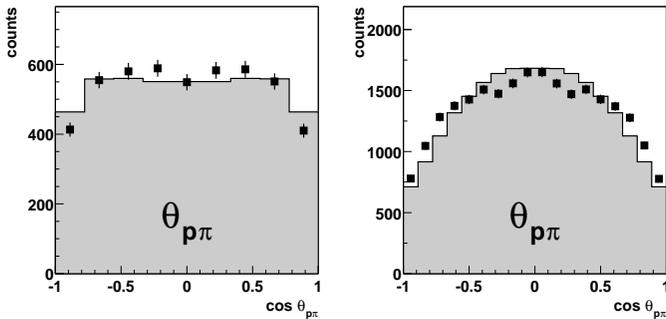


Abbildung B.14:  $\theta$ -Verteilung der Summenimpulse von Protonen und Pionen. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

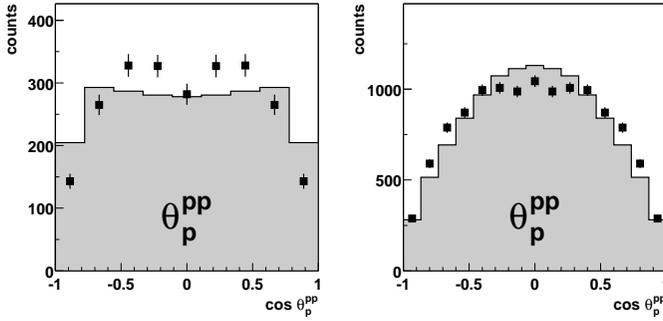


Abbildung B.15: Winkelverteilung der Protonen im  $pp$ -Subsystem. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

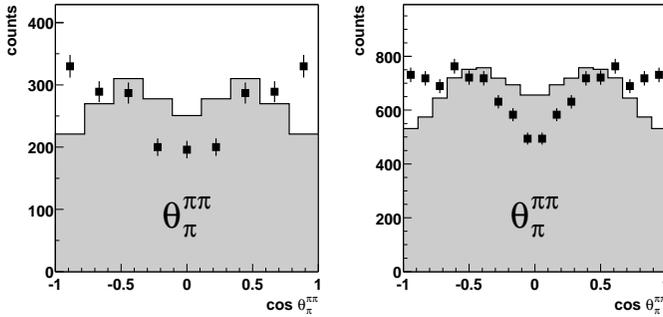


Abbildung B.16: Winkelverteilung der Pionen im  $\pi\pi$ -Subsystem. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

### B.1.3 Kinetische Energien

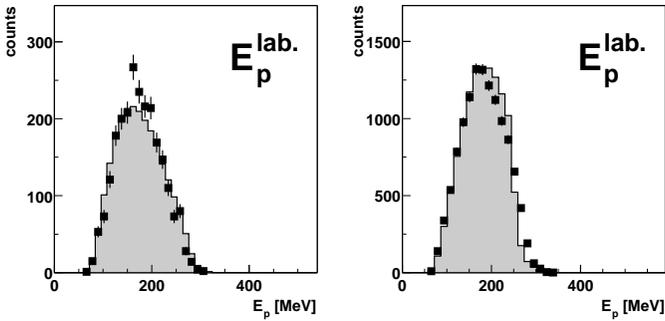


Abbildung B.17: Kinetische Energie der Protonen im Laborsystem. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

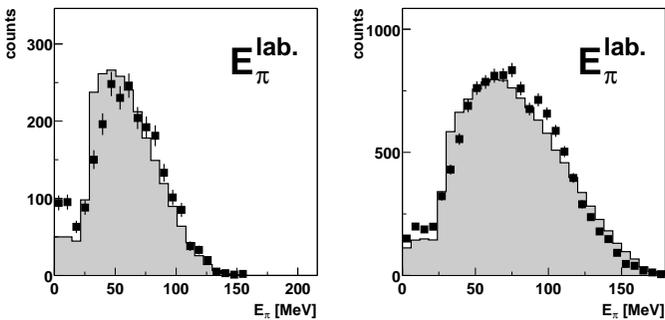


Abbildung B.18: Kinetische Energie der Pionen im Laborsystem. Dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Quadrate) sowie simulierte Daten nach dem in [Alv98] beschriebenen Modell (schattierte Histogramme).

# Anhang C

## Details zur Datenerfassung und Analyse

Dieses Kapitel soll als eine Art Hilfsmittel für die Handhabung der Datenerfassung EMS an TOF dienen.

### C.1 Überblick

Das derzeitige Herzstück ist der Rechner

`ikptof07.ikp.kfa-juelich.de`, Aliasname `ikp503`. Dabei handelt es sich um ein Zweiprozessor AMD Opteron 246 x86\_64 System mit 4 GByte Hauptspeicher, zwei Netzwerkan schlüssen und einem für aktuelle Verhältnisse kleinen lokalen RAID5-Festplattenverbund für die lokale Pufferung der Meßdaten. Betrieben wird der Rechner mit Ubuntu Linux 8.04.1 in der Binärversion für die x86\_64 Prozessorarchitektur. Die Netzwerkschnittstelle `eth1` stellt die Verbindung zum FZ Jülich und damit zum globalen Internet (IP 134.94.181.16), während `eth2` die Schnittstelle zum Experimentnetz<sup>1</sup> ist. `ikptof07` dient damit neben allen anderen Aufgaben auch als Paketfilter zwischen Experiment und

---

<sup>1</sup>TOF Experimentnetz: 134.94.198.0/24

Internet, d.h. wechselnde Betriebsbedingungen des FZJ-Netzes haben keine Auswirkungen ins Experiment. Die einzige Einschränkung ist die Notwendigkeit, spätestens bei vollem lokalen Datenspeicher Meßergebnisse ins vom ZAM<sup>2</sup> zur Verfügung gestellte Archivierungssystem<sup>3</sup> übertragen zu können.

Der für die Handhabung der Datenerfassung wesentliche Benutzerzugang ist `beam`<sup>4</sup>. Die meisten Änderungen können hier durchgeführt werden, auch sind die Konfigurationsdateien im Benutzerverzeichnis dieses Kontos untergebracht. Für einige Tätigkeiten sind administrative Berechtigungen auf `ikptof07` erforderlich.

## C.2 Benutzerkonto beam

### C.2.1 Wichtige Verzeichnisse

Wesentliche Verzeichnisse innerhalb des `beam` Benutzerkontos sind

- `ems_setup`: Konfigurationsverzeichnis. Es enthält Listen zu Detektordefinition, Crate-Konfiguration, `tcl`- bzw. `emssh`-Skripte zur Initialisierung, Triggerkonfigurationsdateien, sowie meist auch einige versehentlich dort abgelegte Zwischenergebnisse von Strahlzeiten. Wichtige Unterverzeichnisse davon sind
  - `daq`: Konfigurations- und Initialisierungsskripte der eigentlichen DAQ.
  - `lis`: Detektor- und Moduldefinitionslisten
  - `procedures`: Prozeduren für verschiedene Teilschritte, etwa das Lesen der Detektor- und Moduldefinitionslisten mittels EMS.
  - `scaler` Scalerkonfiguration und Skript `start_scaler`, um die Datenerfassung bei Wartungsarbeiten ohne Messung zur Darstellung des Strahlprofils verwenden zu können wie in Abb. 3.7 gezeigt.

---

<sup>2</sup>Zentralinstitut für angewandte Mathematik. Inzwischen umbenannt in Jülich Supercomputer Centre (JSC). Die zentrale IT-Dienstleistungseinrichtung des Forschungszentrums Jülich.

<sup>3</sup>Es wird der IBM Tivoli Storage Manager (TSM) eingesetzt.

<sup>4</sup>engl. Strahl. Das zum Benutzerkonto zugehörige Passwort kann bei einem der dienstälteren Kollaborationsmitglieder erfragt werden.

- `trigger`: Konfiguration der programmierbaren Triggerkomponenten, insbesondere Listen für die verwendeten Lecroy 2373 MLUs<sup>5</sup>
- `logfiles`: Logs von `ems_control` und der davon aufgerufenen Hilfsprogramme, um Fehler auch später untersuchen zu können.

## C.2.2 Wichtige Benutzerprogramme

- `ems_control`: In `emswish`, der um EMS Funktionen erweiterten `em Windowing Shell wish` des Tk Toolkits<sup>6</sup>.
- `beam2xh`, `eventrate`, `xh`: Die beiden erstgenannten liefern mit o.a. Parametern den Strahlstrom im Ring, gemessen von `ikpwt03` bzw. der daran hängenden Meßtechnik, sowie die Ereignisrate direkt von `ikptof07`, d.h. von VED em. `xh` ist ein X11 Programm zur Darstellung mehrerer solcher Histogramme über der Zeit. Dies ermöglicht die bequeme Überwachung von korreliertem Strahlstrom und Ereignisrate, ggf. auch anderen periodisch als Zahl darstellbaren Meßgrößen.
- `root`-basierte online-Histogrammierung aller Detektorkanäle, um während der Messung Probleme oder Defekte möglichst früh finden und beheben zu können.
- Übliche Unix Hilfsmittel, die zu zahlreich sind als dass man sie hier alle auflisten könnte.



Abbildung C.1: Hauptfenster von `ems_control`. Dies ist absichtlich einfach gehalten, es stellt (fast) nur Bedienelemente für die offensichtlichen Funktionen "Initialisieren", "Start" und "Stopp" zur Verfügung.

```

USER      PID  COMMAND
ntp       4816 /usr/sbin/ntpd -p /var/run/ntpd.pid -u 110:120 -g
syslog   9860 /sbin/syslogd -u syslog

daemon   9502 /sbin/portmap
statd    9521 /sbin/rpc.statd
root     9548 /usr/sbin/rpc.idmapd
root     10248 /usr/sbin/rpc.mountd

root     10273 /usr/sbin/inetd

dhcpcd   10617 /usr/sbin/dhcpcd3 -q
        -pf /var/run/dhcp3-server/dhcpcd.pid -cf /etc/dhcp3/dhcpcd.conf eth2

root     10704 /usr/sbin/apache2 -k start

root     10670 /usr/sbin/cron

root     25647 /opt/tivoli/tsm/client/ba/bin/dsmc sched

beam     26175 /usr/local/bin/server.em_cluster
        -o:clnum#100:clsiz#262144:evsiz#131072 -w/var/log/ems/em.log
beam     26187 /usr/local/bin/commu -nb

beam     26181 /usr/local/bin/event_distributor -c -o 5001 10000
beam     26191 /usr/local/bin/event_deflector
        -iport 11110 -oport 4021 -isid 0 -empty f

beam     17975 beam2xh -h ikpwt03 -p 22222 -x localhost -y 1235
beam     17976 eventrate -h ikptof07 -i 1
        -xhost ikptof07 -xport 1235 t01

```

Tabelle C.1: Auszug aus der Prozesstabelle der laufenden ikptof07. Aufgelistet sind neben den unbedingt für die unmittelbare Funktion der Datenerfassung auch einige Dienste, die spätestens beim Neustart einzelner Rechner an den Crates erforderlich werden.

## C.2.3 Wichtige Dienste und Systemprogramme

- `ntpd`: Network Time Protocol Daemon. Dieser Dienst ist nicht zwingend für den Betrieb von EMS notwendig, allerdings liefert

---

<sup>5</sup>Memory Lookup Unit. CAMAC Modul, das auf ein an seine Eingänge angelegtes logisches Signalmuster in sehr kurzer Zeit mit einem Muster an den Ausgängen reagieren kann. Die Ein-/Ausgangs-Zuordnungen müssen zuvor erdacht und geladen werden, letzteres geschieht während der Initialisierung. Während der Messung entscheiden dann solche Module darüber, ob die anliegenden Signale einem bekannten Muster entsprechen und das aktuelle Ereignis abgespeichert oder verworfen werden soll. Das Bitmuster des Ausgangs wird, sofern das Ereignis nicht verworfen wird, ebenfalls ab-

das NTP eine einfache und bequeme Möglichkeit, die Uhren aller beteiligten Rechner mit dem amtlichen DCF77 Signal zu synchronisieren. Eine Synchronisation der Rechneruhren untereinander (aber zu einem beliebigen Standard) ist notwendig, sobald die Datenerfassung aus mehr als einem Rechner besteht, da unterschiedlich gehende Uhren zu subtilen und manchmal schwer nachvollziehbaren Fehlern führen.

- `syslogd`: Unix Systemlogger Dienst. Da ein Großteil der beteiligten Programme nur über (Unix internes oder tatsächliches) Netzwerk kommuniziert, ist syslog der einzige Weg dieser Programme, Probleme mitzuteilen. Ist dies nicht möglich, wird die Ursachenforschung im Fehlerfall schwierig. Die Ausgabe so notierter Fehlermeldungen landet im logging-Verzeichnis des Betriebssystems, meist in `/var/log`, Unterstrukturen des Verzeichnisses werden von der Konfiguration des Syslog-Dienstes vorgegeben.
- `portmap`, `rpc.statd`, `rpc.mountd`, `nfsd`<sup>7</sup>: Teile des NFS<sup>8</sup>-Dienstes. `ikptof07` exportiert verschiedene Verzeichnisse an andere Rechner des Experiments, so dass dort die betreffende Verzeichnisstruktur zur Verfügung steht. Unter anderem wird der Dateibaum eines jeden Crate Controllers auf diese Weise verfügbar gemacht, da diese über keine eigenen Speichermedien verfügen. Dies erhöht die Zuverlässigkeit und verringert den Wartungsaufwand.
- `inetd`: Internet "Super-Server"; dient dazu, selten genutzte Netzwerkdienste bei Bedarf für die jeweils aktuelle Anwendung zu starten. Hier wird davon der `tftp`<sup>9</sup> Dienst gestartet, der startenden Experimentrechnern ohne lokales Betriebssystem den passenden Systemkern übermittelt.

---

gespeichert und ermöglicht bei der Analyse die Ermittlung der Art des Ereignisses, d.h. welche vorab erdachte Triggerbedingung wurde erfüllt um das Ereignis als wertvoll zu klassifizieren.

<sup>6</sup><http://tcl.activestate.com/>

<sup>7</sup>`nfsd` ist in allen modernen Systemen aus Geschwindigkeitsgründen durch mehrere Kernelthreads implementiert und hier nicht aufgelistet. Sobald das System als NFS Server fungiert existieren diese aufgrund eines Systemtreibers, ohne explizit gestartet worden zu sein.

<sup>8</sup>Sun Microsystems Networking File System. RFC1813, RFC3530

<sup>9</sup>Trivial File Transfer Protocol (RFC 1350).

- `dhcpcd3`<sup>10</sup>: Dienstprogramm das Internetadressen und weiterführende Netzwerkeinstellungen an die Rechner im Experimentnetz verteilt.
- `apache2`: Webserver, der die Strahlprofilanzeige zur Verfügung stellt. Das geladene Applet verbindet sich dann mit dem `event_deflector`, Port 4021 TCP und bezieht dort periodisch die zu visualisierenden Daten (Registerinhalte von Scaltern, d.h. Treffer / Zeitintervall für alle dargestellten Detektorelemente)
- `cron`: Systemdienst, um periodisch wiederkehrende Aufgaben bequem zu erledigen. Er kann zur unpassenden Zeit aktiv werden und dadurch die Leistung der Datenerfassung senken.
- `dsmc`: Clientkomponente des Tivoli Backupsystems. Die (In)aktivität dieses Dienstes ist u.U. wesentlich für die Leistung der Datenerfassung.
- `server.em_cluster`: Dienstprogramm, das die von den Cratecontrollern gelieferten Datencluster, d.h. Ansammlungen an Subevents zusammenführt. Er stellt das VED *em* zur Verfügung, mit dem mit EMS Kommandos kommuniziert werden kann. Es stellt außerdem auf TCP Port 5001 eine singuläre Datenquelle für ankommende Ereignisse dar, d.h. daraus kann genau ein anderer Prozess lesen.
- `commu`: Kommunikationsprozess, über den die Kommunikation zwischen allen EMS Komponenten synchronisiert wird.
- `event_distributor`: Liest Ereignisse vom `server.em_cluster` und stellt diese als Nebenläufiger Dienst zur Verfügung, der von beliebig vielen anderen Prozessen genutzt werden kann.
- `event_deflector`: Liest die Scalerdaten von TCP Port 11110 (wo sie gemäß Konfiguration, von `ikpt05` angeliefert, vom `server.em_cluster` zur Verfügung gestellt werden) und stellt sie auf Port 4021 beliebig vielen Anwendungsprozessen zur Verfügung. Port 4021 wurde gewählt, weil von außen kommende Verbindungen dahin (derzeit) nicht von der FZJ Netzwerkadministration unterbunden werden, somit ist eine Kontrolle des Strahlprofils auch von außerhalb des FZJ möglich.

---

<sup>10</sup>Dynamic Host Configuration Protocol (RFC 2131)

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts . . . . .	9
1.2	Reaktionsmechanismen für Zwei-Pion-Produktion . . . . .	10
2.1	COSY Grundriss . . . . .	14
3.1	TOF Zeichnung . . . . .	16
3.2	Skizze des TOF Targetsystems . . . . .	18
3.3	Erlanger Startdetektor und Faserhodoskop . . . . .	18
3.4	Quirl und Ring . . . . .	20
3.5	Kalorimeter in Draufsicht . . . . .	22
3.6	TOF DAQ: Schematischer Aufbau . . . . .	24
3.7	Strahlprofilanzeige . . . . .	29
4.1	$P(t)$ bei DPT . . . . .	37
5.1	Beispiel für Ereignisdarstellung mit tof++ . . . . .	43
5.2	gin format Beispielergebnisse . . . . .	44
5.3	Flussdiagramm für Analyse und Simulation . . . . .	47
5.4	MH TDC Histogramm Quirl L Kanal 21 . . . . .	49
5.5	$\Delta E$ -E Spektren . . . . .	51
5.6	Missing Mass Spektren zur Reaktionsidentifikation . . . . .	52
5.7	$\chi^2$ für kfit verschiedener Ereignisklassen . . . . .	54
5.8	Myonenlebensdauer aus $\pi^+$ -Zerfall . . . . .	55
5.9	Zählratenasymmetrie $\epsilon(\theta_{\text{Lab}}, \phi)$ . . . . .	57
5.10	Polarisation über Strahlzeit . . . . .	58
5.11	Analysierstärke von elastischer $pp$ -Streuung . . . . .	59
5.12	“Anti-Analysierstärken” von $pp$ elastisch und $\pi$ . . . . .	60
5.13	Analysierstärke der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ . . . . .	60

6.1	Wirkungsquerschnitt $\sigma(\theta_{ppe.l.}^{cm})$ . . . . .	62
6.2	alte und neue Differentielle Wirkungsquerschnitte . . . . .	65
6.3	Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts . . . . .	66
6.4	Invariante Massen $M_{\pi\pi}, M_{p\pi}, M_{pp}, M_{p\pi\pi}$ . . . . .	67
6.5	Winkelverteilungen $\delta_{\pi\pi}, \theta_p^{cm}, \theta_\pi^{cm}, \theta_{\pi\pi}$ . . . . .	68
6.6	Differentielle Wirkungsquerschnitte von $M_{\pi\pi}$ und $\delta_{\pi\pi}$ (793 MeV) . . . . .	70
6.7	Analysierstärken $\theta_p^{cm}, \theta_\pi^{cm}, \theta_{\pi\pi}$ und $\theta_{p\pi}$ bei 750 MeV . . . . .	71
6.8	Analysierstärken $\theta_p^{cm}, \theta_\pi^{cm}, \theta_{\pi\pi}$ und $\theta_{p\pi}$ bei 793 MeV . . . . .	72
6.9	Analysierstärken delayed pulse technique . . . . .	73
6.10	Analysierstärken Subsysteme . . . . .	75
A.1	Definition des Koordinatensystems . . . . .	81
B.1	Zweiteilchenmassen, unkorrigiert . . . . .	84
B.2	Dreiteilchenmassen, unkorrigiert . . . . .	85
B.3	$\theta_p^{cm}$ -Verteilung . . . . .	86
B.4	$\theta_\pi^{cm}$ -Verteilung . . . . .	86
B.5	$\theta_p^{lab}$ . . . . .	87
B.6	$\theta_\pi^{lab}$ . . . . .	87
B.7	$\delta_{pp}$ . . . . .	88
B.8	$\delta_{\pi\pi}$ . . . . .	88
B.9	$\delta_{p\pi}$ . . . . .	89
B.10	$\Delta\phi_{pp}$ . . . . .	89
B.11	$\Delta\phi_{\pi\pi}$ . . . . .	90
B.12	$\Delta\phi_{p\pi}$ . . . . .	90
B.13	$\theta_{\pi\pi}$ . . . . .	91
B.14	$\theta_{p\pi}$ . . . . .	91
B.15	$\theta_p^{pp}$ . . . . .	92
B.16	$\theta_\pi^{p\pi}$ . . . . .	92
B.17	$T_p^{lab}$ . . . . .	93
B.18	$T_\pi^{lab}$ . . . . .	93
C.1	EMS Control Main Window . . . . .	97

# Tabellenverzeichnis

1.1	Reaktionskanäle der Ein-Pion-Produktion . . . . .	7
1.2	Subsysteme für Zwei-Pion-Produktion . . . . .	8
4.2	DPT Effizienz für verschiedene Ereignisklassen . . . . .	35
5.1	Unsicherheiten der Meßgrößen beim kinematischen Fit .	53
6.1	Totale Wirkungsquerschnitte für $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ . . . . .	63
6.2	Fitparameter für Analysierstärkenfits . . . . .	74
6.3	Fitfunktionen ( $\cos \theta$ ) . . . . .	74
C.1	Auszug aus der ikptof07-Prozesstabelle . . . . .	98

# Literaturverzeichnis

- [Aba60] A. Abashian et al., Phys. Rev. Lett. 5 (1960), 258
- [Aba61] A. Abashian et al., Phys. Rev. Lett. 7 (1961), 35
- [Abl06] M. Ablikim et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 062001 (2006)
- [Alt00] M. Altmeier et al., *Excitation Functions of the Analyzing Power in pp Scattering from 0.45 to 2.5 GeV*, Phys. Rev. Lett. 85 (2000), 1819
- [Alv98] L. Alvarez-Ruso, E. Oset, E. Hernández, *Theoretical study of the  $NN \rightarrow NN\pi\pi$  reaction*, Nucl. Phys. A 633 (1998), 519
- [Alv99] L. Alvarez-Ruso, *The role of the Roper resonance in  $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$* , Phys. Lett. B 452 (1999), 207
- [Arn06] R. A. Arndt et al., Phys. Rev. **C74**, 045205 (2006)
- [Arn07] R. A. Arndt et al., Phys. Rev. **C76**, 025209 (2007); C. H. Oh et al., Phys. Rev. **C56**, 635 (1997), SAID data base see also <http://said.phys.vt.edu>
- [Bar01] S. Barsov et al., *ANKE, a New Facility for Medium Energy Hadron Physics at COSY-Jülich*, Nucl. Instr. and Meth. A 462/3 (2001), 364
- [Bar71] H. H. Barshall and W. Haeberli, Proc. Int. Conf. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, University of Wisconsin Press, Madison 1971
- [Bel99] F. Bellemann et al., *Pion pion p-wave dominance in the reaction  $pd \rightarrow {}^3He\pi^+\pi^-$  near threshold*, Phys. Rev. C 60 (1999), 061002

- [Bet99] M. Betigeri et al., *The Germanium Wall of the GEM Detector system*, Nucl. Instr. and Meth. A 421 (1999), 447
- [Bev92] P. R. Bevington, D. K. Robinson, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, 2nd edition, McGraw-Hill (1992)
- [Bil92] R. Bilger et al., Z. Phys. A 343 (1992), 491
- [Bil98a] R. Bilger et al., *Strangeness production in the reaction  $pp \rightarrow K^+ \Lambda p$  in the threshold region*, Physics Letters B 420 (1998), 217
- [Bil98b] R. Bilger et al., *Proton proton bremsstrahlung at 797 MeV/c*, Physics Letters B 429 (1998), 195
- [Bir51] J. B. Birks, Proc. Phys. Soc. A 64 (1951), 874
- [Böh98] A. Böhm, *Untersuchung der Reaktion  $pp \rightarrow pn\pi^+$ : Aufbau des Neutronendetektors COSYNUS und erste Ergebnisse*, Dissertation, TU Dresden (1998)
- [Böh00] A. Böhm et al., *The COSY-TOF barrel detector*, Nucl. Instr. and Meth. A 443 (2000), 238
- [Bra94] S. Brand, P. Ringe, M. Steinke, *Die Bochumer TDAS-Version für COSY-TOF*, COSY-TOF-Note Nr. 5, Universität Bochum (1994)
- [Bro96] W. Brodowski et al., *A Signal of a Narrow  $\pi NN$ -Resonance in  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$* , Z. Phys. A 355 (1996), 5
- [Bro01] W. Brodowski, *Measurement of Two Pion Production in Proton Proton Collision at 750 MeV*, Dissertation, Universität Tübingen (2001)
- [Bro02] W. Brodowski et al., *Exclusive Measurements of the  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  Reaction Near Threshold*, Phys. Rev. Lett. 88 (2002), 192301
- [Bru69] D. C. Brunt et al., *Inelastic Reactions in Proton-Deuteron Scattering at 1.825 and 2.11 GeV/c*, Phys. Rev. 187 (1969), 1856
- [Cal96] H. Calen et al., Nucl. Inst. Meth. **A379**, 57 (1996)

- [CER96] CERN Computing and Networks Division, *CERN Program Library Short Writeups*, CERN Program Library Office, CERN-CH Division, CH-1211 Geneva 23, Switzerland, (1996)
- [Cle06] H. Clement et al., *Evidence for a 'Narrow' Roper Resonance - the Breathing Mode of the Nucleon*, arXiv:nucl-ex/0612015
- [Coc72] D. R. F. Cochran et al., *Production of Charged Pions by 730-MeV Protons from Hydrogen and Selected Nuclei*, Phys. Rev. D 6 (1972), 3085
- [CLH92] CLHEP - A Class Library for High Energy Physics, <http://proj-clhep.web.cern.ch/proj-clhep>
- [Cve81] F. H. Cverna et al., *Single and double pion production from 800 MeV proton-proton collisions*, Phys. Rev. C 23 (1981), 1698
- [Dah94] M. Dahmen et. al., *A three layer circular scintillator hodoscope*, Nucl. Instr. and Meth. A 348 (1994), 97
- [Dah95] M. Dahmen, *Das Flugzeitspektrometer an COSY: Ein Detektor zur exklusiven Messung von Mehrteilchenreaktionen*, Dissertation, Universität Bonn (1995)
- [Dak83] L. G. Dakhno et al., Sov. J. Nucl. Phys. 37 (1983), 540
- [Die00] M. Dietrich, *Aufbau eines Lichtpulsersystems für das Zentralcalorimeter an COSY-TOF im Forschungszentrum Jülich*, Zulassungsarbeit, Universität Tübingen (2000)
- [Dro96] M. Drochner, *Aufbau eines flexiblen Datenaufnahmesystems für das GEM-Experiment am Jülicher Beschleuniger COSY und Messungen der Reaktion  $pp \rightarrow d\pi^+$  nahe der Produktionsschwelle*, Dissertation, TU Dresden (1996)
- [EPJ06] S. Abd El-Samad et. al., *Single-pion production in pp collisions at 0.95 GeV/c (I)*, Eur. Phys. J. A 30, (2006), 443
- [Erh99] A. Erhardt, *Tests von Szintillatormodulen und Monte Carlo Simulationen für ein Zentralkalorimeter am Flugzeitspektrometer COSY-TOF*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (1999)
- [Erh08] S. Abd El-Bary et. al., *Two-pion production in proton-proton collisions with polarized a beam*, Eur. Phys. J. A 37, (2008), 267

- [Ehr09] K. Ehrhardt, *Measurement of the reaction  $pp \rightarrow pK^+\Lambda$  and analysis with the new typeCase analysis program*, Dissertation (in Vorbereitung), Universität Tübingen (2009)
- [Eri88] T. E. O. Ericson and W. Weise, "Pions and Nuclei", *Clarendon Press, Oxford (1988)*
- [Eve00] P. D. Eversheim et al., *The polarized ion source of COSY*, COSY News No. 8 (2000), 1
- [FiK90] H. Fischer, H. Kaul, *Mathematik für Physiker 1*, Teubner-Verlag (1990)
- [GEA95] CERN Computing and Networks Division, *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, (1995)
- [GEA4] GEANT4 - *GEANT4 - a toolkit for the simulation of passage of particles through matter* - <http://www.geant4.org>
- [Gey98] R. Geyer, private Mitteilung (1998)
- [Han04] C. Hanhart, Phys. Rep. **397**, 155 (2004)
- [Han98] C. Hanhart, J. Haidenbauer, O. Krehl and J. Speth, Phys Lett **B444** (1998) 25.
- [Har68] H. L. Harney, Phys. Lett. **28B**, 249 (1968)
- [Has99] A. Hassan et al., *A multifunctional cryo-target for the external COSY experiments*, Nucl. Instr. and Meth. **A425** (1999), 403
- [Hau05] K. Haug, *Analyse der elastischen  $pp$ -Streuung und der Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow d\pi^+$  an COSY-TOF bei 793 MeV*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (2005)
- [HBO95] CERN Computing and Networks Division, *HBOOK - Statistical Analysis and Histogramming, Reference Manual*, CERN Program Library Long Writeups Y250
- [Her93] P. Hermanowski, *Laserkalibrierungssystem für das Flugzeit-spektrometer*, Diplomarbeit, Universität Bochum (1993)

- [Her97] P. Hermann, *Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $pp \rightarrow pp\gamma$  mit dem COSY-TOF-Spektrometer*, Dissertation, Universität Bochum (1997)
- [Hes00] D. Hesselbarth, *Experimentelle Untersuchungen zur Hyperon-Produktion im Proton-Proton-Stoß*, Dissertation, Universität Bonn (2000)
- [Hes01] D. Hesselbarth, *A Hands-On Manual for the COSY-TOF analysis package tof++*, COSY-TOF Jülich Internal Note (2000)  
<http://www.fz-juelich.de/ikp/COSY-TOF/manuals/manualtofxx.pdf>
- [HIG94] CERN Computing and Networks Division, *HIGZ - High Level Interface to Graphics and Zebra (User's Guide), HPLLOT (User's Guide)*, CERN Program Library Long Writeups Q120 and Y251 (1994)
- [Jae94] V. Jaeckle et al., *A liquid hydrogen/deuterium target with very thin windows*, Nucl. Instr. and Meth. A 348 (1994), 15
- [JES] Homepage JESSICA-Kollaboration,  
<http://www.fz-juelich.de/ess/INT/JESSICA/JESSICA.html>
- [Joh00] J. Johanson, *Two-Pion Production in Proton-Proton Collisions Near Threshold*, Doktorarbeit, Universität Uppsala, 2000
- [Joh02] J. Johanson et al., *Two-Pion Production in Proton-Proton Collisions Near Threshold*, Nucl. Phys. A 712 (2002), 75
- [Käm99] H. Kämmerling, *TOF-Szintillator-Ringdetektor*, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-3629 (1999)
- [Kir94] M. Kirsch, *Entwicklung und Aufbau eines Detektorsystems zur Messung der assoziierten Strangeness Produktion im Proton-Proton-Stoß*, Dissertation, Universität Erlangen (1994)
- [Kre97] J. Kreß, *Aufbau und Tests von Szintillatormodulen für ein Zentralkalorimeter am Flugzeitspektrometer COSY-TOF*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (1997)
- [Kre03] J. Kreß, *Entwicklung und Installation eines Zentralkalorimeters und Messungen der Reaktion  $\vec{p}p \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  mit spin-polarisierten Protonen am Flugzeitspektrometer COSY-TOF*, Dissertation, Universität Tübingen (2003)

- [Kuh00] E. Kuhlmann, *Polarization of the extracted beam at COSY-TOF: First tests and results*, COSY News No. 8 (2000), 7
- [Kup95] A. Kupcs, *Note on kinematical fit*, private Mitteilung (1995)
- [Kur95] G. Kurz,  $\pi^+/\pi^-$ -Identifikation in Szintillationszählern, Diplomarbeit, Universität Tübingen (1995)
- [Leo94] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 2. Auflage (1994)
- [Lin91] V. Lindenstruth, *TDAS - The GSI Cave-B Data Acquisition System*, Verhandlungen DPG VI 26 (1991), 461
- [Mai97] R. Maier, *Cooler Synchrotron COSY - performance and perspectives*, Nucl. Instr. and Meth. A 390 (1997), 1
- [Met98] A. Metzger, *Untersuchung der schwelennahen assoziierten Strangenessproduktion in der Reaktion  $pp \rightarrow pK^+\Lambda$  am COSY-Flugzeitpektrometer*, Dissertation, Universität Erlangen (1998)
- [Mey01] H. O. Meyer et al., Physical Review C63, 064002 (2001)
- [Mor02] H. P. Morsch and P. Zupranski, Phys. Rev. **C61**, 024002 (2002) and references therein
- [Nak97] C. Nake, *Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $pp \rightarrow pK^+\Lambda$  bei 2.75 GeV Strahlimpuls am Flugzeit-spektrometer TOF*, Dissertation, Universität Bonn (1997)
- [PAW99] CERN Computing and Networks Division, *PAW - Physics Analysis Workstation, User's Guide*, CERN Program Library Long Writeups Q121 (1999)
- [PDG06] Particle Data Group, J. Phys. **G33**, 1 (2006)
- [PDG07] Particle Data Group, *Review of Particle Physics/Particle Physics Booklet*, K. Hagiwara et al., Physical Review D66, 010001 (2007)
- [Pae02] J. Pätzold, *Exclusive Measurements of the  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  Reaction Close to Threshold*, Dissertation, Universität Tübingen (2002)

- [Pae03] J. Pätzold et al., Phys Rev **C67** 052202(R) (2003)
- [Pra00] D. Prasuhn et al., *Electron and stochastic cooling at COSY*, Nucl. Instr. and Meth. A 441 (2000), 167
- [Pri09] A. Pricking, *A New Forward Window Counter for WASA and the ABC effect in  $dd \rightarrow \alpha 2\pi$* , Dissertation, Universität Tübingen, in Vorbereitung
- [Rin95] P. Ringe, *Datenerfassung und Testmessungen an Detektor-komponenten für Mittelenergiephysik-Experimente*, Dissertation, Universität Bochum (1994)
- [ROOT] *ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework*, <http://root.cern.ch>
- [SAID] SAID - Scattering Analysis Interactive Dial-in, <http://said-hh.desy.de>
- [Sar08] V. V. Sarantsev et al., submitted to Phys. Atomic Nucl. Phys. - Yad. Fiz. and priv. comm.
- [Sar08a] V. V. Sarantsev et al., Phys. Lett. **B659**, 94 (2008); ar-Xiv:0707.359 [hep-ph]
- [Shi82] F. Shimizu et al., Nucl. Phys. A 386 (1982), 571
- [Sch93] M. Schepkin, O. Zaboronsky, H. Clement, Z. Phys. A 345 (1993), 407
- [Sch94] A. Schülke et al., *Tests of the COSY-TOF start-detector MARS at the COSY beam*, Annual Report Forschungszentrum Rossendorf, Institute of Nuclear and Hadronic Physics (1994), 41
- [Sch95] K. Schmidt, *Ein Szintillationskalorimeter für das COSY-Flugzeitspektrometer*, Diplomarbeit Universität Bonn (1995)
- [Sch97] P. Schönmeier, *Erweiterung der Datenerfassungssoftware für das COSY-TOF-Spektrometer*, Diplomarbeit, TU Dresden (1997)
- [Sch98] W. Schröder, *Entwicklung und Bau eines Vetodetektorsystems für das COSY-TOF Experiment am Forschungszentrum Jülich*, Zulassungsarbeit, Universität Erlangen (1998)

- [Sko08] T. Skorodko et al., Eur. J. Phys. **A35**, 317 (2008)
- [Tip87] W. B. Tippens et al., Phys. Rev. **C36**, 1413 (1987)
- [Wae98] J. Wächter, *Ein doppelseitiger Ringmikrostreifendetektor für COSY-TOF*, Diplomarbeit, Universität Erlangen (1998)
- [Wag97] M. Wagner, *Entwicklung und Bau eines intermediären Szintillatorfaser-Hodoskops für COSY-TOF*, Diplomarbeit, Universität Erlangen (1997)
- [Wei02] U. Weidlich, *Kalibrierung des Zentralkalorimeters des TOF-Detektors an COSY*, Zulassungsarbeit, Universität Tübingen (2002)
- [Wir95] S. Wirth, *Erste Experimente am COSY-Flugzeitspektrometer zur Untersuchung der assoziierten Strangeness-Produktion im Proton-Proton-Stoß*, Dissertation, Universität Erlangen (1995)
- [Wol99] M. Wolke, *Threshold Meson Production in Proton-Proton Interactions at the Internal Beam Facility COSY-11*, Nucl. Phys. News 9 (1999), 27
- [Wue98] P. Wüstner, *Die Produktion des  $\eta$ -Mesons am Jülicher Beschleuniger COSY und Entwicklung eines optimierten Datenaufnahmesystems*, Dissertation, Uni Bochum (1998)
- [Zab02] J. Zabierowski et al., Phys. Scripta **T99**, 159 (2002)