

**Untersuchung der
 η' - Produktion
in Proton - Proton - Reaktionen
bei 3.67 GeV/c**

Inaugural - Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften der
Justus - Liebig - Universität Gießen
(Fachbereich Physik)

vorgelegt von

HANS - WERNER PFAFF
aus Wettenberg

2. Physikalisches Institut
der Justus - Liebig - Universität Gießen

Mai 1999

Dekan: Prof. Dr. H. Schartner
I. Berichterstatter: Prof. Dr. W. Kühn
II. Berichterstatter: Prof. Dr. A. Müller
Tag der mündlichen Prüfung: 4. Juni 1999

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die η' - Mesonen - Produktion in Proton - Proton - Stößen bei einem Strahlimpuls von $3.67 \text{ GeV}/c$ an der SATURNE - Beschleunigeranlage in Saclay (Frankreich) mit Hilfe des DISTO - Magnetspektrometers untersucht.

Das η' - Meson nimmt aufgrund seiner noch unverstandenen hohen Masse eine Sonderstellung in der nicht - perturbativen QCD ein. Durch hadronisch und elektromagnetisch induzierte Reaktionen versucht man deswegen die Struktur des η' - Mesons, z.B. den hypothetischen gluonischen Beitrag zu enträtseln und die Kopplung des η' - Mesons an das Nukleon ($g_{\eta'NN}$) zu bestimmen.

Weiterführend erfordert die Interpretation der in Proton - Proton - Stößen nahe der Schwelle gewonnenen η' - Wirkungsquerschnitte durch Ein - Bosonen - Austausch - Modelle die Kenntnis der Produktionswahrscheinlichkeit in einem Energiebereich bis ca. 100 MeV oberhalb der Produktionsschwelle in welchem jedoch bisher keine Daten vorliegen.

Die große Akzeptanz des DISTO - Magnetspektrometers ermöglichte die kinematisch vollständige Rekonstruktion von η - und η' - Mesonen über deren geladene Zerfälle $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ und $pp \rightarrow pp\eta' \rightarrow pp\pi^+\pi^-\eta$. Nach einer ereignisweisen Akzeptanzkorrektur konnte das Produktionsverhältnis $R_{\eta'/\eta} = \sigma(pp \rightarrow pp\eta')/\sigma(pp \rightarrow pp\eta)$ zu $R_{\eta'/\eta} = (1.67 \pm 0.13_{-0.36}^{+0.46}) \cdot 10^{-2}$ bestimmt werden. Der anhand der bekannten η - Produktion extrahierte η' - Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma(pp \rightarrow pp\eta') = (2.25 \pm 0.18_{-0.61}^{+0.86}) \mu b$, was in guter Übereinstimmung mit Ein - Boson - Austausch - Modellen steht, die aufgrund der integrierten Endzustandswechselwirkung auch in der Lage sind, die Daten nahe der Produktionsschwelle zu beschreiben. Wegen der im Vergleich zur schwelennahen Produktion relativ hohen Energie ($\sqrt{s} - \sqrt{s_{thr}} = 145 \text{ MeV}$) ist die extrahierte Produktionswahrscheinlichkeit nur gering von der Endzustandswechselwirkung abhängig und erlaubt somit direkte Rückschlüsse auf die Natur der η' - Nukleon - Kopplung.

Darüberhinaus weisen sowohl die Polarwinkelverteilung des η' - Mesons als auch die differentiellen Verteilungen des transversalen Impulses (p_t) und der Feynman - Variablen x_F des η' - Meson bei der beobachteten elementaren Reaktion auf die Dominanz einer P-Welle im $p\eta'$ - System hin.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Quantenfeldtheorie und Standardmodell	1
1.2	Phänomenologie der QCD	2
1.3	Chiralität und Goldstone - Bosonen	6
1.4	$U(1)_A$ - Problem und QCD - Anomalie	7
1.5	Effektive Modelle zur Mesonenproduktion	8
2	Aufbau und Durchführung des Experimentes	13
2.1	Die Beschleunigeranlage am LNS	13
2.2	Das DISTO - Spektrometer	15
2.3	Der Čerenkov - Detektor	17
2.3.1	Mechanischer Aufbau	17
2.3.2	Elektronische Auslese	18
2.3.3	Entwicklung eines Teststandes	20
2.4	Der Halo - Detektor	20
2.4.1	Mechanischer Aufbau	21
2.4.2	Elektronische Steuerung	24
2.4.3	Auslese der Module	25
2.5	Elektronische Auslese und Datenverarbeitung	26
2.6	Durchführung	27
3	Datenanalyse und Simulation	29
3.1	Kalibration des Detektorsystems	31
3.1.1	Geometrische Kalibration	31
3.1.2	Čerenkov - Kalibration	32
3.2	Impulsbestimmung	38
3.3	Teilchenidentifizierung	39
3.4	Ereignisrekonstruktion	42
3.4.1	Rekonstruktion des η' - Mesons	45
3.4.2	Rekonstruktion des η - Mesons	48
3.5	Simulation und Akzeptanzkorrektur	49
3.5.1	Ereignis - Generatoren	50
3.5.2	Zerfall der Mesonen	51

INHALTSVERZEICHNIS

3.5.3	Wahl der Freiheitsgrade	52
3.5.4	Erstellung der Akzeptanz - Matrizen	55
3.5.5	Diskussion der Akzeptanz - Matrizen	57
4	Ergebnisse und Diskussion	65
4.1	Fehlerbetrachtung	65
4.2	η'/η - Verhältnis	68
4.3	η' - Wirkungsquerschnitt	69
4.4	Differentielle Verteilungen	69
4.5	Diskussion der Ergebnisse	72
5	Ausblick	77
A	Suche nach η'- Mesonen über den Zerfall $\eta' \rightarrow \rho\gamma$	79

Kapitel 1

Einführung

Die Physik dieses Jahrhunderts, die sogenannte moderne Physik, ist geprägt worden durch die Errungenschaften der Quantenmechanik und der Allgemeinen Relativitätstheorie, welche eine Beschreibung der Materie, ihrer Struktur und ihrer Wechselwirkung in den kleinsten Einheiten und größten Dimensionen darstellen. Hierbei basiert die Physik, welche sich mit den kleinsten, unteilbaren Bestandteilen der Materie, den Elementarteilchen beschäftigt, auf einer Synthese der Quantenmechanik und der speziellen Relativitätstheorie, der sogenannten „relativistischen Quantenfeldtheorie“. Im Rahmen dieser Theorie wird die Wechselwirkung der Elementarteilchen, bei denen es sich ausschließlich um Fermionen (Teilchen mit halbzahligem Spin) handelt, durch den Austausch von Feldquanten, sogenannter Eichbosonen (Teilchen mit ganzzahligem Spin), beschrieben.

1.1 Quantenfeldtheorie und Standardmodell

Nach unserem heutigen Verständnis können die fundamentalen Vorgänge durch vier Wechselwirkungen beschrieben werden: Die Gravitation, die Elektromagnetische Wechselwirkung sowie die Schwache- und die Starke Wechselwirkung. Hierbei werden die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung nicht mehr als unabhängig voneinander betrachtet, sondern im Rahmen der sogenannten „Elektroschwachen-“ oder auch „Glashow - Weinberg - Salam - Theorie“ als vereinigt. Dieser Erfolg motiviert, nach einer Vereinheitlichung aller vier fundamentalen Wechselwirkungen zu streben, wobei die gemeinsame Beschreibung der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung als „Große Vereinheitlichte Theorie“ (Grand Unification Theory, GUT) bezeichnet wird.

Die Beschreibung dieser drei Wechselwirkungen durch quantisierte Eichtheorien ist heutzutage anerkannt und wird zusammenfassend als Standardmodell bezeichnet. Die der Lagrangefunktion eigenen Symmetrien bestimmen hierbei sowohl die

Dynamik als auch die erhaltenen Ströme¹.

Die Quantenfeldtheorie der elektromagnetischen Wechselwirkung (Quantum Electrodynamics, QED) stellt aufgrund ihrer einzigartigen Übereinstimmung mit experimentellen Daten die am besten fundierte Theorie dar², wohingegen die Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung (QCD, Quantum Chromodynamics) nicht in allen Bereichen als verstanden bezeichnet werden kann. So läßt sich z.B. der Effekt des Farbeinschlusses („Confinement“) nur phänomenologisch beschreiben. Bestätigung findet die QCD vor allem im perturbativen Bereich, da bei hohen Impulsüberträgen die Bewegungsgleichungen mit störungstheoretischen Methoden gelöst werden können. Dies beruht auf der Abhängigkeit vom Impulsübertrag der Kopplungskonstanten α_S der starken Wechselwirkung, welche mit steigendem Impulsübertrag abnimmt („running coupling constant“). Im nicht-perturbativen Bereich der QCD³ verbietet sich eine störungstheoretische Behandlung. Mit der Entwicklung von „Effektiven Modellen“ (vgl. Abschnitt 1.5) bzw. von „Gitter - Eichtheorien“ wird versucht, diese Unzulänglichkeit der QCD zu beheben.

Es ist anzumerken, daß viele Parameter, z.B. die Kopplungskonstanten oder die Massen des Standardmodell, an dessen Richtigkeit z.Z. kein experimenteller Zweifel besteht, sich nicht fundamental (aus „first principles“) herleiten lassen, sondern den Meßgrößen angepaßt werden.

1.2 Phänomenologie der QCD

Der starken Wechselwirkung, welche durch die QCD ihre theoretische Beschreibung findet, unterliegen die in Tabelle 1.1 aufgelisteten sogenannten „Quarks“. Sie besitzen eine als „Farbladung“ bezeichnete Eigenschaft, an welche die Austauschteilchen, die sogenannten Gluonen koppeln. Aufgrund der drei möglichen Farbladungen (und deren Antifarben) existieren acht Feldquanten der starken Wechselwirkung, die selbst die Farbquantenzahl eines $q\bar{q}$ -Paares tragen, was zu einer Selbstwechselwirkung führt.

¹Um von experimentell beobachteten Erhaltungsgrößen auf die zugrundeliegende Symmetrie der Lagrangefunktion zu schließen, ist das sogenannte Noether - Theorem von essentieller Bedeutung. Dieses besagt, daß aus einer Symmetrietransformation, welche die Lagrangefunktion invariant läßt, ein erhaltener Strom bzw. eine durch räumliche Integration des Stromes bestimmte erhaltene Ladung folgt. Hierbei steht die Ladung synonym für eine Erhaltungsgröße, z.B. die Baryonenzahl oder der Isospin.

²Hier sei die Bestimmung der Lamb - Shift und die Modifizierung des magnetischen Moments des Elektrons aufgrund von quantenfeldtheoretischen Strahlungskorrekturen angeführt. Bei letzterem beträgt z.B. die Übereinstimmung der QED mit dem experimentellen Wert (innerhalb der Fehlergrenzen) 10^{-12} .

³Dieser Bereich wird in neuester Zeit auch als „Starke QCD“ bezeichnet.

Ladung [e]	Generation		
	1.	2.	3.
+2/3	up 1.5 – 5 MeV	charm 1.1 – 1.4 GeV	top 173.8 ± 5.2 GeV
-1/3	down 3 – 9 MeV	strange 60 – 170 MeV	bottom 4.1 – 4.4 GeV

Tabelle 1.1: Quarks und Quarkmassen. Einteilung der sechs bekannten Quarktypen in drei Generationen. Die Auflistung enthält weiterhin eine Abschätzung der einzelnen „nackten“ Quark - Massen („current quark masses“) [Cas98]. Nicht aufgelistet sind die mit jedem Teilchen assoziierten Antiteilchen, welche sich im Vorzeichen aller additiven Quantenzahlen voneinander unterscheiden. Die Existenz der Antiteilchen ist eine direkte Folgerung aus der relativistischen Quantenfeldtheorie.

Die Quarks stellen die Substruktur der beobachtbaren Hadronen dar, wobei die Farbneutralität der Hadronen gewährleistet sein muß⁴. Farbneutrale Gebilde erreicht man durch die Kombination von drei Quarks verschiedener Farben (bzw. von drei Antiquarks verschiedener Antifarben) zu einem sogenannten „Baryon“ ($q_{rot} q_{grün} q_{blau}$) (bzw. „Antibaryon“ ($\bar{q}_{rot} \bar{q}_{grün} \bar{q}_{blau}$) oder durch die Verbindung eines Quarks gegebener Farbe mit einem Antiquark mit entsprechender Antifarbe zu einem sogenannten „Meson“. Unter dieser Randbedingung lassen sich in einer Art „Baukasten - Prinzip“ unter Zuhilfenahme gruppentheoretischer Werkzeuge alle Quarks miteinander kombinieren. Hierbei bewirkt der fermionische Charakter der Quarks, daß einerseits die Baryonen mit verschwindendem Bahndrehimpuls ($L = 0$) einem Gesamtspin $S = 1/2$ oder $S = 3/2$ tragen und andererseits Quark und Antiquark des Mesons zu einem Gesamtspin von $S = 0$ oder $S = 1$ koppeln. Beschränken wir uns auf die drei leichtesten Quarks (up, down und strange)⁵, so können wir die in Tabelle 1.2 aufgelisteten $q\bar{q}$ -Kombinationen des Grundzustandes (verschwindender Bahndrehimpuls, $L = 0$) je nach Gesamtspin ($J = S = 0; 1$) in zwei getrennte Multipletts (Nonetts) einordnen, welche in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt sind. Die Einordnung innerhalb der beiden Nonetts erfolgt gemäß der dritten Komponente des Isospins (I_3) und der aus dem Anteil der s-Quarks bestimmten sogenannten „Strangeness“ - Quantenzahl (S).

Wie auch aus Abbildung 1.1 ersichtlich ist, existieren jeweils drei Zustände mit identischen Quantenzahlen in $I_3 = S = 0$. Aufgrund der Tatsache, daß die Isospin - Symmetrie eine nahezu perfekte Symmetrie darstellt, kann jedoch der Anteil

⁴Es sei hier auf die Standard - Literatur verwiesen: [Pov93], [Per87].

⁵Diese Beschränkung folgt nicht nur den üblichen Lehrbüchern, sondern ist in unserem Falle aufgrund der für Teilchenproduktion zur Verfügung stehenden Energie ($\equiv 1 \text{ GeV}$) wohl begründet. Die Masse eines $c\bar{c}$ -Paares beträgt in etwa 3 GeV.

Quarkinhalt	I	I_3	S	$J^P = 0^-$		$J^P = 1^-$	
				Meson	Masse	Meson	Masse
$ u\bar{d}\rangle$	1	+1	0	π^+	0.140	ρ^+	0.770
$ d\bar{u}\rangle$	1	-1	0	π^-	0.140	ρ^-	0.770
$1/\sqrt{2}(u\bar{u}\rangle - d\bar{d}\rangle)$	1	0	0	π^0	0.135	ρ^0	0.770
$ u\bar{s}\rangle$	1/2	+1/2	+1	K^+	0.494	K^{*+}	0.892
$ d\bar{s}\rangle$	1/2	-1/2	+1	K^0	0.498	K^{*0}	0.896
$ s\bar{u}\rangle$	1/2	-1/2	-1	K^-	0.494	K^{*-}	0.892
$ d\bar{s}\rangle$	1/2	+1/2	-1	\bar{K}^0	0.498	\bar{K}^{*0}	0.896
$1/\sqrt{6}(u\bar{u}\rangle + d\bar{d}\rangle - 2 s\bar{s}\rangle)$	0	0	0	η_8	-	ϕ_8	-
$1/\sqrt{3}(u\bar{u}\rangle + d\bar{d}\rangle + s\bar{s}\rangle)$	0	0	0	η_0	-	ϕ_0	-

Tabelle 1.2: Quarkinhalte und Quantenzahlen der leichten Mesonen. Die neun linear unabhängigen Kombinationen der $SU(3)_f$ Gruppe sind anhand ihres Quarkinhaltes zusammen mit den assoziierten pseudoskalaren Mesonen ($J^P = 0^-$) und den Vektormesonen ($J^P = 1^-$) aufgelistet. Weiterhin bezeichnet I den Isospin, I_3 die dritte Komponente des Isospins und S die Strangeness - Quantenzahl. Falls der Zustand einem in der Natur beobachtbaren Meson entspricht ist, die entsprechende Masse in $[\text{GeV}/c^2]$ angegeben.

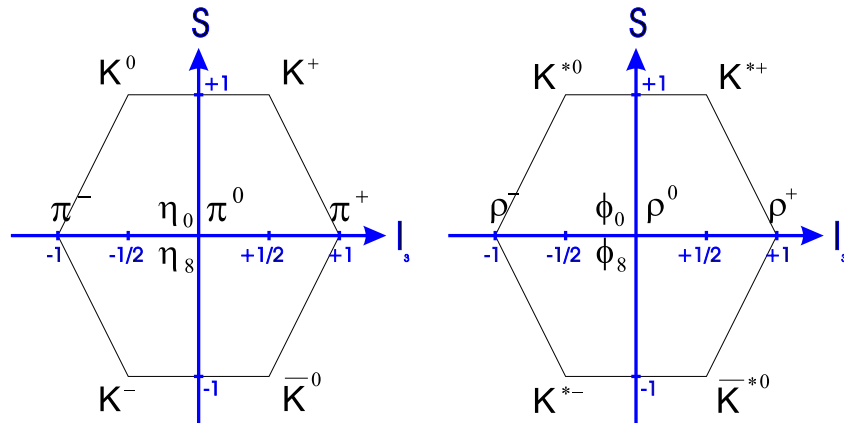


Abb. 1.1: $SU(3)$ Mesonen Multipletts. Die aus den drei leichtesten Quarks (u , d , s) aufgebauten Mesonen lassen sich in $SU(3)$ - Multipletts einordnen. Gezeigt sind die zwei Grundzustands - Multipletts ($L = 0$). Der Gesamtdrehimpuls ($J = S$) ergibt sich somit aus der relativen Orientierung der beiden Quarkspins zueinander. Mesonen mit Spin $J=0$ bezeichnet man als pseudoskalare Mesonen (links) und Mesonen mit $J=1$ als Vektormesonen (rechts).

der $I = 1$ Mesonen (π^0 , bzw. ρ^0) an der Mischung der Zustände vernachlässigt werden. Die in der Natur vorkommenden η , η' und ϕ , ω Mesonen erscheinen somit als Linearkombination der η_0 und η_8 Wellenfunktionen bzw. der ϕ_0 und ϕ_8 Wellenfunktionen. Die Mischung im pseudoskalaren Fall kann wie folgt dargestellt werden:

$$\begin{pmatrix} \eta' \\ \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_{PS}) & \sin(\theta_{PS}) \\ -\sin(\theta_{PS}) & \cos(\theta_{PS}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_0 \\ \eta_8 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Ein analoger Zusammenhang ist für die Vektormesonen gegeben.

Der pseudoskalare und der vektorielle Mischungswinkel (Θ_{PS} und Θ_V) lassen sich u.a. mit sogenannten Massenformeln („lineare oder quadratische Gell - Mann - Okuba - Massenformel“) [Cas98] berechnen. Der pseudoskalare Mischungswinkel kann auch anhand der relativen Zerfallsbreiten $\eta(\eta') \rightarrow \gamma\gamma$ oder $J/\psi \rightarrow \eta(\eta')\gamma$ bestimmt werden. Für eine Übersicht siehe [Gil87]. Die Werte schwanken zwischen -10° und -23° [Cas98]. Ausgehend von den beiden Mischungswinkeln $\Theta_{PS} = -20^\circ$ und $\Theta_V = 39^\circ$ ist der Zusammenhang zwischen den $SU(3)_f$ - Zuständen und den beobachtbaren Mesonen in Abbildung 1.2 schematisch dargestellt.

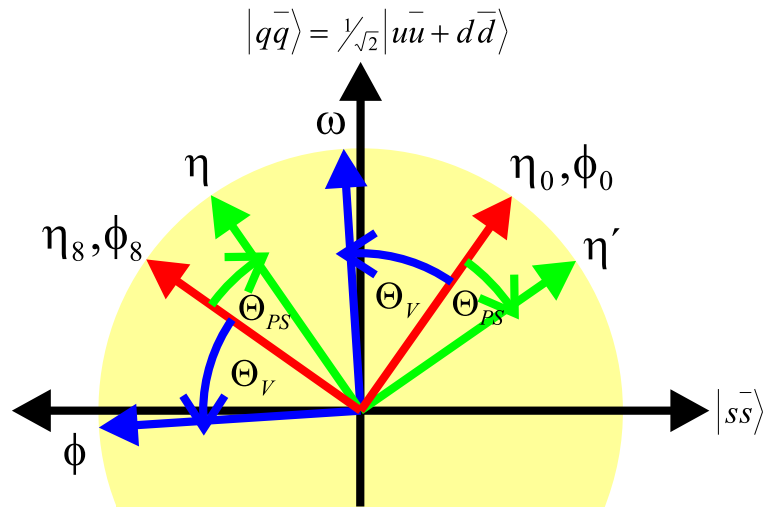


Abb. 1.2: Schematische Darstellung der Mischungswinkel. Der Anteil der beiden leichten Quarks ($|q\bar{q}\rangle = 1/\sqrt{2}(|u\bar{u} + d\bar{d}\rangle)$) ist gegen den Anteil ($s\bar{s}$) der „strange“ Quarks aufgetragen. Dargestellt sind das Isospin - Singulett des Oktetts (η_8 bzw. ϕ_8) und das dazu orthogonale Singulett (η_0 bzw. ϕ_0). Die Mischungszustände η und η' (bzw. ϕ und ω) ergeben sich durch eine Drehung im dargestellten Flavor - Raum um den jeweiligen Mischungswinkel (hier $\theta_P = -20^\circ$ und $\theta_V = 39^\circ$).

Durch die gewählte Darstellungsform, bei welcher der Anteil der leichten Quarks

($|q\bar{q}\rangle = 1/\sqrt{2}(|u\bar{u} + d\bar{d}\rangle)$) an der Wellenfunktion gegen den Anteil der Strange - Quarks ($|s\bar{s}\rangle$) aufgetragen ist, wird die Orthogonalität des Oktetts und des Singulettts ersichtlich. Desweiteren erkennt man die annähernd ideale Mischung von ϕ_0 und ϕ_8 , welche bewirkt, daß das ϕ - Meson ein fast reiner ($s\bar{s}$)- Zustand ist. Im Gegensatz hierzu besteht das ω - Meson fast nur aus Quarks der ersten Generation. Im pseudoskalaren Fall entspricht das η' - Meson nahezu dem reinen Singulett - Zustand (η_0), während das η - Meson mit dem Oktett - Zustand (η_8) identifiziert wird. Mit Hinweis auf die folgenden Abschnitte sei jedoch anzumerken, daß die Effekte, die dem Singulett - Zustand zugeschrieben werden, sowohl das η - als auch das η' - Meson betreffen. Dies wird jedoch in der Literatur aufgrund des geringen Mischungswinkels vernachlässigt und somit das η' - Meson synonym für den η_0 - Zustand benutzt.

Wie anhand Tabelle 1.2 zu erkennen ist, tragen die Vektormesonen eine wesentlich höhere Masse als ihre pseudoskalaren Partner, was auf eine auch bei den Baryonen zu beobachtende Spin - Spin - Wechselwirkung zurückzuführen ist. Mit Hilfe dieser Massenverschiebung lassen sich die Mesonen- und auch Baryonen - Massen innerhalb des einfachen „Konstituenten - Quark“ - Modells [Gas81] erstaunlich gut voraussagen, wobei die Massen der Konstituentenquarks ($m_{u,d} = 310 \text{ MeV}/c^2$, $m_s = 483 \text{ MeV}/c^2$) an die Massen der Mesonen- und Baryonen - Multipletts angepaßt wurden. Die einzige Ausnahme bildet hier das η' - Meson, dessen Masse (nicht nur) im Rahmen dieses einfachen Modells als nicht verstanden betrachtet werden kann. Die Frage, welcher Effekt die hohe Masse des η' - Mesons generiert, ist eng verbunden mit der sogenannten „ $U(1)_A$ - Anomalie“ der QCD. Dieser Zusammenhang, welcher das η' - Meson zu dem wohl interessantesten Teilchen der QCD im nicht störungstheoretischen Bereich werden ließ, wird in den verbleibenden Abschnitten dieses Kapitels kurz skizziert.

1.3 Chiralität und Goldstone - Bosonen

In dem idealisierten Fall von verschwindenden Quarkmassen wäre die klassische Lagrangefunktion der QCD invariant unter Flavor - Drehungen⁶ und würde somit im Falle von drei Quark - Flavors ($N_f = 3$) eine formale $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ Symmetrie aufweisen. Die links- und rechtshändigen masselosen Quarks wären aufgrund des fehlenden Massetermes entkoppelt⁷. Dies bezeichnet man als „Händigkeits - Symmetrie“ oder als „chirale Symmetrie“. Aus dieser chiralen Symmetrie würde

⁶Die Invarianz gegenüber Drehungen im „Flavor - Raum“ ist schon bei identischen Quarkmassen (z.B. $m_u = m_d$) gegeben. Die Forderung $m_u = m_d = 0$ impliziert natürlich die Gleichheit der Massen.

⁷Die Entkopplung wird veranschaulicht, wenn man bedenkt, daß sich die masselosen Quarks mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Somit wäre kein Inertialsystem möglich, von welchem aus betrachtet die Quarks eine andere Händigkeit aufweisen. Würden die Quarks eine Masse besitzen, wäre ein solches Inertialsystem existent und somit die Händigkeit keine Erhaltungsgröße mehr.

folgen, daß zu jedem Hadron ein gleich schwerer Partner entgegengesetzter Parität existiert. Diese Dubletts werden jedoch nicht beobachtet. Die $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ Symmetrie wird vielmehr im Grundzustand durch die Untergruppe $SU(3)_{L+R}$ realisiert⁸. Diesen Zusammenhang bezeichnet man als „spontane Symmetriebrechung“. Nun wurde von Goldstone und Nambu [Gol61],[Nam60] gezeigt, daß diese spontane Symmetriebrechung mit der Existenz masseloser pseudoskalarer Bosonen, sogenannter „Goldstone - Bosonen“, verknüpft ist. Diese acht (aufgrund der Anzahl der vorhandenen Generatoren) Goldstone - Bosonen werden mit dem pseudoskalaren Oktett identifiziert. Aufgrund der nicht verschwindenden Quarkmassen sind auch die pseudoskalaren Mesonen nicht masselos („explizite Symmetriebrechung“), jedoch aber im Vergleich zur Energieskala der QCD ($\Lambda_{QCD} \simeq 1 \text{ GeV}$) zu vernachlässigen.

1.4 $U(1)_A$ - Problem und QCD - Anomalie

Neben der im letzten Abschnitt behandelten Symmetrie bzgl. Drehungen im Flavor - Raum, welche aufgrund der spontanen Symmetriebrechung zur Existenz masseloser Goldstone - Bosonen führt, ist die Lagrangefunktion auch invariant gegenüber axialen $U(1)_A$ - Transformationen. Hieraus würde die Existenz eines neunten Goldstone - Bosons folgen, welches der Transformation entsprechend die Quantenzahlen eines flavorneutralen Singulett - Zustandes aufweisen müßte. Dieses anfänglich masselose pseudoskalare Meson würde ebenfalls durch die spontane Symmetriebrechung Masse erhalten, welche nach [Wei75] ($m_{\text{Singulett}} \leq \sqrt{3}m_\pi \simeq 0.24 \text{ GeV}/c^2$) sehr gering sein sollte. Jedoch weist das leichteste in der Natur beobachtete pseudoskalare Meson mit den entsprechenden Quantenzahlen, das η' - Meson, eine Masse von etwa $0.958 \text{ GeV}/c^2$ auf, was eindeutig dieser Bedingung widerspricht. Dieser Beobachtung folgend wäre der axiale Strom nicht erhalten, was man als „ $U(1)_A$ - Problem“ bezeichnet und somit synonym für die nicht erklärbare hohe η' - Masse steht.

Dieses $U(1)_A$ - Problem, welches man als noch ungelöst betrachten muß, erfährt eine Abschwächung durch die sogenannte „ $U(1)_A$ - Anomalie“⁹ der QCD. Es zeigt sich, daß der im klassischen Fall erhaltene axiale Strom aufgrund der Quantisierung eine Anomalie erfährt und keine Erhaltungsgröße darstellt¹⁰. Somit wäre zwar die Nicht-Existenz eines neunten Goldstone - Bosons, nicht aber die extrem hohe Masse des η' - Mesons erklärt.

Diese noch nicht verstandene hohe Masse des η' - Mesons wirkt motivierend auf die Intuition theoretischer Physiker, welche durch verschiedene Modelle diese Unzulänglichkeit zu lösen versuchen. Diese Erklärungsversuche basieren einerseits auf der Struktur des QCD - Vakuums bzw. auf den daraus resultierenden „Instan-

⁸Dies bezeichnet man auch als „Realisierung im Nambu - Goldstone Modus“.

⁹Unter einer Anomalie versteht man eine Symmetriebrechung aufgrund einer Quantisierung.

¹⁰Dies wird durch den Adler - Bell - Jackiw - Term beschrieben.

tonen“ [Hoo76a],[Hoo76b], andererseits auf einer hypothetischen Erweiterung der QCD auf eine unendlich große Anzahl von Farbladungen („ $1/N_{color}$ expansion“). Aufgrund der auf [Wit79] und [Ven79] zurückgehenden Relation ($m_{\eta'} \sim 1/N_{color}$) ist die η' - Masse mit der Anzahl der Farbladungen verknüpft.

Zusätzliche wird aufgrund der Flavor - Symmetrie des Singulett - Zustandes eine hypothetische Kopplung an rein gluonische Zustände vorausgesagt. Diese Annahme wird durch Messungen der CLEO - Kollaboration [Beh98, Bro98] unterstützt, welche ein unerwartet hohes Verzweungsverhältnis für den Zerfall der B - Mesonen in η' - Mesonen ($B \rightarrow \eta'X$ und $B \rightarrow \eta'K$) beobachten, was als Indiz für eine starke Kopplung des η' - Mesons an Gluonen angesehen wird [Atw97a, Atw97b].

1.5 Effektive Modelle zur Mesonenproduktion

Im Bereich der nicht-perturbativen QCD kann die Lagrangefunktion mittels effektiver Modelle approximiert werden („Effective Lagrangian Approximation“, ELA). Durch Vergleich der theoretischen Voraussagen mit den experimentellen Beobachtungen lassen sich die Annahmen dieser Modelle überprüfen. Ein vor allem für die schwelennahe Mesonenproduktion entwickeltes effektives Modell ist die chirale Störungstheorie („Chiral Perturbation Theorie“, ChPT). Hierbei wird die QCD - Lagrangefunktion durch eine effektive Lagrangefunktion approximiert, welche statt Quarks und Gluonen als Freiheitsgrade die chiralen Felder (Nukleonen- und Pionenfeld) beinhaltet. Es erfolgt einer Aufspaltung der Lagrangefunktion in einen unter chiraler Transformation symmetrischen Teil und einen massebehafteten, diese Symmetrie brechenden Teil.

Vor allem für rein meson- oder photoninduzierte Prozesse nahe der Produktionsschwelle wie z.B. die in Abbildung 1.3 dargestellte Pionenproduktion ($\gamma p \rightarrow \pi^0 p$) liefert die chirale Störungstheorie, die bis zur Ordnung $\mu^2 = (m_\pi/m_N)^2$ durchgeführt wurde, Voraussagen, welche in guter Übereinstimmung mit experimentellen Messungen stehen [Fuc95].

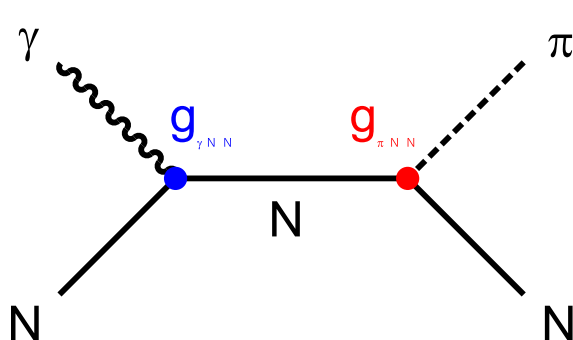


Abb. 1.3: Darstellung der π^0 -Photoproduktion am Nukleon. Die Kopplung des Photons an das Nukleon ($g_{\gamma NN}$) kann im Rahmen der QED exakt berechnet werden, wohingegen die Kopplung des Pions an das Nukleon ($g_{\pi^0 NN}$) aus den experimentellen Daten gewonnen werden muß.

Anhand Abbildung 1.3 wird die Bezeichnung als *effektives* Modell deutlich: Wäh-

rend die Kopplung des Photons an das Nukleon durch die QED hinreichend gut bekannt ist ($g_{\gamma NN} = e$), werden Kopplungen wie die des π^0 an das Nukleon ($g_{\pi^0 NN}$) durch das Experiment bestimmt¹¹.

Die chirale Störungstheorie stößt jedoch bei hadronischen Reaktionen aufgrund der zusätzlichen Komplexität wegen der Wechselwirkung der Nukleonen untereinander an ihre Grenzen. Zur Beschreibung dieser Prozesse wurden effektive Feldtheorien entwickelt, die auf der effektiven Wechselwirkung der Mesonen und Baryonen beruhen. In Abbildung 1.4 sind in einfacher Weise mögliche Reaktionsmechanismen für die η' -Produktion in pp -Stößen skizziert.

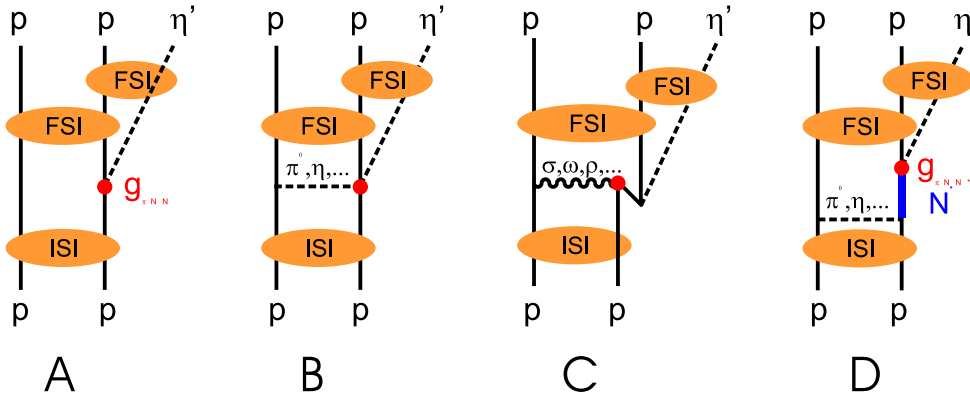


Abb. 1.4: η' -Produktionsmechanismen in pp -Reaktionen. In a) ist die direkte Produktion des η' -Mesons dargestellt, wohingegen in b) der Austausch eines leichten Bosons und in c) der eines schweren Bosons zugrundegelegt wurde. In d) ist die resonante Produktion über eine intermediäre Resonanz N^* gezeigt. Bei allen diesen Reaktionsmechanismen muß die Wechselwirkung der Eingangs- („ISI“) und Endzustände („FSI“) berücksichtigt werden.

In Teilabbildung A ist die direkte Produktion des η' -Mesons dargestellt, wobei die Stärke der Kopplung an das Nukleon durch $g_{\eta' NN}$ beschrieben wird. In B ist der Austausch eines leichten Bosons und in C der eines schweren Bosons wiedergegeben. Einer möglichen resonanten Produktion des η' -Mesons trägt Teilabbildung D Rechnung. Hier wird durch den Austausch von Bosonen eine Resonanz angeregt, welche in ein Proton und ein η' -Meson zerfällt. In diesem Fall erfolgt die Kopplung des η' -Mesons sowohl an das Nukleon (N) als auch an die Resonanz (N^*) und wird durch $g_{\eta' NN^*}$ parametrisiert.

Neben den dargestellten eigentlichen Reaktionsmechanismen muß man jedoch

¹¹Die auf der starken Wechselwirkung beruhende Kopplung des neutralen Pions an das Nukleon kann durch die auf der chiralen Symmetrie basierende sogenannte Goldberger - Treiman - Relation in Verbindung mit der schwachen Wechselwirkung gebracht werden: $g_{\pi NN} = g_a \cdot M_N / f_\pi \sim 12.5$, wobei g_a die Kopplung des Axial - Vektorstromes und f_π die Pionen - Zerfallskonstante darstellen. Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit dem aus der Pion - Nukleon Streuung gewonnenen Wert von $g_{\pi NN}^{exp} = 13.4$.

insbesondere nahe der Produktionsschwelle die Wechselwirkung der Hadronen untereinander beachten. Einerseits ist eine Wechselwirkung der beiden Protonen im Anfangskanal („Initial State Interaction“, ISI) oder im Endkanal („Final State Interaction“, FSI) möglich, andererseits aber auch eine Wechselwirkung des produzierten η - Mesons mit einem Proton. Im Falle der π^0 - und η - Mesonen-Produktion [Fäl97], [Sib98b] zeigt sich, daß die FSI der beiden Protonen den dominanten Beitrag liefert, während die beiden anderen Beiträge zu vernachlässigen sind.

Die Berechnungen basieren hierbei auf einem „Ein - Bosonen - Austausch - Modell“ („One Boson Exchange model“, OBE), welches der in Abbildung 1.4 b) dargestellten Reaktion entspricht. Wird nur der Austausch des leichten π^0 - Mesons betrachtet, so spricht man von „Ein - Pionen - Austausch - Modellen“ (OPE)¹². Wie schon erwähnt kommt den Kopplungskonstanten als anzupassenden Parameter bei der Beschreibung durch effektive Feldtheorien eine entscheidende Bedeutung zu. Im Gegensatz zur Kopplung der π^0 - und η - Mesonen an das Nukleon (siehe [Kru95]) steckt die Bestimmung der Kopplungsstärke des η - Mesons an das Nukleon noch in den Anfängen. Dies ist besonders unbefriedigend, weil Theorien einen Zusammenhang zwischen der Kopplungskonstanten $g_{\eta NN}$ und dem Anteil der Quarks am Protonenspin voraussagen [Hat90]. Aufgrund der in tiefinelastischer Streuung gewonnenen Ergebnisse wird eine schwache Kopplung des η - Mesons an das Nukleon vorausgesagt [Ven89]. Dies ist konsistent mit den in Proton - Proton - Streuung bei kinetischen Energien bis zu 500 MeV extrahierten Werten, die eine verschwindende Kopplung favorisieren [Gre80]. Demgegenüber stehen Berechnungen, welche anhand von $g_{\eta NN}$ und einem angenommenen Mischungswinkel von $\Theta_{PS} = -20^\circ$ eine Kopplung von $1.9 \leq g_{\eta NN} \leq 6.2$ bestimmen [Zha95].

Zusammenfassend kann man sagen, daß ein besonderes Interesse am η - Meson besteht, was sich in der Tatsache widerspiegelt, daß es Gegenstand intensivster systematischer Untersuchungen ist, durch welche man auch versucht, das unzureichende Verständnis der QCD im nicht störungstheoretischen Bereich zu vertiefen.

Neueste Messungen sowohl in rein hadronischen Prozessen [Mos98], [Hib98] als auch in elektromagnetisch induzierten Reaktionen [Plö98] liegen vor, anhand derer man Hinweise auf die Struktur des η - Mesons und dessen Kopplung an das Nukleon und an Nukleonenresonanzen zu gewinnen versucht. Den in Proton - Proton - Reaktionen nahe der Produktionsschwelle durchgeführten Messungen [Mos98] [Hib98] ist zueigen, daß sie besonders sensitiv auf die Endzustandswechselwirkung sind. Messungen bei höheren Energien, welche nicht der Beeinflussung durch die FSI unterliegen, geben jedoch nur eine obere Grenzen für die Produktionswahrscheinlichkeit [Cas68] an.

¹²Diese Modelle basieren auf der Yukawa - Theorie, welche den langreichweitigen Anteil der NN - Wechselwirkung durch den Austausch von Pionen beschreibt.

Für die Überprüfung von Modellen zur η -Produktion in elementaren Reaktionen sind weitere Daten in einem Energiebereich geringer FSI erforderlich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher die Produktion von η -Mesonen in Proton - Proton - Reaktionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{S} = 2.978 \text{ GeV}$ untersucht, was einer zu Verfügung stehenden Energie von $\sqrt{S} - \sqrt{S_{thres}} = 145 \text{ MeV}$ entspricht.

Nach dieser Einführung in die Thematik, welche einerseits die physikalische Motivation, andererseits die Grundlage für das Verständnis der vorliegenden Arbeit darstellt, folgt im anschließenden Kapitel die Beschreibung des DISTO - Experimentes, welches sich an der SATURNE - Beschleunigeranlage in Saclay (Frankreich) befand. Den Schwerpunkt bilden hierbei die Darstellung des Wasser - Čerenkov - Detektors und des Halozählers, jene Komponenten des Spektrometers, an deren Design und Aufbau das 2.Physikalische Institut maßgeblich beteiligt war. Im dritten Abschnitt wird die Datenanalyse beschrieben. Augenmerk findet neben der Darlegung der Rekonstruktionsmechanismen auch die Simulation der Detektorakzeptanz, deren Kenntnis unentbehrlich ist, um aus den gemessenen Daten physikalische Resultate zu extrahieren. Diese Ergebnisse werden im darauffolgenden Kapitel präsentiert und anderen Messungen bzw. theoretischen Modellen vergleichend gegenübergestellt. Nach dieser Diskussion folgt im letzten Kapitel ein Ausblick auf die weitere Analyse der Daten.

Kapitel 2

Aufbau und Durchführung des Experimentes

Die in dieser Arbeit präsentierten physikalischen Ergebnisse basieren auf den Daten, welche mit dem DISTO - Spektrometer am Forschungslabor „Laboratoire Nationale Saturne“ (Saclay, Frankreich) aufgezeichnet wurden. In diesem Kapitel werden die Beschleunigeranlage und das Spektrometer skizziert, wobei der Schwerpunkt auf der Beschreibung jener Detektor - Komponenten ruht, welche im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, montiert und betrieben wurden. Die beiden Teilsysteme (Čerenkov - Detektor und Halo - Zähler) werden in eigenen Abschnitten dargestellt.

2.1 Die Beschleunigeranlage am LNS

Mit dem DISTO - Spektrometer wurden vor allem $\vec{p}p$ - Reaktionen bis zu Energien von $E_{kin} = 2.85 \text{ GeV}$ untersucht. Die Bereitstellung des polarisierten Protonenstrahles umfaßt sowohl die Erzeugung der polarisierten Protonen in einer Ionenquelle als auch deren sukzessive Beschleunigung in zwei Synchrotrons. Die Beschleunigeranlage am LNS ist in Abbildung 2.1 dargestellt und unterteilt sich wie folgt: In der Ionenquelle HYPERION ¹ konnten polarisierte Protonen und Deuteronen erzeugt werden. Diese wurden bei einer Energie von 375 keV dem Vorbeschleuniger MIMAS zugeführt. Der nachträglich integrierte MIMAS - Beschleuniger ermöglichte hierbei eine Erhöhung der Intensität polarisierter Protonen um einen Faktor 20–100. Somit konnte nach der endgültigen Beschleunigung durch das SATURNE - Synchrotron eine maximale Intensität von $2 \cdot 10^{11}$ Protonen pro Extraktion erreicht werden. Das maximale Verhältnis von Impuls und Ladung ($|\vec{p}|/Z$) betrug hierbei $3.8 \text{ GeV}/c$, was für Protonen einer maximalen kinetischen Energie von $E_{kin} = 2.95 \text{ GeV}$ entsprach. Mit dieser Anlage konnten neben polarisierten Protonen auch leichte Ionen, vor allem Deuterium und Heli-

¹In Anlehnung an den Namen eines natürlichen Satelliten des Saturns.

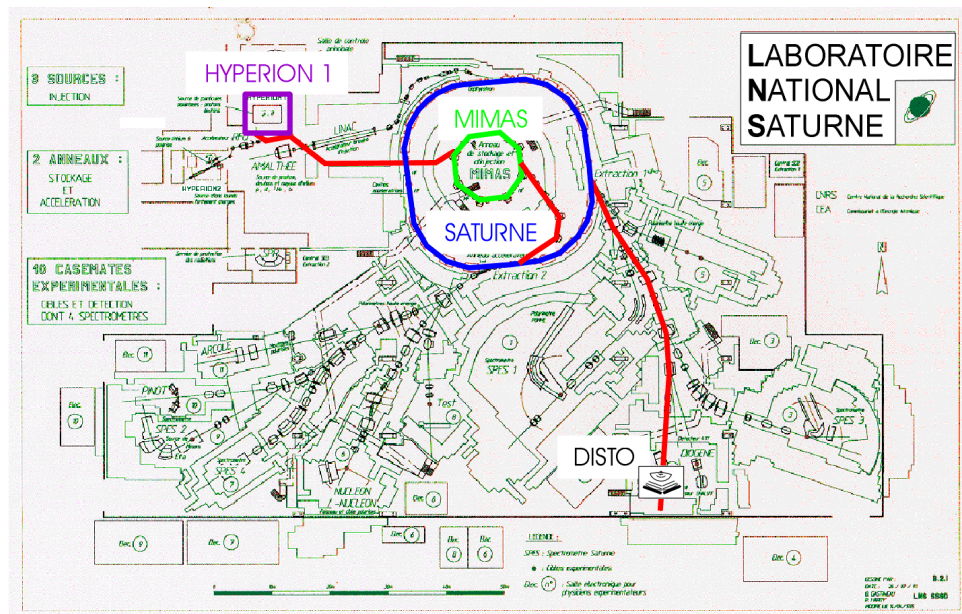


Abb. 2.1: Beschleunigeranlage am LNS. Die polarisierten Protonen wurden in der Ionenquelle „HYPERION 1“ erzeugt und dem Synchrotron „MIMAS“ zugeführt. Die Beschleunigung bis zur Maximalenergie von $E_{kin} = 2.95 \text{ GeV}$ erfolgt mit Hilfe des Synchrotron SATURNE, von dem der Protonenstrahl zu den jeweiligen Experimentierplätzen geleitet wird. Das DISTO - Spektrometer ist ebenfalls eingezeichnet.

um beschleunigt werden. Das physikalische Program des DISTO - Spektrometers beschränkte sich jedoch auf Messungen mit einem polarisiertem Protonenstrahl, dessen Energie 2.145 GeV , 2.5 GeV und 2.85 GeV betrug². Die Extraktionszeit betrug für alle Energien etwa 400 ms , wobei die Beschleunigungsphase von 2.0 s bei 1.6 GeV auf 4.3 s bei 2.85 GeV an stieg. Die Strahlintensität betrug etwa 10^8 Protonen pro „Spill“³, was jedoch nicht der maximalen Intensität des Beschleunigers entsprach.

Der Forschungsbetrieb des LNS - Institutes wurde Ende 1997 eingestellt und mit dem Abbau der Beschleunigeranlage inklusive der Detektorsysteme begonnen.

²Es sei darauf hingewiesen, daß in dieser Arbeit keine Polarisations - Freiheitsgrade untersucht werden.

³Die Beschleunigung erfolgt in Synchrotrons paketweise. Diese Pakete werden als „Spill“ bezeichnet.

2.2 Das DISTO - Spektrometer

Das DISTO - Spektrometer⁴ ist ein klassisches Magnetspektrometer, welches von über 40 Physikern und Physikerinnen aus verschiedenen Instituten aus Europa und Nord - Amerika konstruiert, errichtet und betrieben wurde [Bal98c].

Die kinematisch vollständige Rekonstruktion der betrachteten Ereignisse erfolgt hierbei über die Bestimmung der Teilchenimpulse und der Teilchenart. Die Impulsbestimmung beruht auf der Spurrekonstruktion im Magnetfeld und wird allgemein als „Tracking“ bezeichnet. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 2.2 dargestellt.

Im Zentrum des Dipolfeldes, das durch die beiden 40 cm vertikal voneinander entfernten Polschuhen ($\varnothing = 50$ cm) des bis zu 1.47 T starken Dipolmagneten erzeugt wurde, befand sich das Flüssig - Wasserstoff - Target in einer sogenannten „Klegecell“. Die Feldstärke des Magneten wurde der jeweilig gewählten Strahlenergie angepaßt, um den ausgehenden Protonenstrahl auf der vorgesehenen Bahn in dem evakuierten Kohlefaserrohr zu halten, welches sich strahlabwärts des Targets befand.

Weiterhin waren innerhalb des Magnetfeldes zwei zur Ortsmessung dienende und aus szintillierenden Fasern bestehenden Detektoren montiert. Jeder dieser in einem Abstand von 20 cm und 40 cm zylindrisch zum Target befindlichen Faserdetektoren bestand aus drei separaten Lagen, welche in Winkeln von -45° , 0° und $+45^\circ$ (v,y,u) montiert waren. Das durch geladene Teilchen in den einzeln lichtisolierten Fasern mit einem Querschnitt von $1 \cdot 1\text{mm}^2$ erzeugte Licht wurde mit Hilfe von Lichtleitern zu Vielfachphotomultipliern geführt. Hier erfolgte die Umsetzung des Lichtsignals in ein elektrisches Signal⁵.

Aus drei separaten Lagen bestanden die Vieldrahtproportionalkammern, welche sich außerhalb des Magnetfeldes in einem mittleren Abstand von 90 cm und 120 cm zum Target befanden. Jede dieser insgesamt zwölf Ebenen⁶ bildete eine physikalisch eigenständige Drahtkammer bestehend aus zwei Kathodendrahtebenen (Kupfer - Beryllium, $\varnothing = 100 \mu\text{m}$) und einer Signaldrahtebene. Während alle Kathodendrahtebenen vertikal verliefen, waren die Anodendrahte (Goldbeschichtetes Wolfram, $\varnothing=20\mu\text{m}$) in Winkeln von $\pm 45^\circ$ und 90° (u,v,x) bzgl. der Horizontalen angeordnet. Der Abstand der Signaldrähte betrug für die x-Drahtkammern 4 mm und 3 mm für die u- und v-Drahtkammern. Als Zählgas diente eine Mischung aus 85% Argon und 15% Isobutan als Quenchgas. Die-

⁴Der Name des Spektrometers und somit auch der gleichnamigen Kollaboration wurde aus den Anfangsbuchstaben der Orte der ursprünglich beteiligten Institute (**D**ubna, **I**ndiana, **S**aclay und **T**Orino) gebildet. Die Kollaboration vergrößerte sich 1994 um Institute aus Deutschland und Polen.

⁵Für die insgesamt 3456 Fasern wurden 36 80-fach Photomultiplier der Firma Hamamatsu (H5628) verwendet.

⁶Auf beiden Seiten des Spektrometers befanden sich zwei Drahtkammerebenen mit jeweils drei Lagen.

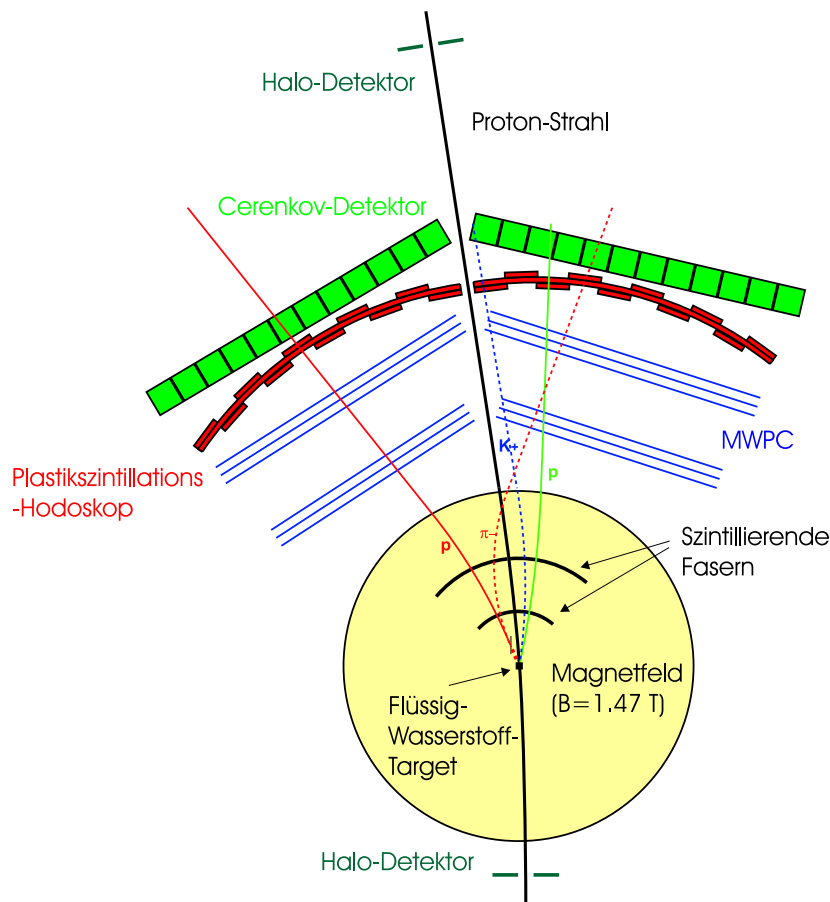


Abb. 2.2: Schematische Abbildung des DISTO - Spektrometers. Der polarisierte Protonenstrahl trifft das Flüssig - Wasserstoff - Target , nachdem er den vorderen Halo - Zähler passiert hat. Das Target befindet sich zusammen mit zwei Detektoren zur Ortsmessung aus szintillierenden Fasern innerhalb des 1.47 T starken Dipolmagnetfeldes. Außerhalb des Magnetfeldes befinden sich Vieldrahtproportionalkammern (MWPCs) zur weiteren Ortsbestimmung und als äußere Detektorkomponenten ein Plastik - Szintillations - Hodoskop und ein Wasser - Čerenkov - Detektor zur Teilchenidentifikation. Der zweite Halo - Zähler befindet sich strahlabwärts etwa 1m hinter dem Spektrometer.

ses wurde durch gewöhnliches Wasser geleitet und somit in Abhängigkeit vom Dampfdruck eine Beimischung aus Wasserdampf erzielt⁷. Mit diesem Gasgemisch konnte je nach Drahtkammer eine Effizienz von $\geq 95\%$ bei einer Hochspannung von $1800\text{V} - 2000\text{V}$ erreicht werden. Sowohl die szintillierenden Faserdetektoren

⁷Aufgrund dieser Beimischung war ein weitaus stabilerer Betrieb der Drahtkammern im Plateaubereich erst möglich geworden. Üblicherweise wird dieses Prinzip bei Drahtkammern angewandt, um den Alterungsprozeß („aging“) aufgrund hoher Strahlendosis zu verhindern bzw. zu verlangsamen.

als auch die Drahtkammern wurden mit dem PCOS III - System der Firma Le-Croy ausgelesen. Somit wurde für die weitere Datenverarbeitung registriert, ob ein Draht bzw. eine Faser in einem gegebenen Zeitfenster ein Signal größer als eine gegebene Schwelle lieferte.

Hinter den Drahtkammern befanden sich die beiden Detektorsysteme, welche zur Teilchenidentifikation eingesetzt wurden. Das Hodoskop aus 1.9 cm dickem Plastikszintillations - Material bestand pro Arm aus zehn vertikalen und sechs horizontalen Modulen. Die geraden vertikalen Streifen waren alternierend vor und hinter den gekrümmten horizontalen Modulen montiert. Die einzelnen Module wurden an einer Seite mit Photomultipliern ausgelesen. Diese Auslese der Signale entsprach weitestgehend derjenigen der Čerenkov - Detektoren, welche im nachfolgenden Kapitel näher beschrieben werden. Zwei zusätzliche vertikale Plastik - Hodoskop Elemente, die sogenannten „Polarimeter - Elemente“, wurden zur kontinuierlichen Überwachung der Strahlpolarisation verwandt.

2.3 Der Čerenkov - Detektor

Mit dem Magnetspektrometer ist es möglich, den Impuls der Teilchen zu bestimmen. Zur Festlegung der Teilchenart benötigt man zusätzlich als unabhängige Meßgröße die Geschwindigkeit $\beta = v/c$, um aus Impuls und Geschwindigkeit die Teilchenmasse zu bestimmen. Die durch das Hodoskop mögliche Flugzeit- oder Energieverlustmessung ist jedoch für π, K, p Trennung bei Impulsen von etwa 0.5 GeV/c nicht effektiv genug. Zur Verbesserung der Teilchenidentifikation wurde deswegen das DISTO - Spektrometer um den in diesem Abschnitt beschriebenen Čerenkov - Detektor ergänzt.

2.3.1 Mechanischer Aufbau

Die vertikal in 24 Elemente segmentierte Čerenkov - Wand bildete das sowohl räumlich als auch zeitlich⁸ letzte Detektorsystem des DISTO - Spektrometers. Der Aufbau eines Moduls ist schematisch in Abbildung 2.3 gezeigt. Die äußeren Abmaße des verwendeten 2mm dicken Aluminium - Profilrohres betragen 10 cm · 10 cm · 90 cm (welches mit weißem, reflektierendem Papier⁹ ausgeschlagen wurde). Das darin befindliche deionisierte Wasser wurde mit einem Wellenlängenschieber¹⁰ versetzt, um eine Anpassung der Wellenlänge des emittierten Čerenkovlichtes an die Empfindlichkeit der verwendeten Photomultiplier ($\varnothing = 7.62\text{cm}$) zu erreichen. Diese wurden mittels Silikonpads und/oder Koppungsöl an die beidseitig befindlichen Plexiglasfenster angekoppelt.

⁸Die Institute aus Polen und Deutschland, welche später zur Kollaboration stießen, zeichnen verantwortlich für diesen Detektor.

⁹Verwendet wurde Filterpapier der Firma Millipore.

¹⁰Es wurde 8mg/l Polyphenyl 1 der Firma Lambda Physik GmbH verwendet.

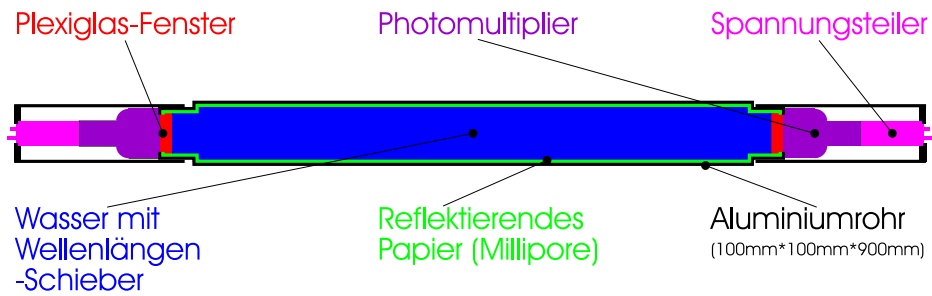


Abb. 2.3: *Abbildung eines Moduls der Čerenkov - Wand. Das 90 cm lange quadratische (10 cm · 10 cm) Aluminium Profilrohr wurde mit reflektierendem Papier ausgekleidet. Das darin befindliche deionisierte Wasser wurde mit Wellenlängenschieber versetzt, um das produzierte Čerenkovlicht in jenen Wellenlängenbereich zu konvertieren, für welchen die an beiden Seiten montierten Photomultiplier empfindlich sind.*

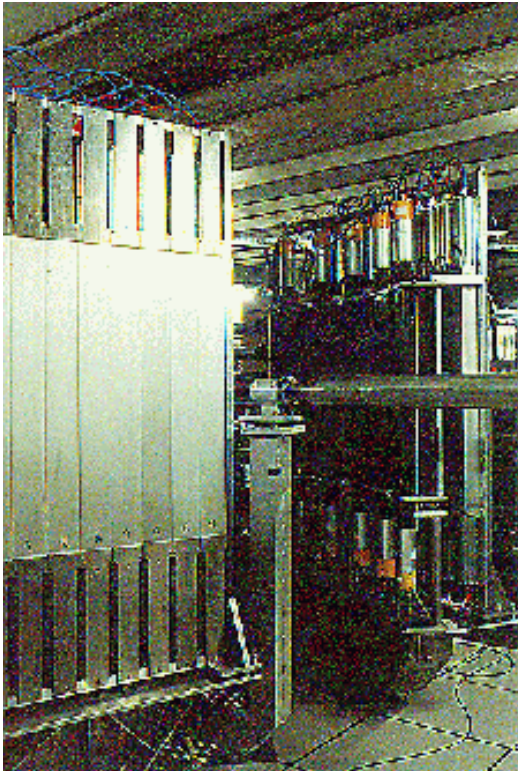


Abb. 2.4: *Ansicht der Wasser - Čerenkov - Wand. Zu sehen sind mehrere Čerenkov - Module des DISTO - Spektrometers zusammen mit dem auslaufenden Aluminium - Strahlrohr. Die in Strahlrichtung gesehen linke Halterung für Hodoskop und Čerenkov - Detektor ist geöffnet, wodurch auch einzelne Hodoskop Module zu erkennen sind.*

2.3.2 Elektronische Auslese

Die insgesamt 48 Signale der Wasser - Čerenkov - Wand (in Abbildung 2.4 sind Teile dieser Wand fotografisch dargestellt) wurden wie auch die insgesamt 36 Signale des Plastikszintillations - Hodoskopes mittels 30m langer Koaxialkabel von der Experimentierhalle zur Meßhütte geleitet. Hier wurde sowohl die Energie- als

auch die Zeitinformation der jeweiligen Signale digitalisiert und weiterverarbeitet. Für eine Untergruppe von acht Wasser - Čerenkov - Modulen ist dies exemplarisch in Abbildung 2.5 gezeigt. Die mit Photomultiplier und anschließendem

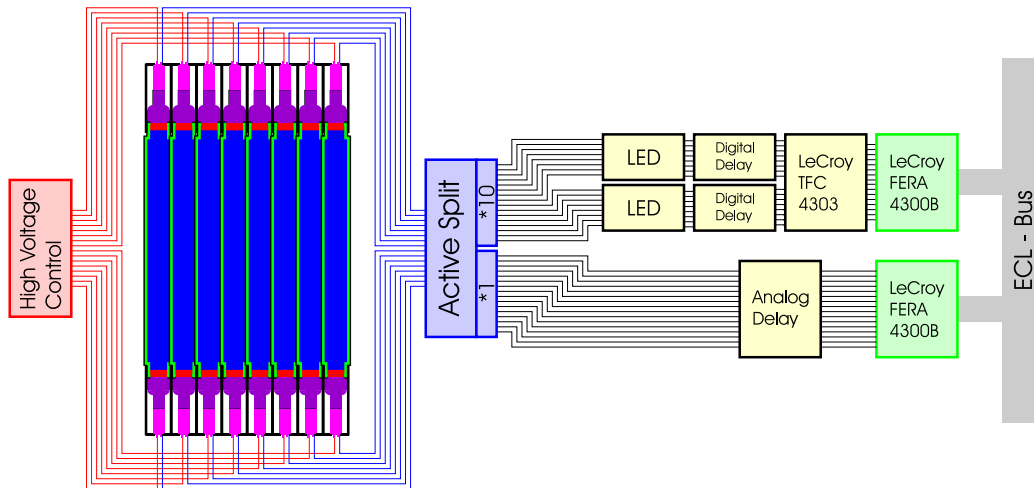


Abb. 2.5: Darstellung der elektronischen Verarbeitung eines Untersystems von acht Wasser - Čerenkov - Modulen. Die beiden Signale je Modul wurden mit Hilfe eines aktiven Spannungsteilers aufgeteilt. Ein Ausgang wurde dem Analog - Zweig zugeführt, welcher für die Integration des Signals und somit für die Energiebestimmung verantwortlich war. Der zweite um einen Faktor zehn verstärkte Ausgang wurde dem Zeit - Zweig zur Verfügung gestellt, um den Zeitpunkt des Signals zu bestimmen.

Spannungsteiler erzeugten elektrischen Signale werden einem aktiven Signalteiler¹¹ zugeführt. Jenes Signal, welches dem Zeit - Zweig zugeführt wurde, erfuhr eine Verstärkung um den Faktor zehn. Das dem Analog - Zweig zugeführte Signal hingegen blieb unverändert. Beide Zweige waren aus NIM- und CAMAC - Modulen aufgebaut.

Im Zeit - Zweig wurden das Signal mittels eines Diskriminators (LED) in ein digitales Signal überführt und anschließend um 380 ns verzögert. Innerhalb dieser Verzögerungszeit wird von der Ereigniselektierungs - Elektronik (auch „Trigger - Elektronik“ genannt) ein Startsignal für den „Time to Fera Converter“ (TFC) generiert. Beginnend von diesem Zeitpunkt erzeugt der TFC eine der Zeitdauer proportionale Ladung. Die Zeitdauer wird bestimmt durch den gemeinsamen Start und die als individuelle Stoppsignale wirkenden digitalisierten Signale der einzelnen Module. Die Ladung wird anschließend vom FERA in ein 11 Bit großes Datenwort digitalisiert.

Das Signal, welches dem Analog - Zweig zugeführt wurde, erfuhr eine analoge

¹¹Eigenbau des 2.Physikalischen Institutes (PIG).

Verzögerung um etwa 220 ns, bevor es seinerseits mittels eines FERA - Moduls digitalisiert wurde. Wie jeder Analog - Digital - Konverter (ADC) bedarf das FERA Modul eines sogenannten „Gates“, welches den Integrationsbereich festlegt und von der Trigger - Elektronik generiert wurde. Alle FERA - Module wurden mit Hilfe eines schnelle ECL - Busses ausgelesen. Die Auslese der Module auf konventionelle Art mit dem CAMAC - Bus hätte nicht die erforderliche Daten - Transferrate erreicht.

2.3.3 Entwicklung eines Teststandes

Die Sicherstellung der Funktionalität der Čerenkov - Detektoren in der Erstellungsphase erforderte die Konstruktion eines Teststandes [Pfa95]. Dieser bestand aus zwei 100mm breiten, 2m langen und 5mm dicken Plastikpaddels (Bicron BC 408)¹², welche oberhalb und unterhalb der zu überprüfenden Wasser - Čerenkov - Detektoren positioniert wurden. Die Auslese der Detektoren erfolgte mit dem in Gießen entwickelten DAX - System [Hej94].

2.4 Der Halo - Detektor

Als zusätzlicher Detektor wurde im Mai 1996 das sogenannte „Halo - Detektorsystem“¹³ zum bestehenden Spektrometer hinzugefügt. Seine Aufgabe bestand darin, während der Datenaufnahme Informationen über das Strahlprofil zu erhalten. Die SATURNE - Beschleunigeranlage beinhaltet zur Überwachung der Strahlfokussierung mehrere in den Strahl positionierbare Drahtkammern. Mit diesen „In-Beam“ Drahtkammern wurde periodisch das Strahlprofil überwacht, wobei jedoch die Hochspannung an den DISTO - Drahtkammern um etwa 500 V reduziert werden mußte und sich somit eine gleichzeitige Datenaufnahme verbot. Das Halo - Detektorsystem ermöglichte hingegen eine kontinuierliche Kontrolle des Strahlprofils. Desweiteren bot es optional die Möglichkeit, als Veto - Detektor eingesetzt zu werden. Hierdurch sollte die Datenaufnahme von Reaktionen mit einem vom Target verschiedenen Wechselwirkungspunkt verhindern werden.

¹²Dieses Plastikszintillator - Material wurde freundlicherweise von der LAND - Kollaboration [Lan92] zu Verfügung gestellt

¹³Der Begriff „Halo“ kommt aus dem Griechischen und bezeichnet ursprünglich den „Hof um ein Lichtquelle“. Dieser wird durch Reflexion, Beugung und Brechung der Lichtstrahlen an kleinsten Teilchen hervorgerufen. Im Kontext der Strahlführung und Strahlfokussierung versteht man darunter die transversale räumliche Ausdehnung des Teilchenstrahls. In Analogie zur sphärischen Aberration von optischen Linsen treten auch bei der magnetischen Fokussierung Abbildungsfehler auf. Dies bewirkt, daß achsferne Strahlen einen den achsnahen Strahlen verschiedenen Brennpunkt besitzen, was den sogenannten Halo bedingt.

2.4.1 Mechanischer Aufbau

Das Halo - Detektorsystem bestand aus zwei separaten identischen Teilsystemen, wobei eines etwa 1 m vor und das andere etwa 2.5 m hinter dem Flüssig - Wasserstoff Target lokalisiert war. Die beiden Teilsysteme wurden auch als „Upstream“- und „Downstream“- Zähler bezeichnet. Ihre relative Position zum DISTO - Spektrometer ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

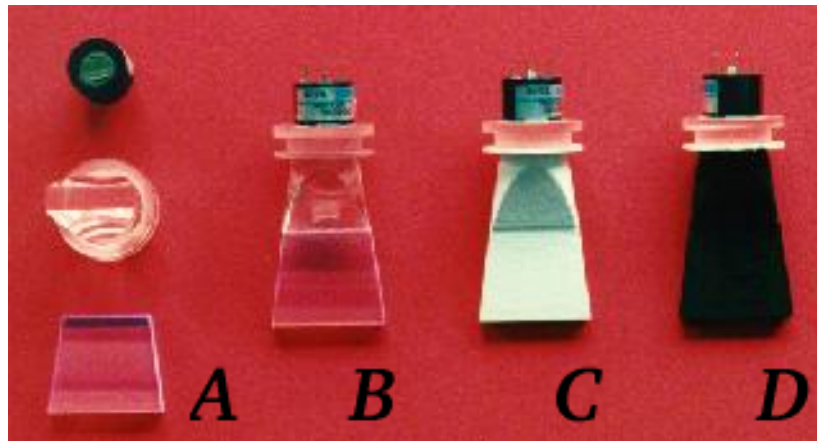


Abb. 2.6: Ansicht der einzelnen Bearbeitungsschritte eines Szintillationsmoduls des Halo - Detektors. *A: Photomultiplier, Lichtleiter und Szintillator eines Moduls. B: Lichtleiter und Szintillator wurden verklebt und anschließend mit dem Photomultiplier verbunden. C: Lichtleiter und Szintillator wurden mit weißer Farbe behandelt. D: komplettes System.*

Jedes dieser Teilsysteme bestand aus vier einzelnen, positionierbaren Modulen. Diese bestanden aus 5mm dickem Plastikszintillator - Material (NE 102A) mit einer Querschnittsfläche von etwa 3 cm². Der Szintillator wurde an den Plexiglas - Lichtleiter befestigt¹⁴. Der ultrakompakte Photomultiplier R5600 der Firma Hamamatsu wurde an den Lichtleiter gekoppelt¹⁵, bevor die Oberfläche mit weißer (Erhöhung der Reflexion) und schwarzer (Lichtdichtheit) Szintillatorfarbe¹⁶ behandelt wurde (siehe Abbildung 2.6). Zusammen mit dem Spannungsteiler E5780 der Firma Hamamatsu wurde dies, wie in Abbildung 2.7 ersichtlich, in einem Aluminiumkolben angeordnet. Mittels einer kugelgelagerten Welle und eines Planetengetriebes konnte dieser Kolben durch einen bipolaren Schrittmotor (der Firma Berger Lahr) senkrecht zum Strahl positioniert werden. Die einzelnen Komponenten des mechanischen Antriebs sind in Abbildung 2.8 räumlich versetzt wiedergegeben.

¹⁴Die Verbindung erfolgte durch „5-Minuten Epoxy (14251)“ der Firma Devcon.

¹⁵Verwendet wurde der Silikonkleber RTV-ME 601 der Firma Wacker.

¹⁶Verwendet wurde BC-626WF der Firma Bicorn Organic Szintillators.

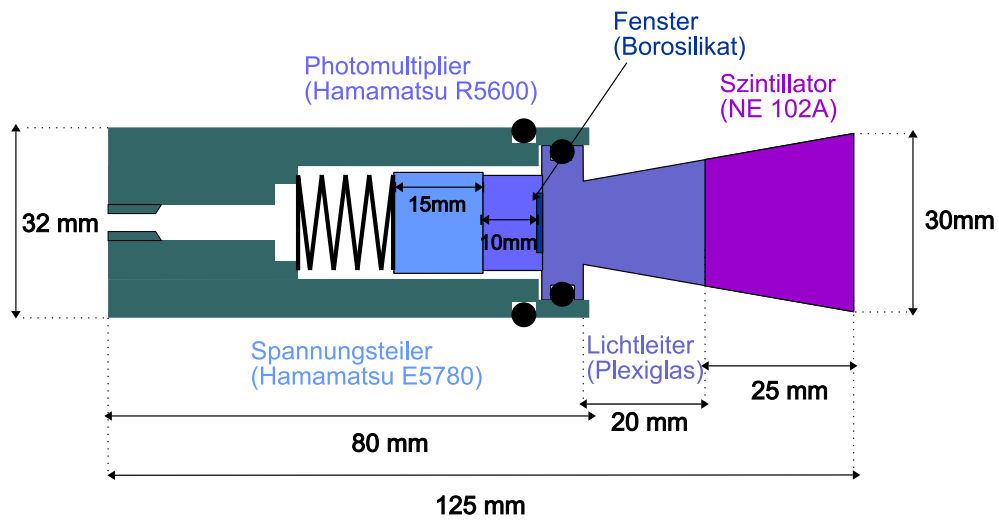


Abb. 2.7: Schematische Darstellung eines Halo - Detektor - Moduls. Szintillator, Lichtleiter, Photomultiplier und Spannungsteiler wurden in einer kolbenähnlichen Aluminiumhalterung montiert.



Abb. 2.8: Ansicht eines Halo - Detektor - Moduls. Das Szintillationsmodul aus Abbildung 2.6 befindet sich in einem Metallkolben, welcher mit Hilfe der abgebildeten Welle und des Planetengetriebes von dem Schrittmotor bewegt werden konnte.

Plastikszintillator und Lichtleiter befanden sich innerhalb des Strahlrohr - Vakuums. Das Getriebe und der Schrittmotor waren außerhalb montiert und mittels zweier O-Ringe gegenüber dem Vakuum gedichtet.

In Abbildung 2.9 ist der komplette mechanische Aufbau des „Upstream“- Monitors wiedergegeben. Dieser wurde etwa in 1 m Entfernung des Targets in das Strahlrohr eingebaut, so daß sich die einzelnen Module links und rechts, oberhalb und unterhalb des Strahls befanden. Die einzelnen Module waren in Strahlrichtung jeweils um 13 mm versetzt angeordnet. Die maximal 36 mm · 36 mm große Öffnung konnte somit komplett geschlossen werden.



Abb. 2.9: Ansicht eines Halo - Detektor - Teilsystems. Vier der Szintillationsmodule aus Abbildung 2.8 sind in einem speziell angefertigten Aluminium - Rohr montiert, welches in die Strahlführung eingebracht wurde. Jedes einzelne Modul war mit einem Schrittmotor senkrecht zum Strahl positionierbar. Die Öffnung besaß eine maximale Fläche von $36 \cdot 36\text{mm}^2$ oder konnte komplett geschlossen werden.

2.4.2 Elektronische Steuerung

Zur Positionierung der einzelnen Halo - Detektor - Module mittels bipolarer Schrittmotoren wurde sowohl die elektronische Steuerung, als auch die benötigte Steuerungs - Software entwickelt. Die Auslese der einzelnen Detektorsignale wurde durch standardisierte CAMAC - Elektronik realisiert. Die Ansteuerung erfolgte mit Hilfe eines Eingabefensters (Abbildung 2.10) wobei die Positionierung mittels Maus, Tastatur oder Einlesen einer Datei vorgenommen werden konnte.

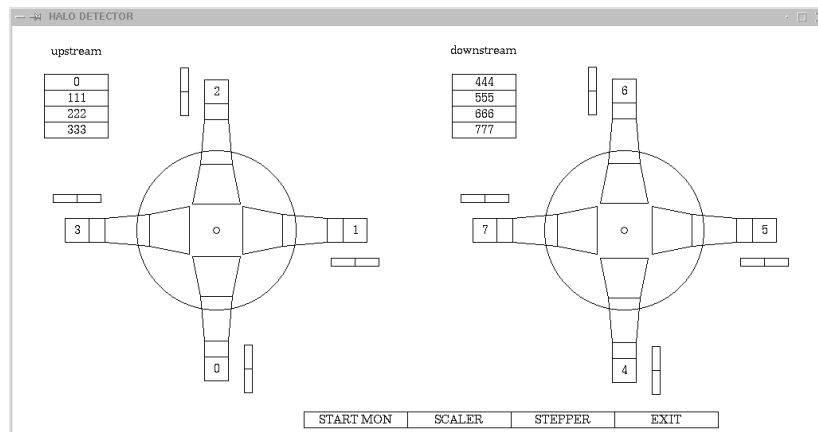


Abb. 2.10: Eingabefensters zur Positionierung der Halo - Detektoren.
Die Positionierung erfolgte optional mittels Maus, Tastatur oder durch Einlesen einer Datei.

Die gewählten Positionen wurden vom Arbeitsplatz mittels einer TCP/IP - Verbindung zum Crate Controller¹⁷ transferiert¹⁸. Hier wurde die Position der einzelnen Module in eine sequentielle Abfolge von Bitmustern konvertiert. Diese Datenwörter wurden von einem „Input/Output-“ Register zu einem Konverter weitergeleitet (siehe Abbildung 2.11), der das Datenwort in ein differentielles TTL - Signal umwandelte. Am Experiment wurde das einkommende TTL - Signal in ein CMOS - Signal konvertiert und dem ausgewählten Modul entsprechend zu einem Schrittmotor - Treiber (Siemens TLE 4728) geführt, welcher Stromstärke und Phase der Schrittmotorspulen regelte. Dieses IC beinhaltete auch eine in zwei Bit dekodierte Fehlerdiagnostik. Das „ODER“ dieser Fehlerinformation wurde als Antwort zurückübermittelt. Weiterhin bestand die Option einer manuellen Steuerung der jeweiligen Module und eines gemeinsamen schnellen Zurückfahrens aller Module zur durch Mikroschalter definierten Nullposition¹⁹.

¹⁷Zum Einsatz kam ein CVC der Firma Struck.

¹⁸Die „DEC 3000 LX-Workstation“ wurde unter „DEC-UNIX“ und der CVC unter „OS-9“ betrieben. Die TCP/IP - Verbindung wurde durch eine sogenannte „client - server“ Verbindung realisiert, wobei der „server“- Prozeß auf Seite des CVC implementiert war.

¹⁹Bedingt durch die historische Entwicklung der Schrittmotor - Steuerung bietet selbige

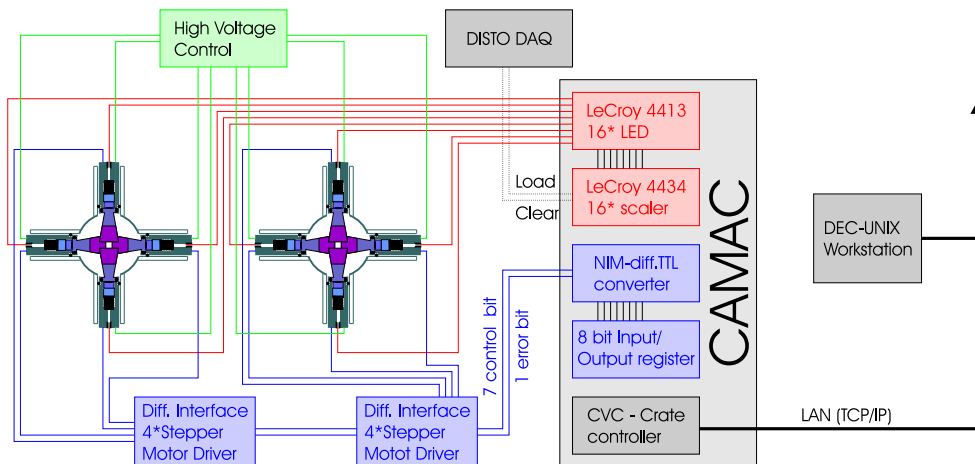


Abb. 2.11: Schematische Darstellung der elektronischen Steuerung und Auslese des Halo - Detektorsystems. Die gewählten Einstellungen wurden über eine TCP/IP - Verbindung dem CVC übertragen. Dieser gab die Information als Bitmuster mittels eines Input/Output - Registers an einen Konverter weiter, welcher die Signale in differentielle TTL - Signale umwandelte. Diese Signale wurden den Steuereinheiten der Halo - Detektoren übermittelt. Die elektrischen Signale der Szintillator - Module wurden mittels eines Diskriminators in digitale Signale verwandelt und einem Zähler zugeführt.

2.4.3 Auslese der Module

Die elektronische Verarbeitung der einzelnen Signale erfolgte mit Standardmodulen für CAMAC - Einschubgehäuse und ist schematisch in Abbildung 2.11 dargestellt. Die durch eine individuelle Hochspannung angeglichenen Signale wurden durch Koaxialkabel einem Diskriminator (Le Croy 4413) zugeführt, welcher mittels einer für alle Kanäle gemeinsamen Schwelle logische Signale erzeugte. Diese wurden von einem Zähler (Le Croy 4434) „Spill-weise“ aufintegriert, wobei die Synchronisation durch zwei von der Strahlextraktion abgeleitete Signale erfolgte. Die inklusiven Zählraten und die zufälligen Koinzidenzen zwischen dem linken und rechten sowie oberen und unteren Modul des „Upstream“- Halo - Detektors wurden der DISTO - Datenaufnahme zugeführt. Die DISTO - Datenaufnahme wird im folgenden Kapitel beschrieben.

genügend Kapazität zur Verbesserung.

2.5 Elektronische Auslese und Datenverarbeitung

Die Auslese der DISTO - Detektoren erfolgte im Falle der Faserdetektoren und der Drahtkammern mit dem PCOS III- System (LeCroy) und für Hodoskop- und Čerenkov - Detektor mittels des FERA - Systems (Le Croy). Für jedes Ereignis fiel eine Datenmenge von etwa 250 Bytes an, welche mit einer Übertragungsrate von 20 MB/s mit Hilfe des ECL - Busses in einen $3 \cdot 1$ MB großen Speicher geschrieben wurden, der somit eine Gesamtkapazität von etwa 10^4 Ereignissen pro Spill besaß. Aufgrund der Forderung nach einer geringen Totzeit (10% – 15%)²⁰ betrug die tatsächliche Datenrate etwa 1/4 der maximal möglichen.

Diese Datenrate wurde bestimmt durch die zugrundegelegte Ereigniselektierung, auch „Trigger“ genannt, welche Ereignisse mit vier geladenen Teilchen, die von physikalischem Interesse sind, gegenüber den übrigen Ereignissen bevorzugt. Diese vier geladenen Teilchen bewirkten, daß in der Regel mindestens sieben Elemente des Plastiksintillations - Hodoskopes ein Signal lieferten, wobei drei Signale in vertikalen Paddels und vier Signale in horizontalen Paddels (oder umgekehrt) registriert wurden.

Zusätzlich wurden die Faserdetektoren in den Trigger integriert: Mindestens je eine u- und v-Fiber des inneren und äußeren Faserdetektors und zwei innere und drei äußere y-Fiber mußten ein Signal geliefert haben.

Implementiert wurde dieser „Vielteilchen - Trigger“ durch sogenannte PLU („Programmable Lookup Units“ der Firma Le Croy). Diese ermöglichten aufgrund ihrer frei wählbaren Konfiguration, daß auch die zur Bestimmung der Strahlpolarisation benötigten elastischen Proton - Proton Ereignisse zu einem gewissen Bruchteil ($\sim 10\%$) mit aufgeschrieben wurden („pp - Trigger“). Eine detaillierte Beschreibung der verwendeten Trigger - Logik findet sich in [Bal98a].

Die mit diesem Trigger akkumulierten Daten wurden in der „Spill-Off“-Phase zusammen mit spillweisen Informationen verschiedener Zähler (z.B. Polarisationszustand des Strahls oder Zählrate der Halo - Detektoren) von der VME - CPU aus dem Zwischenspeicher ausgelesen und über den SCSI - Bus zum DLT - Laufwerk transferiert. Mit einer maximalen Schreibrate von 1.5 MB/s des DLT - Laufwerkes war man in der Lage, die durchschnittliche Datenrate von 0.3 MB/s zu speichern. Das in Abbildung 2.12 schematisch dargestellte DISTO - Datenaufnahmesystem ist in [Bal98c] und detaillierter in [Bal98b] beschrieben.

²⁰Eine geringe Totzeit ist zur Reduzierung des systematischen Fehler für Polarisations - Experimente unabdingbar [Ber97].

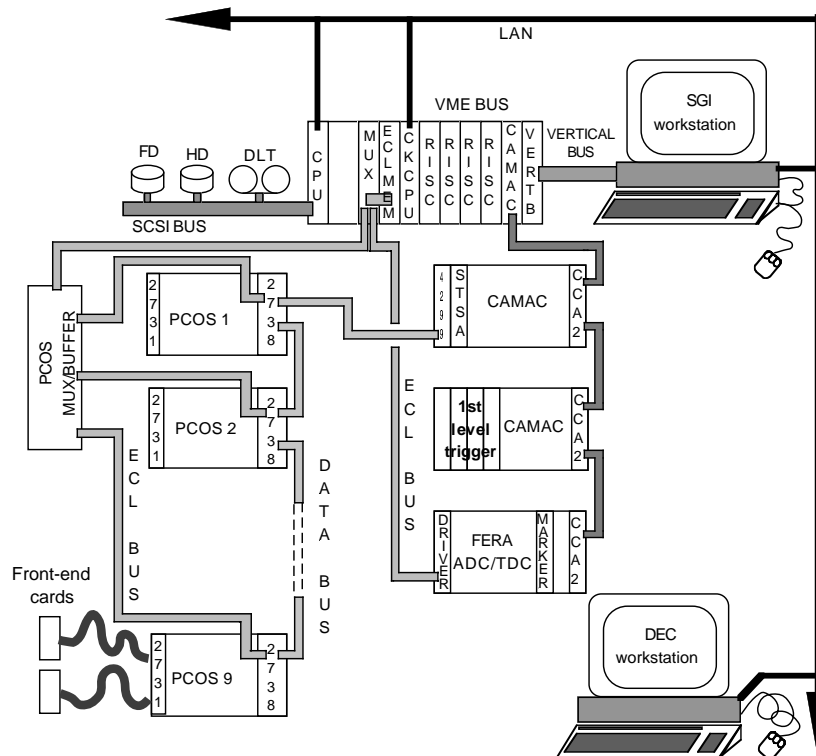


Abb. 2.12: Schematische Darstellung der DISTO - Datenaufnahme [Bal98c]. Mit Hilfe eines ECL - Busses werden die vom PCOS III- und FERA - System ausgelesenen Daten in einen Zwischenspeicher übertragen. Während der „Spill-Off“ - Phase wird dieser Speicher zusammen mit verschiedenen im CAMAC - Zweig implementierten Zählern durch die VME - CPU ausgelesen und mittels eines über den SCSI - Bus angeschlossenen DLT - Bandlaufwerkes gespeichert.

2.6 Durchführung

Nach der Aufbau- und Testphase des DISTO - Spektrometers konnte während einer zweiwöchigen Strahlzeit im November 1996 mit der Datenaufnahme begonnen werden. Diese erstreckte sich bis zum Ende des Beschleunigerbetriebes. an der SATURNE - Beschleunigeranlage im Dezember 1997. Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Daten stammen aus der Strahlzeit im November 1996 und einer vierwöchigen Strahlzeit im Mai des Jahres 1997. Die gesamte Datenmenge, welche in diesen beiden Strahlzeiten bei der Strahlenergie von 2.85 GeV gesammelt wurde, betrug etwa 300 GBytes und beinhaltete Vielteilchen- und elastische Proton - Proton Ereignisse in einem Verhältnis 18:2. Es konnten 850 Millionen Vielteilchen - Ereignisse untersucht werden.

Kapitel 3

Datenanalyse und Simulation

Der Analysefluß von den durch die Datenaufnahme ereignisweise aufgezeichneten Rohdaten zu physikalisch interpretierbaren Resultaten läßt sich in folgende größere Analyseschritte unterteilen, welche Gegenstand dieses Kapitels sind:

- Die **Kalibration des Detektorsystems** (Abschnitt 3.1) beinhaltet einerseits die geometrische Kalibration der einzelnen Detektorkomponenten (Abschnitt 3.1.1), andererseits die Bestimmung detektorspezifischer Parameter wie Verstärkungsfaktoren oder Abschwächungslängen (Abschnitt 3.1.2).
- Mittels des sogenannten Trackings wird unter Kenntnis der durch Drahtkammern und Faserdetektoren bestimmten Orte und des vermessenen Magnetfeldes die **Impulsbestimmung** ($\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$) (Abschnitt 3.2) durchgeführt¹. Die fehlende Information über die Masse (m) des Teilchens erhält man aus der zusätzlichen Bestimmung der Geschwindigkeit des Teilchens ($\beta = v/c$) oder durch Messung des Energieverlustes (dE/dx). Die **Teilchenidentifikation** (Abschnitt 3.3) beruht hierbei auf den Informationen des Analog- und des Zeit - Zweiges (vgl. Abschnitt 2.3.2) der Čerenkov - Detektoren und des Hodoskopes. Dies versetzt einen in die Lage, mit Hilfe der relativistischen Energie - Impuls - Beziehung ($E^2 = m^2 c^4 + \vec{p}^2 c^2$) den Vierer - Impuls ($p = (E/c, \vec{p})$) eines Teilchen vollständig zu bestimmen.
- Anhand der gemessenen Vierer - Impulse eines Ereignisses den exklusiven Produktionskanal des jeweiligen Mesons (wie z.B. $pp \rightarrow pp\eta'$) zu extrahieren, ist Gegenstand der **Ereignisrekonstruktion**. Es ist zu beachten, daß der Nachweis der kurzlebigen η - und η' - Mesonen über deren Zerfallsprodukte erfolgen muß, wobei ein Magnetspektrometer „blind“ für ungeladene Teilchen ist und man somit für neutrale Zerfallsteilchen mangels eines Kalorimeters (wie im Falle des DISTO - Spektrometers) auf eine kinematische Identifikation angewiesen ist.

¹Genau genommen wird das Produkt aus Impuls und Ladung bestimmt. Jedoch treten in unserem Fall nur einfach geladene Teilchen auf.

- Die so gewonnenen Daten für die einzelnen Mesonen lassen sich jedoch nicht gleich als physikalische Ergebnisse interpretieren, sondern bedürfen einer **Akzeptanzkorrektur**, welche der nicht vollständigen Raumüberdeckung und dem spezifischen Ansprechverhalten der Detektoren Rechnung trägt. Um physikalische Resultate zu zu erlangen, bestimmt man unter Benutzung von **Monte - Carlo - Simulationen** (Abschnitt 3.5) die jedem Experiment eigene Akzeptanz. Faltet man die gewonnenen Daten mit der inversen Funktion dieser Detektor - Akzeptanz, erhält man detektorunabhängige physikalische Ergebnisse.

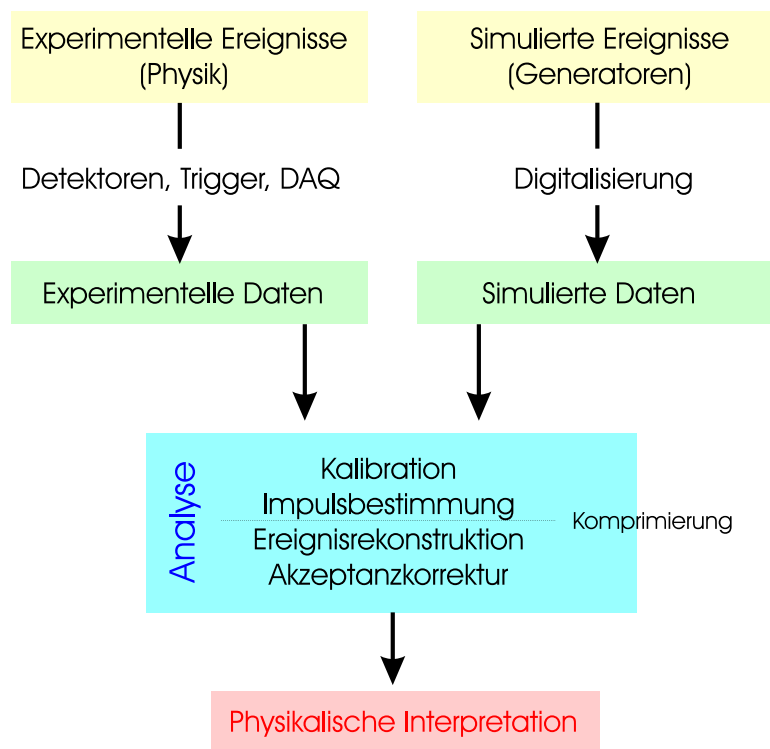


Abb. 3.1: Analysefluß der experimentellen- und simulierten Daten. Die physikalischen Ereignisse erzeugen in den Detektoren Signale, welche von der Datenaufnahme ereignisweise zu den physikalischen Rohdaten zusammengefaßt werden. In der Simulation werden die mittels Generatoren erzeugten Ereignisse digitalisiert um eine identische Datenstruktur zu erzeugen. Danach durchlaufen sowohl die gemessenen als auch die simulierten Daten die identische Analyse.

- Neben der Akzeptanzkorrektur kommt der Monte - Carlo - Simulation sowohl bei der Interpretation der Ergebnisse (Abschnitt 4) als auch bei der Ereignisrekonstruktion (Abschnitt 3.4) weitere Bedeutung zu. Mit Hilfe ei-

nes „**Generators**“ (Abschnitt 3.5.1) werden im Rahmen der Monte - Carlo - Simulation Ereignisse erzeugt, die eine den gemessenen Daten äquivalente Datenstruktur besitzen. Mittels der Digitalisierung werden hierbei die Detektoreigenschaften simuliert. Diese Simulations - Daten durchlaufen dann wie in Abbildung 3.1 skizziert eine identische Analyse wie die gemessenen Daten. Für die Simulationen wurde die Programmbibliothek „TOPICS“ [Bre95] verwendet.

Diese einzelnen Punkte der Datenanalyse und Simulation sind in Abbildung 3.1 in ihrer logischen Reihenfolge skizziert. Sie dürfen jedoch nicht als unabhängig voneinander betrachtet werden, sondern bedingen einander. So bedarf z.B. die Kalibration des Čerenkov - Detektors der Kenntnis der mit Hilfe des Trackings gewonnenen Teilchenimpulses (vgl. Abschnitt 3.1.2). Die Beschreibung der einzelnen Analyseschritte erfolgt in diesem Kapitel.

3.1 Kalibration des Detektorsystems

Die Kalibration des Detektorsystems umfaßt einerseits die räumliche Kalibration der zur Ortsmessung herangezogenen Vieldrahtproportionalkammern und Faserdetektoren, andererseits die Bestimmung von detektorspezifischen Parametern (z.B. Verstärkungsfaktor oder Absorptionslänge) der zur Teilchenidentifizierung benutzen Hodoskop- und Čerenkov- Detektoren. Hierbei bietet das DISTO - Spektrometer mehrere Optionen zur Teilchenidentifikation : Flugzeit (TOF), Energieverlust (dE/dx) und Čerenkoeffekt. Für die nachfolgende Ereignisrekonstruktion wurde jedoch nur die Teilchenidentifizierung mittels Čerenkov- Detektoren herangezogen, so daß nur die Kalibration dieses Detektors exemplarisch dargestellt wird.

3.1.1 Geometrische Kalibration

Neben der optischen Vermessung der räumlichen Lage der einzelnen Detektor-
komponenten und deren inneren Aufbaus anhand der technischen Zeichnungen ermöglichen Meßdaten selber eine wesentlich genauere geometrische Kalibration. Benutzt wurde hierbei ein Datensatz aus elastisch gestreuten Protonen, welche aufgrund der gegebenen relativen Winkelbeziehung der beiden Protonen und der Impulsabhängigkeit des Polarwinkels genügend Redundanz aufweisen, um die Geometrieparameter zu bestimmen. Hierzu müssen geometrisch unabhängige Parameter gewählt und diese zusammen mit den kinematischen Parametern eines jeden Ereignisses durch Minimierungsmethoden bestimmt werden. Für die genaue Beschreibung des Algorithmus zur Ortskalibration sei auf [Bre97] verwiesen.

3.1.2 Čerenkov - Kalibration

Die Kalibration der analogen Signale der einzelnen Čerenkov - Module korrigiert folgende Effekte:

- Die gemessene Signalhöhe ist aufgrund unterschiedlicher Verstärkungsfaktoren der verschiedenen Photomultiplier (PM) unterschiedlich. Dieser Effekt kann durch die Kenntnis des jeweiligen Verstärkungsfaktor korrigiert werden.
- Identische Teilchen gleicher Geschwindigkeit erzeugen aufgrund verschiedener Durchstoßpunkte und der daraus resultierenden verschiedenen Weglängen des Čerenkovlichts zum PM verschieden hohe Signale. Durch die Kenntnis der Absorptionslänge kann dieser Effekt korrigiert werden.
- Weiterhin ist die Pfadlänge der geladenen Teilchen in einem Modul geometrischen Variationen unterworfen. Durchstoßen Teilchen ein Modul am Rande, so ist die Pfadlänge und somit die Anzahl der Čerenkovphotonen (vgl. Gleichung 3.7) geringer als würde das Teilchen das Modul in der Mitte treffen. Dieser Effekt ist jedoch nicht von den Detektorparametern abhängig und kann aufgrund der bestimmten Pfadlänge ($x_{Teilchen}$) in dem jeweiligen Detektormodul korrigiert werden. Das Čerenkovlicht wird durch den Faktor $x_{Norm}/x_{Teilchen}$ auf die Lichtmenge korrigiert, die das Teilchen bei durchlaufen der Strecke $x_{Norm} = 9.5 \text{ cm}$ erzeugt hätte.

Intrinsische Kalibration eines Čerenkovmoduls

Bei der Kalibration ist die Tatsache, daß jedes Čerenkovmodul an beiden Seiten ausgelesen wird, sehr nützlich: Sei $y_{\check{C}er}$ die Position des Durchstoßpunktes im Eigensystem des Čerenkovmoduls ($y = 0.0 \text{ cm}$ für die geometrische Mitte des Moduls und die positive Richtung zeige nach oben) so zeigt man leicht (mit Hilfe des Lambert - Beer - Gesetzes), daß sich diese Position unter Kenntnis der Absorptionslänge λ anhand der beidseitigen Pulshöhen (I_{unten}, I_{oben}) berechnen läßt:

$$y_{\check{C}er} = \frac{\lambda}{2} \cdot \ln\left(\frac{f \cdot I_{oben}}{I_{unten}}\right) \quad (3.1)$$

wobei f der relative Verstärkungsfaktor zwischen diesen beiden Kanälen ist. Diese durch Pulshöhen bestimmte Position ist mit der aus dem Tracking bestimmten Position zu vergleichen, wie es in Abbildung 3.2, linke Seite dargestellt ist.

Als Datenmenge wurden hierbei Ereignisse mit nur zwei geladenen Teilchen im Endkanal herangezogen, wobei ein Teilchen im linken Detektorarm und das zweite Teilchen im rechten Detektorarm registriert wurde. Eine Verschmierung der

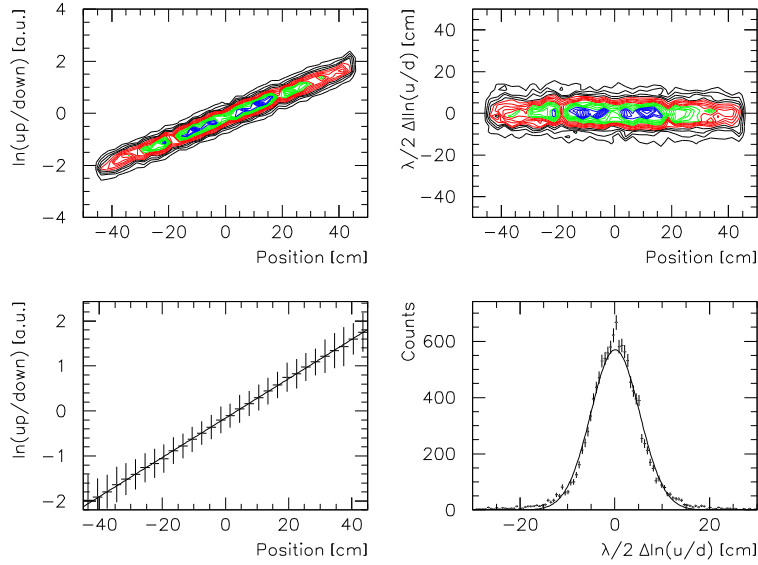


Abb. 3.2: Intrinsische Kalibration eines Čerenkovmoduls. Das logarithmierte Verhältnis von oberem und unterem Signal ist gegen die mit Hilfe des Trackings bestimmte Position dargestellt (links oben: Höhenlinien - Darstellung; links unten: Profil - Histogramm inklusive der linearen Anpassung). Oben rechts ist die Abweichung der beiden Positionsbestimmungen in Abhängigkeit von der Position des Trackings gezeigt. Die untere rechte Darstellung gibt die Breite dieser Verteilung ($\sigma = 5.6 \text{ cm}$) wieder.

Signale durch einen sogenannten „pile up“² ist somit nicht möglich. Solche „Zwei - Teilchen - Daten“ wurden periodisch über die gesamte Strahlzeit hinweg aufgezeichnet.

Durch die in Gleichung 3.2 dargestellte lineare Anpassung an das Profil - Histogramm³ (Abbildung 3.2 unten links) erhält man die beiden Anpassungsparameter C_{ph} und $m_{ph}[cm^{-1}]$ für das jeweilige Modul.

$$\ln\left(\frac{I_{oben}}{I_{unten}}\right) = m_{ph} \cdot y_{\check{C}er} + C_{ph} \quad (3.2)$$

Hieraus lassen sich die Absorptionslänge und der relative Verstärkungsfaktor zwischen oberem und unterem Kanal berechnen:

²Unter pile up versteht man allgemein, daß ein einzelnes registriertes Ereignis aus zwei (oder noch unwahrscheinlicher aus mehr als zwei) physikalischen Ereignissen besteht. Im Zusammenhang mit der Detektoreichung versteht man darunter, daß zwei Teilchen eines physikalischen Ereignisses innerhalb des Zeitfensters durch ein und dasselbe Modul fliegen.

³Hierzu wird das 2-dim. Histogramm bzgl. der X-Achse in einzelne Bereiche unterteilt. Für jeden dieser Bereiche werden Mittelwert und Breite bestimmt und dem jeweiligen X-Bereich zugeordnet. Auf diesem Wege wurde die 2-dim. Häufigkeitsinformation in ein 1-dim. Histogramm (Profil - Histogramm) überführt, welches angepaßt (gefittet) werden kann.

$$\lambda = \frac{2}{m_{ph}} \quad (3.3)$$

$$f = e^{-C_{ph}} \quad (3.4)$$

Unter Kenntnis des Durchstoßpunktes $y_{\check{C}er}$, der Pfadlänge $x_{Teilchen}$, der Absorptionslänge λ und des relativen Verstärkungsfaktors f läßt sich nun die Lichtmenge L_{Modul} bestimmen, die das Teilchen erzeugt hätte, wenn es das Detektormodul in der Mitte ($y = 0.0 \text{ cm}$) mit einer Pfadlänge von x_{Norm} durchlaufen hätte:

$$L_{Modul} = (f \cdot I_{oben} + I_{unten}) \cdot \frac{x_{Norm}}{x_{Teilchen}} \cdot \left(e^{\frac{-y}{\lambda}} + e^{\frac{y}{\lambda}} \right)^{-1} \quad (3.5)$$

Absolute Kalibration eines Čerenkovmoduls

Der Wert L_{Modul} ist jedoch für die einzelnen Detektormodul verschieden. Für die Angleichung der einzelnen Module zueinander wurde ein iteratives Verfahren gewählt, welches auf der Korrelation zwischen dem Čerenkovlichts $L_{\check{C}er}$ und dem Teilchenimpuls p basiert. Dieser Zusammenhang wird zuerst kurz skizziert, bevor das iterative Verfahren beschrieben wird.

Der aufgrund des Čerenkoveffektes [Cer34] hervorgerufene differentielle Energieverlust (dE/dx) eines geladenen Ions (Z_{eff} sei dessen effektive Ladung) läßt sich nach der Theorie von Frank und Tamm [Jel58] für ein ideales, absorptionsfreies Medium berechnen durch:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Z_{eff}^2 \cdot e^2}{c^2} \cdot \int_{\beta \cdot n(\omega) \geq 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2(\omega)} \right) \cdot \omega \cdot d\omega \quad (3.6)$$

ω ist die Frequenz der emittierten Strahlung und $n(\omega)$ der optische Brechungsindex des Mediums. Die Integrationsgrenze von Gleichung 3.6 impliziert eine Grenzgeschwindigkeit ($\beta_{thr} = 1/n(\omega)$), bei der die Čerenkovstrahlung einsetzt. Die Anzahl N der pro Energie- ($dE_\gamma = \hbar \cdot d\omega$) und Längenintervall (dx) emittierten Photonen, wobei nur einfach geladene Teilchen ($Z_{eff} \equiv 1$) betrachtet werden ($\alpha = 1/137$, Feinstrukturkonstante) ergibt sich zu:

$$\frac{d^2 N}{dE_\gamma \cdot dx} = \frac{\alpha}{\hbar \cdot c} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2(\omega)} \right) \quad (3.7)$$

Bei einem gegebenen Detektor ist die Anzahl der Čerenkovphotonen⁴ und somit das totale Čerenkovlicht $L_{\check{C}er}$ eines geladenen Teilchens nur abhängig von der Teilchengeschwindigkeit β :

$$L_{\check{C}er} \propto \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2} \right) \quad (3.8)$$

⁴Gleichung 3.7 läßt sich für ein einfach geladenes Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit ($\beta = 1$) in einem Radiator aus Wasser zu etwa $N = 200 \text{ Photonen/cm}$ berechnen.

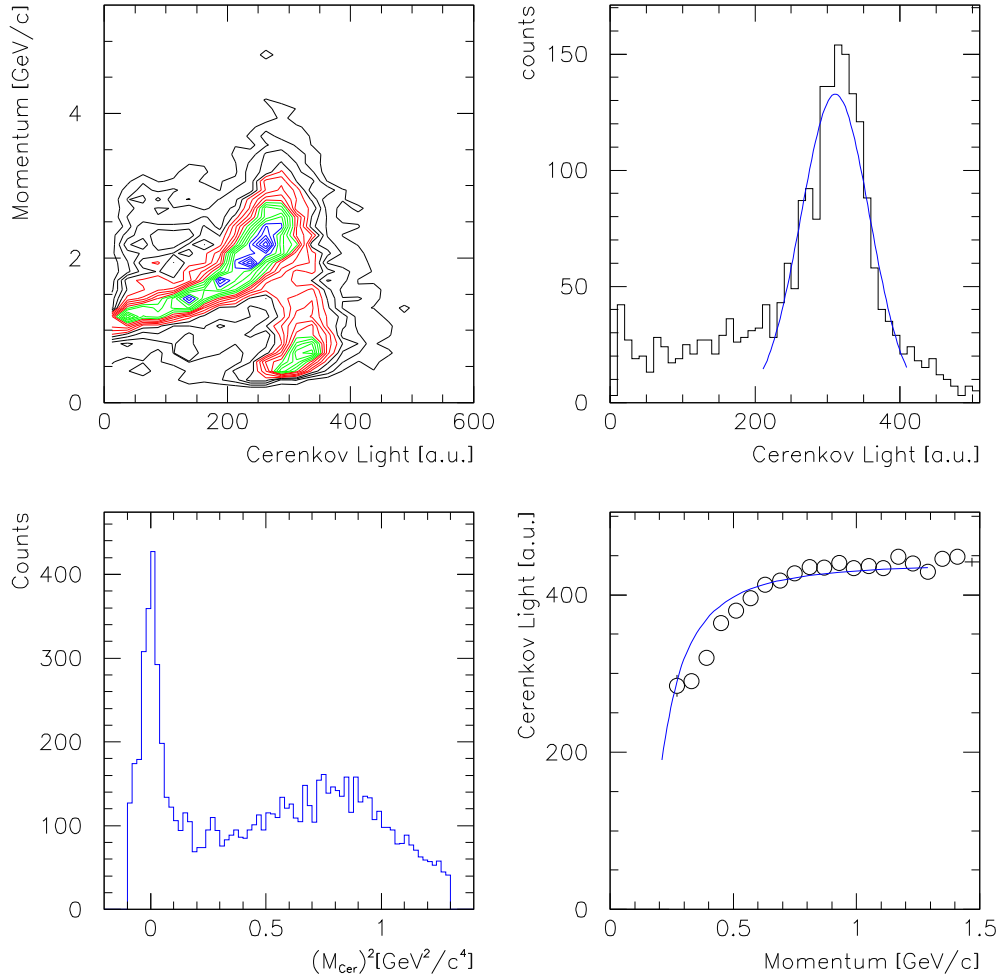


Abb. 3.3: Absolute Kalibration eines Čerenkovmoduls. Links oben ist die Korrelation zwischen dem Čerenkovlicht und dem Teilchenimpuls gezeigt. Für Protonen und Pionen ist jeweils eine Struktur zu erkennen. Oben rechts ist die Čerenkovlicht - Verteilung inklusive einer Gaußanpassung für Teilchen gezeigt, welche einen Impuls $p < 1\text{ GeV}/c$ aufweisen. Unten links ist die Massenverteilung (m_{cer}^2) der Teilchen dargestellt. Für Teilchen, welche die Bedingung $|m_{\text{cer}} - m_{\pi}| < 0.1\text{ GeV}/c^2$ erfüllen, ist die Korrelation zwischen Čerenkovlicht und Impuls unten rechts dargestellt. Die durchgezogene Linie entspricht einer Anpassung gemäß Gleichung 3.12.

Dividiert durch das Čerenkovlicht eines asymptotischen Teilchens ($L_{\text{Čer}}^{\beta=1}$) erhält man unter Verwendung von $n = n_{(\text{H}_2\text{O})} = 1.33$ und $\beta^2 = p^2/E^2 = p^2/(m^2 + p^2)$, ($c = 1$):

$$\frac{L_{\text{Čer}}}{L_{\text{Čer}}^{\beta=1}} = \frac{n^2 - 1/\beta^2}{n^2 - 1} = 1 - \left(\frac{1}{n^2 - 1}\right) \cdot \left(\frac{m}{p}\right)^2 = 1 - 1.3 \cdot \left(\frac{m}{p}\right)^2 \quad (3.9)$$

Sind der Teilchenimpuls und das erzeugte Čerenkovlicht bekannt, so läßt sich das Massenquadrat des Teilchens ($m_{\check{C}er}^2$) berechnen:

$$m_{\check{C}er}^2 = \frac{p^2}{1.3} \cdot \left(1 - \frac{L_{\check{C}er}}{L_{\check{C}er}^{\beta=1}} \right) \quad (3.10)$$

Das anhand Abbildung 3.3 beschriebene iterative Verfahren verwendet die Gleichungen 3.9 und 3.10, wobei im folgenden i den i -ten Iterationsschritt kennzeichnet. Ziel dieses Verfahren ist es, für jedes Detektormodul einen Korrekturfaktor \tilde{f} zu bestimmen, so daß $L_{\check{C}er} = \tilde{f} \cdot L_{Modul}$ für alle Module gleich ist.

- **Bestimmung des Startwertes (\tilde{f}^{Start}).** Im oberen linken Bild von Abbildung 3.3 ist für ein einzelnes Modul der Teilchenimpuls gegen das korrigierte Čerenkovlichts L_{Modul} dargestellt (vgl. Gleichung 3.5). Das rechte obere Bild zeigt die Projektion für Teilchen mit einem Impuls $p < 1 \text{ GeV}/c$, wodurch aufgrund der Čerenkovschwelle der Protonen bei $p_{thr} = 1.05 \text{ GeV}/c$ eine Selektion von Pionen erreicht wurde. Die auch vorhandenen Kaonen werden aufgrund ihrer geringen Produktionswahrscheinlichkeit vernachlässigt. Man erkennt eine Erhöhung bei etwa 300 Čerenkovlicht - Einheiten, die mit einer Gaußverteilung angepaßt wurde. Aufgrund der Tatsache, daß Pionen schon ab einem Impuls von $0.29 \text{ GeV}/c$ etwa 90% der Lichtgeschwindigkeit besitzen wird der Mittelwert der Gaußverteilung als Lichtmenge eines asymptotischen Teilchens $L_{\check{C}er}^{\beta=1,Start}$ verwendet⁵. Die relative Kalibration der Module soll nun bewirken, daß ein asymptotisches Teilchen, welches den Detektor durchdringt, eine Signalhöhe von $L_{\check{C}er}^{\beta=1} = 400$ Einheiten aufweist⁶. Hieraus läßt sich der Startwert berechnen: $\tilde{f}^{Start} = L_{\check{C}er}^{\beta=1} / L_{\check{C}er}^{\beta=1,Start}$

- **Bestimmung der Teilchenmasse ($m_{\check{c}er}^i$).** Mit Hilfe von \tilde{f}^{Start} wird das Čerenkovlicht korrigiert $L_{\check{C}er}^i = \tilde{f}^{Start} \cdot L_{Modul}$. Gleichung 3.10 folgend kann unter Kenntnis des Teilchenimpulses das Massenquadrat berechnet werden:

$$(m_{\check{c}er}^i)^2 = \frac{p^2}{1.3} \cdot \left(1 - \frac{L_{\check{C}er}^i}{400} \right) \quad (3.11)$$

Diese Masse ist im linken unteren Bild der Abbildung 3.3 gezeigt. Die Erhöhung nahe null entspricht den Pionen ($m_{\pi}^2 \simeq 0.02 \text{ GeV}^2/c^4$).

⁵Der typische Pionenimpuls liegt bei etwa $500 \text{ MeV}/c$, was einer Geschwindigkeit von $\beta = 0.96$ entspricht.

⁶Diese Zahl wurde aufgrund der Anzahl der Čerenkov - Photonen ($N_{\gamma} \sim 6$) und deren Auflösung gewählt.

- **Bestimmung des Korrekturfaktors \tilde{f}^i .** Durch die Bedingung $|m_{\check{c}er}^i - m_\pi| < 0.1 \text{ GeV}/c^2$ werden die Pionen identifiziert und für diese Pionen die Korrelation des Čerenkovlichts ($L_{\check{C}er}^i$) gegen Teilchenimpuls als Profil - Histogramm dargestellt (Abbildung 3.3 unten rechts). Diese Verteilung wird durch die Funktion

$$L_{\check{C}er}^i = \tilde{f}^i \cdot L_{\check{C}er}^{\beta=1} \left(1 - 1.3 \cdot \left(\frac{m_\pi}{p} \right)^2 \right) \quad (3.12)$$

angepaßt (vgl. Gleichung 3.9), wobei \tilde{f}^i der durch die Anpassung zu bestimmende Parameter ist.

- **Iterative Schritte.** Mit diesem Faktor \tilde{f}^i wird nun $L_{\check{C}er}^i$ korrigiert und wir erhalten $L_{\check{C}er}^{i+1} = \tilde{f}^i \cdot L_{\check{C}er}^i$. Mit Gleichung 3.11 berechnet man nun $(m_{\check{c}er}^{i+1})^2$. Nach der Pionenbedingung $|m_{\check{c}er}^{i+1} - m_\pi| < 0.1 \text{ GeV}/c^2$ wird mittels Gleichung 3.12 der Faktor \tilde{f}^{i+1} bestimmt. Insgesamt wurden zwei Iteration durchgeführt. Somit ergibt sich der Korrekturfaktor $\tilde{f} = f^{Start} \cdot f^1 \cdot f^2$

Aus dem relativen Anpassungsfaktor zwischen oberem und unterem Kanal f eines Moduls und dem Verstärkungsfaktor \tilde{f} für das komplette Modul läßt sich für jeden Fera - Kanal ein individueller Verstärkungsfaktor bestimmen. Die Fera - Kanäle, die einem oberen Photomultiplier zugeordnet sind werden mit $f \cdot \tilde{f}$ und die Fera - Kanäle, die einem unteren Photomultiplier zugeordnet sind mit f multipliziert.

Betrachtung der Kalibrations - Parameter

Wegen der möglichen Verschiebung der Detektorparameter aufgrund von elektronischen Drifts wurde der beschriebene Kalibrations - Algorithmus auf mehrere periodisch aufgezeichnete Zwei - Teilchen - Datensätze angewendet. Die beiden Kalibrationsparameter, Absorptionslänge und Verstärkungsfaktor für die einzelnen Module bzw. Kanäle sind für fünf verschiedene Zeitpunkte in Abbildung 3.4 dargestellt. Die bestimmte Absorptionslänge ist in Übereinstimmung mit dem Literaturwert von 40 cm und für alle Module über den betrachteten Zeitraum hinweg weitestgehend konstant. Die starken Schwankungen von Modulnummer 23 sind auf die geringe Statistik zurückzuführen. Dieses Modul unterlag wie auch der äußere rechte Detektor (Fera Kanäle 39 und 47) nur einer sehr geringen geometrischen Abdeckung durch die Drahtkammern. Die beiden Module haben für die weitere Analyse keine Bedeutung.

Die Schwankungen des Fera Kanals 23 sind von einer driftenden Art, während Kanal Nummer 15 sprunghaften Charakter zeigt. Diese Effekt deckt sich mit den Beobachtungen während der Datennahme und ist im Logbuch vermerkt. Der genaue Zeitpunkt dieser Verstärkungssprünge kann jedoch nur innerhalb der

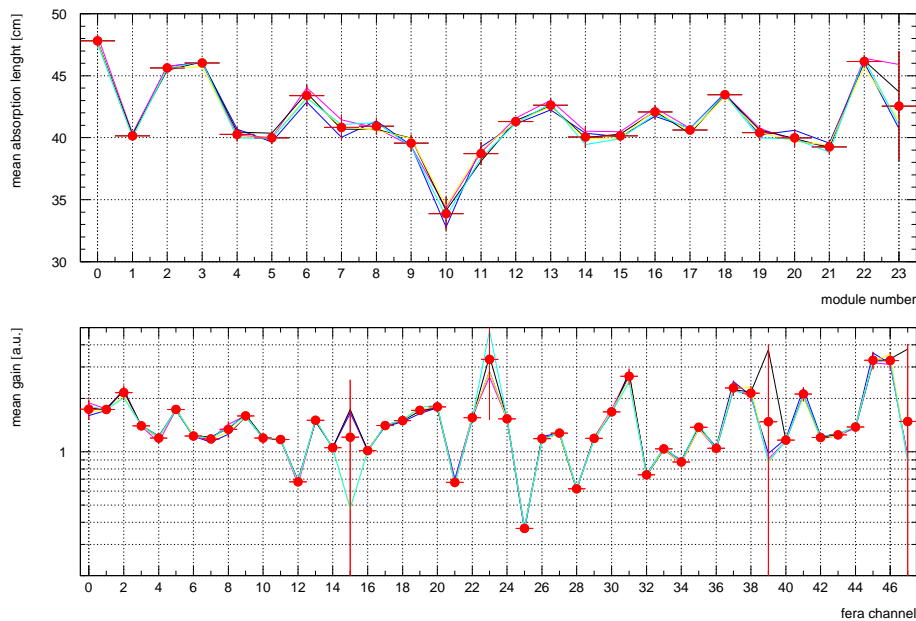


Abb. 3.4: Kalibrations - Parameter der Čerenkov - Module. *Im oberen Bild ist die Absorptionslänge für die verschiedenen Čerenkov - Module und im unteren Bild der Verstärkungsfaktor als Funktion der Fera - Kanalnummer gezeigt. Die verschiedenen Kurven spiegeln verschiedene über die Strahlzeit verteilte Zeitpunkte wieder. Die Punkte repräsentieren den jeweiligen Mittelwert und die Fehlerbalken die Standardabweichung. Mit wenigen Ausnahmen, welche im Text näher diskutiert werden, ist eine geringe Abweichung der einzelnen Kurven beider Parameter gegeben, was eine geringe zeitliche Fluktuation signalisiert.*

betrachteten Zwei - Teilchen - Datensätze korrigiert werden. Eine genauere Kompensation dieses Effektes bedarf einer zeitlich feineren Kalibrierung.

3.2 Impulsbestimmung

Die Impulsbestimmung mittels eines Magnetspektrometers beruht darauf, die Spur eines Teilchens in einem gegebenen Magnetfeld mittels bekannter Bewegungsgleichungen („Lorentzgleichung“) konsistent zu beschreiben, wobei der Impulsvektor des Teilchens und der Wechselwirkungspunkt als unbekannte Start - Parameter angepaßt werden müssen. Das Lösen dieses Problems (Bestimmung der Startparameter anhand der gemessenen Orte) bezeichnet man als Tracking. Eine genaue Beschreibung des Trackings, d.h. sowohl der Methodik als auch des verwendeten Algorithmus findet sich in [Bre97] und [Frö98]. Im Rahmen dieser

Arbeit erfolgt somit nur eine Beschreibung, soweit es für das weitere Verständnis erforderlich ist.

Der Bestimmung der Startparameter mittels Minimierungs - Algorithmen (dem sogenannten Spurfitt) geht die Spursuche voraus. Hier wird bestimmt, welche Positionsinformation (Draht- bzw. Fasernummer) welcher Teilchenspur zuzuordnen ist. Als Qualitätsmerkmal einer Spurbestimmung dient hierbei der χ^2 -Wert, welcher die Übereinstimmung zwischen der gemessenen Koordinaten und den aus den Startparametern folgenden hypothetischen Koordinaten quantitativ widerspiegelt. Je geringer dieser χ^2 -Wert ist, desto wahrscheinlicher gehören die gemessenen Koordinaten zu ein und demselben Teilchen.

Die Bestimmung des Wechselwirkungspunktes (Vertex) ist jedoch für eine separat betrachtete Spur nicht möglich. Hierzu wurde eine simultane Anpassung zweier Teilchenspuren unter der Annahme eines gemeinsamen Wechselwirkungspunktes durchgeführt. Dieser Fit bedarf der Information der Faserdetektoren, welche jedoch aufgrund von Effizienz- und Übersprechproblemem nicht für alle Spuren der vier geladenen Teilchen vorhanden war.

Es wurden somit nur Ereignisse analysiert, welche mindestens zwei Spuren mit Faserinformationen aufweisen konnten, anhand derer ein gemeinsamer Vertex bestimmt werden konnte. Sollten mehr als zwei Teilchenspuren Faserinformationen beinhaltet haben, wurde für jede Kombination eine simultane Anpassung durchgeführt, wodurch der beste Vertex (kleinster χ^2 - Wert) bestimmt werden konnte. Der bestimmte Vertex wurde dann für eine weitere Anpassung aller vier Spuren als zusätzliche Positionsinformation verwandt, wobei in dieser Anpassung auf die Information der Faserdetektoren verzichtet wurde.

Es sei schon an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß räumliche und zeitliche Ineffizienzen nicht berücksichtigt wurden. Dies ist begründet in der Tatsache, daß ein Verhältnis zweier Produktionswahrscheinlichkeiten bestimmt wird. Da die einzelnen Produktionswahrscheinlichkeiten in gleichem Maße davon beeinflußt werden, sollte das betrachtete Verhältnis davon nicht beeinträchtigt sein.

3.3 Teilchenidentifizierung

Nach der in Abschnitt 3.2 skizzierten Impulsrekonstruktion bleibt der Teilchentyp unbestimmt. Für den Vierer - Impuls des Teilchens ($p = (E/c, \vec{p})$) bedeutet dies, daß die Impulskomponenten \vec{p} bestimmt sind, jedoch nicht die totale Energie E des Teilchens. Mit Hilfe einer zusätzlichen Observablen, der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ ($v =$ Teilchengeschwindigkeit, $c =$ Lichtgeschwindigkeit), läßt sich die Teilchenmasse und somit der Teilchentyp erfassen. Hierdurch kann eine Separation der bei der betrachteten Energie im Endkanal möglichen geladenen Teilchen ($d, p, K^+, \pi^+, K^-, \pi^-$) durchgeführt werden.

Das DISTO - Spektrometer besitzt mit dem Hodoskop und dem Čerenkov - Detek-

tor zwei Komponenten, deren Informationen zu diesem Zwecke eingesetzt werden können. Einerseits ist es möglich, mit der Zeitinformation des Hodoskops Flugzeitunterschiede⁷ zwischen zwei Teilchen zu detektieren, oder mittels Energieverlust (dE/dx) der geladenen Teilchen im Szintillatormaterial eine Teilchenselektierung durchzuführen. Dies beruht auf dem Energieverlust aufgrund der Ionisation des Detektormaterials, welcher durch die Bethe - Bloch Formel beschrieben wird [Leo87, Kle87].

Im Rahmen dieser Arbeit wird jedoch nur eine Teilchenidentifikation basierend auf dem Čerenkoeffekt durchgeführt. Dieser ist bei Teilchenimpulsen ab $0.5 \text{ GeV}/c$ effizienter als Flugzeit- oder Energieverlustmessungen [Kle87]. Es wäre theoretisch möglich, die Teilchenidentifikation bei kleineren Impulsen mittels der beiden anderen Optionen durchzuführen. Dies würde zwar zu mehr Statistik, aber auch zu größeren systematischen Unsicherheiten führen. Da jedoch der Meßfehler vor allem durch die systematischen Unsicherheiten und nicht durch den statistischen Fehler bestimmt wird (vgl. Abschnitt 4.1), würde dies zu einer Verschlechterung des Ergebnisses führen.

Die Teilchenidentifizierung wird nun anhand der 2-dimensionalen Korrelation des Teilchenimpulses gegen die Intensität des Čerenkovlichts durchgeführt.

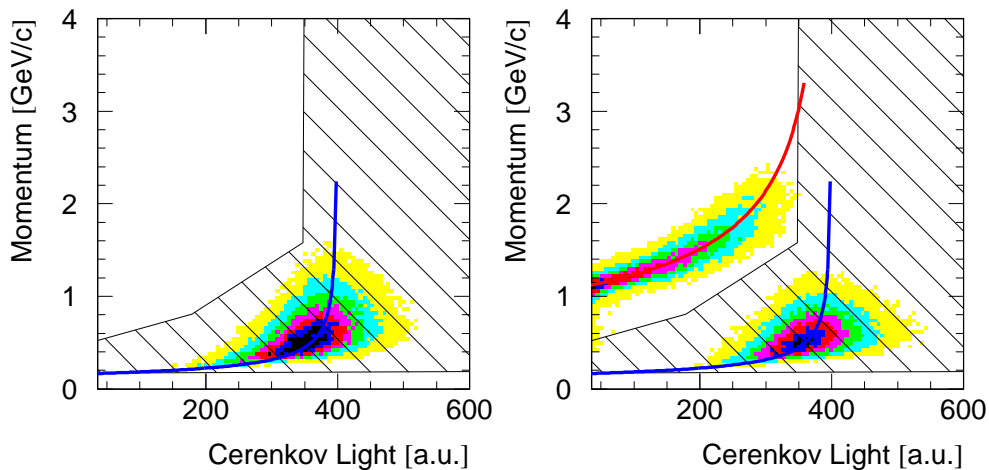


Abb. 3.5: Darstellung der Pionenidentifikation. Dargestellt ist für negative (links) und positive (rechts) Teilchen die Korrelation zwischen dem Teilchenimpuls und der Intensität des Čerenkovlichts. Der schraffierte Bereich repräsentiert die benutzten Teilchenbedingungen. Die Kurven folgen Gleichung 3.13.

⁷Bei dem DISTO - Spektrometer wurde kein Startdetektor verwendet, sondern das Startsignal des Zeitzweiges direkt vom Trigger abgeleitet. Somit entspricht der TFC - Wert keiner absoluten Flugzeit der Teilchen.

In Abbildung 3.5 sind die inklusiven Korrelationen zwischen dem Teilchenimpuls und der Intensität des Čerenkovlichts ($L_{\check{C}er}$) für die negativen (links) und positiven (rechts) geladenen Teilchen dargestellt. Die angewendeten Čerenkov - Bedingungen sind durch schraffierte Bereiche symbolisiert und den einzelnen Spektren überlagert. Gleichung 3.12 folgend läßt sich die Korrelation für Pionen und Protonen berechnen, wobei der Teilchenimpuls oberhalb der Čerenkovschwelle liegen muß ($|\vec{p}_p| > p_{thr}^p = 1.07 \text{ GeV}/c$ und $|\vec{p}_\pi| > p_{thr}^\pi = 160 \text{ MeV}/c$) :

$$L_{\check{C}er}^{p,\pi} = 400 \cdot \left(1 - 1.3 \cdot \left(\frac{m_0^{p,\pi}}{|\vec{p}_{p,\pi}|} \right)^2 \right) \quad (3.13)$$

Die dieser Gleichung folgenden Funktionen sind als durchgezogene Linien in Abbildung 3.5 dargestellt.

Mit Hilfe der Intensität des Čerenkovlichts ($L_{\check{C}er}$), des Teilchenimpulses ($|\vec{p}|$) und Gleichung 3.13 läßt sich die Masse des geladenen Teilchens berechnen. Diese Masse ist in Abbildung 3.6 als Funktion des Teilchenimpulses dargestellt. Die schraffierte Fläche ($m_{\check{C}er} > 0.65 \text{ GeV}/c^2$) kennzeichnet den Bereich, der zur Protonenidentifikation herangezogen wurde.

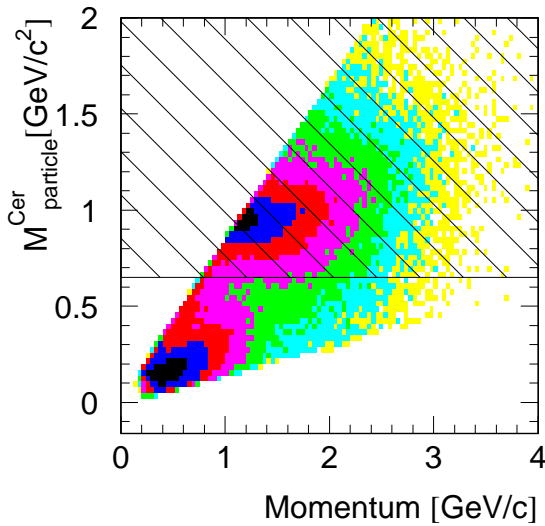


Abb. 3.6: Darstellung der Protonenidentifikation. Die mit Hilfe der Čerenkovinformation und des Teilchenimpuls bestimmte Teilchenmasse ist gegen den Teilchenimpuls dargestellt, wobei eine logarithmische z-Achse gewählt wurde. Der schraffierte Bereich stellt die Bedingung $m_{\check{C}er} > 0.65 \text{ GeV}/c^2$ dar, welche zur Protonenidentifizierung benutzt wurde.

Jedoch erzeugen viele Protonen aufgrund der hohen Čerenkovschwelle ($p_{thr}^p = 1.07 \text{ GeV}/c$) kein Čerenkovlicht, wodurch eine Berechnung von $m_{\check{C}er}$ nicht möglich ist. Weil Pionen schon ab einem Impuls von etwa $160 \text{ MeV}/c$ Čerenkovlicht produzieren, werden Teilchen, welche kein Čerenkovlicht erzeugen als Protonen identifiziert, wobei der Beitrag durch K^+ - Mesonen aufgrund der geringen Produktionswahrscheinlichkeit vernachlässigt wird.

3.4 Ereignisrekonstruktion

Der Nachweis von η - und η' - Meson erfolgt über die jeweiligen Zerfallsprodukte (vgl. Tabelle 3.1). Aufgrund der Tatsache, daß ein Magnetspektrometer nur auf geladene Teilchen sensitiv ist, sind wir auf die geladenen Zerfallsmoden angewiesen, wobei die Akzeptanz des Spektrometers mit der Teilchenmultiplizität des Endkanals abnimmt. Wir beschränken uns somit auf Ereignisse, welche vier geladene Teilchen, drei positive und ein negatives Teilchen im Endkanal aufweisen⁸.

Meson	$\sqrt{S} - \sqrt{S}_{thr}$ [GeV]	Lebensdauer s	Zerfallskanal	%
η	0.554	$5.5 \cdot 10^{-19}$	$\gamma\gamma$	39.2
			$\pi^0\pi^0\pi^0$	32.2
			$\pi^+\pi^-\pi^0$	23.1
			$\pi^+\pi^-\gamma$	4.8
η'	0.145	$3.1 \cdot 10^{-21}$	$\pi^+\pi^-\eta$	43.8
			$\rho\gamma$	30.2
			$\pi^0\pi^0\eta$	20.7

Tabelle 3.1: Hauptzerfallskanäle der η - und η' - Mesonen. Die Lebensdauer der η - und η' - Mesonen ist zusammen mit der verfügbaren Energie oberhalb der Schwellenenergie ($\sqrt{S} - \sqrt{S}_{thr}$) und den dominanten Zerfällen tabellarisch aufgelistet.

Zum weiteren Verständnis der eigentlichen Ereignisrekonstruktion sei die kinematische Identifikation von neutralen Teilchen mittels invarianter Masse (M_{inv})⁹ und fehlender Masse (M_{miss}) anhand von Beispielen erläutert.

Betrachten wir die Produktion des ρ - Mesons und dessen anschließenden Zerfall in zwei Pionen: $pp \rightarrow pp\rho \rightarrow pp\pi^+\pi^-$. Werden die beiden Zerfalls - Pionen im Spektrometer nachgewiesen, so können wir die Masse (M_ρ) anhand der beiden Zerfallsteilchen wie folgt mittels invarianter Massenbildung rekonstruieren:

$$(M_\rho)^2 \equiv (M_{inv}^{\pi^+\pi^-})^2 = (p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2 = (E_{\pi^+} + E_{\pi^-})^2 - (\vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-})^2 \quad (3.14)$$

Hierbei sind p_{π^+} , p_{π^-} , \vec{p}_{π^+} , \vec{p}_{π^-} die Vierer- bzw. Dreier - Impulse der Pionen. Sind die beiden Protonen im Spektrometer nachgewiesen worden, so können wir das

⁸Die Reduzierung auf Ereignisse dieser Art bietet auch den Vorteil, die Analyse der Mesonen- und Hyperonen - Produktion im ersten Analyseschritt gemeinsam zu verfolgen. Auch der Endkanal der Λ - oder Σ^0 - Produktion weist drei positive und ein negatives Teilchen auf.

⁹Die Bezeichnung ergibt sich aufgrund der Tatsache, daß das Quadrat des Vierer - Impulses *invariant*, also unabhängig vom gewählten Bezugssystem ist. Man nennt es auch Lorentz - Skalar, weil es invariant unter Lorentz - Transformationen ist.

fehlende Teilchen, das ρ - Meson identifizieren, indem wir die fehlende Masse des Proton - Proton - Systems bilden:

$$(M_\rho)^2 \equiv (M_{miss}^{pp})^2 = (p_{tot} - p_{p_1} - p_{p_2})^2 \quad (3.15)$$

Hier repräsentiert p_{tot} den Vierer - Vektor des Anfangszustandes und läßt sich aus den beiden Vierer - Vektoren des Strahl- und des Target - Protons bestimmen: $p_{tot} = p_{Target} + p_{Strahl} = (m_p, 0, 0, 0) + (m_p + E_{kin}, 0, 0, p_z)$, wobei die kinetische Energie $E_{kin} = 2.85 \text{ GeV}$ und der daraus resultierende Strahlteilchenimpuls $p_z = 3.67 \text{ GeV}/c$ betrug.

Betrachten wir Tabelle 3.1, so erkennen wir, daß η - und η' - Meson keinen ausschließlich geladenen Zerfall aufweisen. Aufgrund der neutralen, nicht nachweisbaren Zerfallsprodukte ist somit eine Rekonstruktion der η - und η' - Masse mittels M_{inv} -Bildung nicht möglich. Der Nachweis über M_{miss}^{pp} ist davon jedoch nicht betroffen.

Wird der Endkanal durch vier geladene und ein einziges neutrales Teilchen gebildet, läßt sich z.B. für die Reaktion $pp \rightarrow pp\rho \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ das ungeladene Teilchen wie folgt bestimmen:

$$(M_{\pi^0})^2 \equiv (M_{miss}^{4p})^2 = (p_{tot} - p_{p_1} - p_{p_2} - p_{\pi^+} - p_{\pi^-})^2 \quad (3.16)$$

Diesen drei kinematisch bestimmten Massen (M_{inv} , M_{miss}^{pp} und M_{miss}^{4p}) bzw. den bestimmten Massenquadraten¹⁰

- Invariante Masse der beiden Pionen: $(M_{inv}^{\pi^+\pi^-})^2$
- Fehlende Masse des Proton - Proton Systems: $(M_{miss}^{pp})^2$
- Fehlende Masse des Systems der vier Teilchen: $(M_{miss}^{4p})^2$

kommt eine zentrale Rolle bei dem Nachweis der η - und η' - Mesonen zu. Die beiden betrachteten Zerfälle der exklusiven Produktionen sind in Gleichung 3.17 und 3.18 gegeben.

$$pp \rightarrow pp\eta \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0 \quad (3.17)$$

$$pp \rightarrow pp\eta' \rightarrow pp\pi^+\pi^-\eta \rightarrow pp\pi^+\pi^- + \text{neutrale Teilchen} \quad (3.18)$$

Wir erkennen, daß beide Endzustände aus zwei Protonen, einem positiven und einem negativen Pion und einem ungeladenen Meson bestehen, wobei im Falle des

¹⁰Im Falle der fehlenden Massen ist das Massenquadrat die eigentlich bestimmte Größe, welche aufgrund der experimentell gegebenen Massenaufösung und möglicher Teilchenfehldentifikationen auch negative Werte annehmen kann. Die invariante Masse hingegen kann aufgrund der Berechnung nicht kleiner als die Summe der beiden Einzelmassen werden. Hier wäre die Masse oberhalb dieser Minimalmasse die eigentliche Meßgröße. Aus Gründen einer einheitlichen Repräsentierung wählen wir jedoch immer die quadratische Darstellung.

η - Meson - Nachweises ein ungeladenen Pion und im Falle der η' - Rekonstruktion ein η - Meson gebildet wurde. Das π^0 - Meson zerfällt mit einem Verzweigungs-verhältnis von 98.8% elektromagnetisch in zwei Photonen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) und ist somit für den Detektor unsichtbar, wohingegen das η - Meson ein Verzweigungs-verhältnis von 71.5% in ungeladene Teilchen aufweist (vgl. Tabelle 3.1). Somit würde beim betrachteten η - Meson Zerfall (vgl. 3.17) die Rekonstruktion von M_{miss}^{4p} einem Pion und im Falle von Gleichung 3.18 einem η - Meson entsprechen. Dieser Zusammenhang ist auch in Tabelle 3.2 dargestellt.

Betrachteter Zerfall	B.R.	$(M_{miss}^{pp})^2$	$(M_{miss}^{4p})^2$
$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	0.231	$(m_\eta)^2$ $0.300 \text{ GeV}^2/c^4$	$(m_{\pi^0})^2$ $0.018 \text{ GeV}^2/c^4$
$\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$ $\rightarrow \pi^+ \pi^- \text{neutral}$	$0.438 \cdot 0.714$ $= 0.313$	$(m_{\eta'})^2$ $0.918 \text{ GeV}^2/c^4$	$(m_\eta)^2$ $0.300 \text{ GeV}^2/c^4$

Tabelle 3.2: Betrachtete Zerfälle und deren kinematische Observable. Für die betrachteten Zerfälle der η - und η' - Mesonen sind das totale Verzweigungs-verhältnis (B.R.) und die zu erwartenden kinematischen Observablen inklusive der numerischen Werte angegeben.

Es sei darauf hingewiesen, daß die betrachteten Ereignisse schon gewissen Bedingungen unterworfen wurden:

- Der Endzustand wird von genau einem negativen und drei positiven Teilchen gebildet.
- Die Teilchen erfüllen die Čerenkov - Bedingung (vgl. Abschnitt 3.3).
- Desweiteren wird sowohl für die η' - als auch η - Rekonstruktion gefordert, daß die aus $\pi^+ \pi^-$ gebildete invariante Masse kleiner als $0.5 \text{ GeV}/c^2$ ist.

Hierbei bewirkt die erste Bedingung, daß Ereignisse mit mehr als vier geladenen Teilchen in der Datenanalyse unterdrückt werden. Aufgrund der geladenen η - Zerfälle sind jedoch bei der η' - Produktion Endzustände mit sechs geladenen Teilchen möglich:

$$pp \rightarrow pp\eta' \rightarrow pp\pi^+ \pi^- \eta \rightarrow pp\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (3.19)$$

Sollten mindestens fünf geladene Teilchen in die Akzeptanz des DISTO - Spektrometers fallen wird das Ereignis unterdrückt. Zwar werden durch diese Bedingung mögliche η' - Ereignisse verworfen jedoch stellt dies kein Problem dar, weil weder für die η' - Rekonstruktion noch die η' - Akzeptanzkorrektur dieser Zerfallskanal herangezogen wird.

Desweiteren ist es möglich, daß beide geladenen Pionen des η - Zerfalls nicht in die Akzeptanz des DISTO - Spektrometers fallen und somit nicht von den neutralen Zerfällen des η - Mesons (vgl. 3.18) zu unterscheiden sind. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, ist es wichtig, im Rahmen der η - Akzeptanzkorrektur den η - Zerfall möglichst realistisch zu beschreiben. Dies bedeutet, daß alle in Tabelle 3.1 aufgelisteten η - Zerfälle inklusive der jeweiligen Zerfalls - Matricelemente (siehe Abschnitt 3.5) berücksichtigt werden müssen.

3.4.1 Rekonstruktion des η - Mesons

Wenden wir uns zuerst der Rekonstruktion des η - Mesons gemäß der Reaktion $pp \rightarrow pp\eta' \rightarrow pp\pi^+\pi^-\eta$ zu. Wie auch anhand Tabelle 3.2 ersichtlich, ist die Existenz des η - Mesons in $(M_{miss}^{pp})^2$ korreliert mit der Existenz des η - Mesons in der Observablen $(M_{miss}^{4p})^2$. In Abbildung 3.7 ist diese Korrelation für Daten (links) und Simulation (rechts) in der oberen Zeile gezeigt. In der 2-dimensionalen Darstellung der Daten (links) ist an der zu erwartenden Position $((M_{miss}^{pp})^2 = m_{\eta'}^2$ und $(M_{miss}^{4p})^2 = m_{\eta}^2$) keine deutliche Erhöhung zu erkennen.

Deutlich wird das Signal, wenn man das 2-dimensionale Histogramm in jeweils drei Bändern auf die beiden Achsen projiziert. Die horizontalen Bänder werden als H_1 , H_2 und H_3 bezeichnet und so gewählt, daß das Band H_2 die Observable $(M_{miss}^{4p})^2$ zwischen $0.27 \text{ GeV}^2/c^4$ und $0.32 \text{ GeV}^2/c^4$, also den Bereich um m_{η}^2 umschließt, während H_1 ($0.22 - 0.27$) GeV^2/c^4 den Bereich zu kleineren und H_3 ($0.32 - 0.37$) GeV^2/c^4 den Bereich zu größeren Massenquadraten umfaßt. Die daraus resultierenden drei Projektionen auf $(M_{miss}^{pp})^2$ sind unten recht in Abbildung 3.7 gezeigt. Diese Verteilungen wurden jeweils mit einer auf einem Untergrund befindlichen Gaußverteilung (gepunktete Linie) angepaßt, wobei als Untergrund ein Polynom 3. Ordnung (gestrichelte Linie) angenommen wurde. Der Mittelwert (\bar{x}) und die Breite σ der Gaußverteilung wurden nicht variiert, sondern entsprechend den anhand der Simulation gewonnenen Werten gewählt.

In analoger Weise wurde das 2-dimensionale Spektrum vertikal in drei Bänder V_1 , V_2 und V_3 unterteilt und auf $(M_{miss}^{4p})^2$ projiziert. Das Band V_2 ($0.88 - 0.97$) GeV^2/c^4 umschließt hierbei den Massenbereich um $m_{\eta'}^2$, das Band V_1 den Bereich ($0.82 - 0.88$) GeV^2/c^4 und das Band V_3 den Bereich ($0.97 - 1.05$) GeV^2/c^4 . In Abbildung 3.7 links unten sind die drei resultierenden Projektionen gezeigt. Die Spektren wurden ebenfalls mit einer Gaußverteilung auf einem als Polynom 3. Ordnung angenommenen Untergrund angepaßt.

Die beobachteten Signale in der Abbildung 3.7 sind konsistent mit den Signalen, welche der Reaktion $pp \rightarrow pp\eta' \rightarrow pp\pi^+\pi^-\eta$ folgend zu erwarten sind. Es ist weiterhin anhand der Simulationen eine positive Korrelation zwischen den beiden fehlenden Massen zu erkennen¹¹.

¹¹Ein zu klein bestimmter Teilchenimpuls führt bei beiden fehlenden Massen zu einem zu großen Wert.

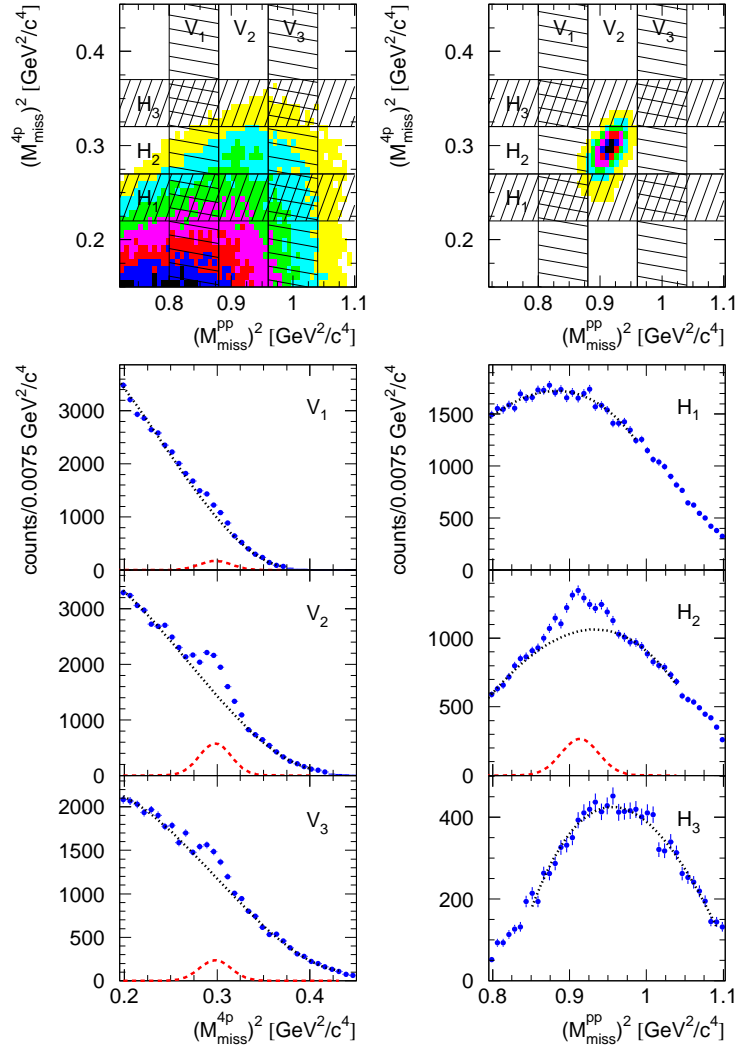


Abb. 3.7: η' - Meson Rekonstruktion. In den beiden oberen 2-dim. Darstellungen ist die Korrelation zwischen $(M_{miss}^{pp})^2$ und $(M_{miss}^{4p})^2$ für Daten (links) und Simulation (rechts) gezeigt. Anhand der gewählten Bänder (V_i und H_i mit $i = 1, 2, 3$) wurden die Projektionen auf die beiden Achsen durchgeführt. In den unteren drei linken Histogrammen sind die Projektionen auf die $(M_{miss}^{4p})^2$ -Achse und rechts auf die $(M_{miss}^{pp})^2$ -Achse gezeigt. Die in den beiden mittleren Projektionen ersichtlichen Signale sind konsistent mit den Erwartungen für die Reaktion: $pp \rightarrow pp\eta' \rightarrow pp\pi^+\pi^-\eta$.

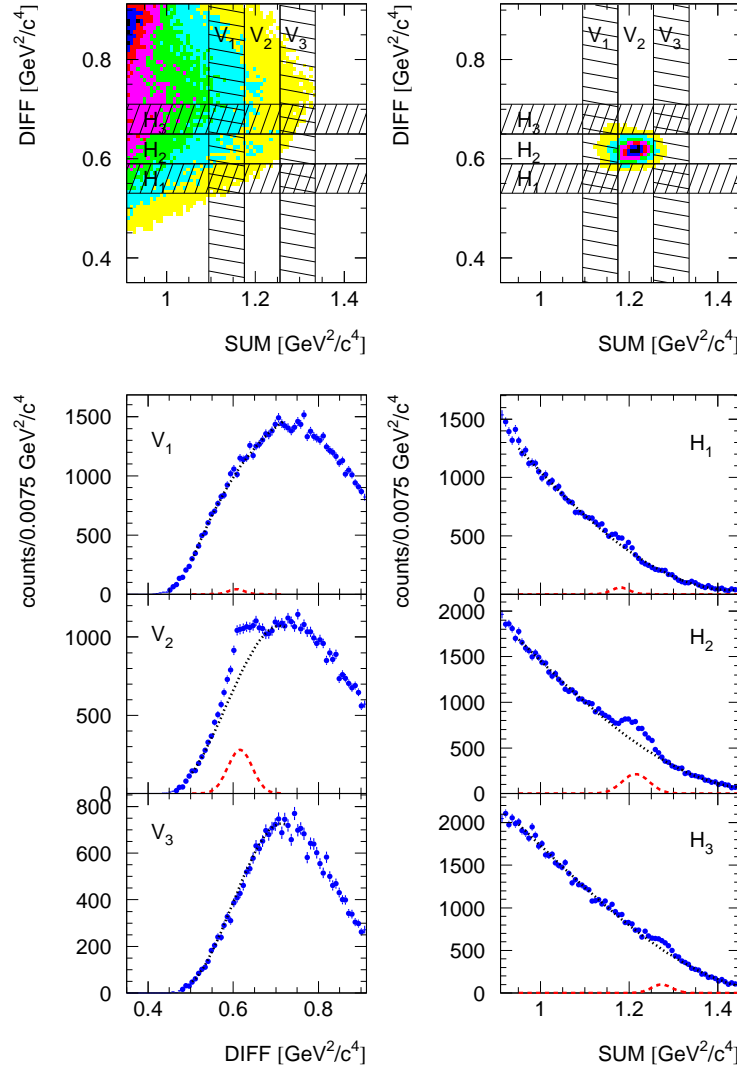


Abb. 3.8: η' - Meson Rekonstruktion. In den beiden oberen 2-dim Darstellungen ist die Korrelation zwischen der SUM- und der DIFF - Variablen für Daten (links) und Simulationen (rechts) gezeigt. Die Vorgehensweise bei der Projektion der oberen linken Korrelation entspricht jener in Abbildung 3.7. Die in den beiden mittleren Projektionen ersichtlichen deutlichen Signal sind konsistent mit den Erwartungen der Reaktion $pp \rightarrow pp\eta' \rightarrow pp\pi^+\pi^-\eta$. Die abgebildeten Funktionen sind im Text beschrieben.

Eine einfache Korrektur dieser Korrelation ist durch eine alternative Betrachtung der beiden Variablen $SUM \equiv (M_{miss}^{pp})^2 + (M_{miss}^{4p})^2$ und $DIFF \equiv (M_{miss}^{pp})^2 - (M_{miss}^{4p})^2$ möglich. Die Korrelation dieser beiden Variablen ist in Abbildung 3.8 gezeigt.

Analog zu Abbildung 3.7 erfolgt in Abbildung 3.8 eine Projektion in jeweils drei Bänder auf beide Achsen. Die unten links dargestellten Diagramme zeigen die Projektion auf die DIFF- und die unten rechts dargestellten Projektionen auf die SUM - Variable. Die einzelnen Verteilungen wurden ebenfalls mit einer Gaußverteilung auf einem als ein Polynom 3. Ordnung angenommenen Untergrund angepaßt. Die Position (Mittelwert \bar{x}) und die Breite (σ) der Gaußverteilung wurden hierbei frei variiert und zeigen sich in Übereinstimmung mit den Werten der Simulation (siehe Tabelle 3.3).

Aufgrund der Reaktion $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow pp\pi^+\pi^-\eta$ ist nur ein deutliches Signal in den beiden mittleren Projektionen zu erwarten.

	DIFF		SUM	
	\bar{x} [GeV^2/c^4]	σ [GeV^2/c^4]	\bar{x} [GeV^2/c^4]	σ [GeV^2/c^4]
Simulation	0.618 ± 0.001	0.025 ± 0.001	1.211 ± 0.001	0.034 ± 0.001
Daten	0.616 ± 0.002	0.028 ± 0.002	1.213 ± 0.002	0.031 ± 0.002

Tabelle 3.3: Vergleich der Anpassungsparameter (\bar{x} und σ). Für die beiden Variablen (SUM und DIFF) sind die Werte für die Position (\bar{x}) und die Breite (σ) der Gaußverteilung der Simulation und der Daten gegenübergestellt. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die Werte überein.

3.4.2 Rekonstruktion des η - Mesons

Die Rekonstruktion des η - Mesons beruht auf dem Nachweis der Reaktion $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$. Diese Rekonstruktion basiert ebenfalls auf den beiden kinematisch bestimmten fehlenden Massen $(M_{miss}^{pp})^2$ und $(M_{miss}^{4p})^2$. Für die betrachtete Reaktion erwarten wir aufgrund des nicht nachgewiesenen neutralen Pions ein Signal in $(M_{miss}^{4p})^2$, welches korreliert mit einem η - Signal in $(M_{miss}^{pp})^2$ sein sollte (vgl. Tabelle 3.2).

Diese Korrelation ist in der Abbildung 3.9 oben für die Daten gezeigt. Die Forderung nach einem nicht nachgewiesenen π^0 wurde durch die Bedingung $0.005 GeV^2/c^4 < (M_{miss}^{4p})^2 < 0.035 GeV^2/c^4$ realisiert und die somit erhaltene Projektion ist in Abbildung 3.9 unten gezeigt. Wir erkennen ein deutliches η - Signal, welches durch eine Gaußverteilung (Linie) auf einem Untergrund (Polynom 3.Ordnung, gepunktete Linie) angepaßt wurde.

Durch die Anpassung der jeweiligen Projektionen durch eine Gauß - Verteilung

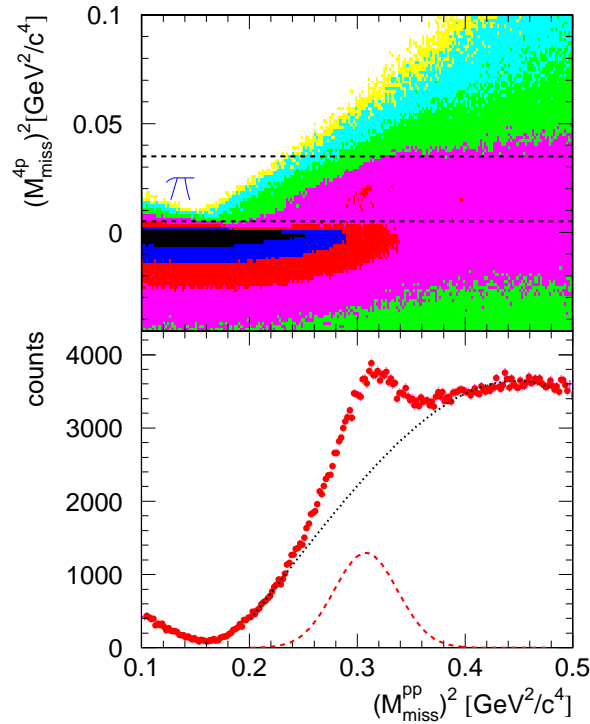


Abb. 3.9: η - Meson Rekonstruktion. Die obere Zeile zeigt die Korrelation der beiden fehlenden Massen $(M_{\text{miss}}^{4p})^2$ und $(M_{\text{miss}}^{pp})^2$. In der unteren Abbildung ist die Projektion auf $(M_{\text{miss}}^{pp})^2$ dargestellt, wobei die Bedingung $0.005 \text{ GeV}^2/c^4 < (M_{\text{miss}}^{4p})^2 < 0.035 \text{ GeV}^2/c^4$ konsistent mit einem nicht nachgewiesenen π^0 - Meson ist. Es ist ein deutliches Signal für η - Mesonen zu erkennen.

und einem Untergrund in Form eines Polynomes 3. Ordnung läßt sich die Anzahl an beobachteten Ereignissen bestimmen. Das somit berechnete Verhältnis spiegelt aber noch nicht das tatsächliche Produktionsverhältnis wieder, weil beide Reaktionen eine unterschiedliche Akzeptanz im Detektor aufweisen können. Die benötigte Akzeptanzkorrektur und deren Basis, die Monte - Carlo - Simulation, werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

3.5 Simulation und Akzeptanzkorrektur

Aufgrund der nicht vollständigen Raumüberdeckung und des spezifischen Ansprechverhaltens einzelner Komponenten wird mittels eines jeden Detektors die physikalische Realität wie durch einen Filter wahrgenommen und muß korrigiert werden.

Wie in diesem Abschnitt gezeigt wird weist das Spektrometer für den gesamten Phasenraum der betrachteten Reaktionen eine nicht verschwindende Akzeptanz auf (d.h. es besitzt keine Akzeptanzlöcher). Folglich kann mit Hilfe der Monte - Carlo - Simulationen und eines beliebigen Generators (Abschnitt 3.5.1 und Abschnitt 3.5.2) die Akzeptanz des Detektors bestimmt werden, wobei die Akzeptanzkorrektur als Funktion aller relevanten Freiheitsgrade (Abschnitt 3.5.3) berechnet und in Form einer mehrdimensionalen Matrix realisiert wird (Abschnitt 3.5.4). Zusätzlich wird die Modellunabhängigkeit der Akzeptanzkorrektur überprüft, indem Ereignisse mit einem (physikalisch motivierten) Generator erzeugt und mit Hilfe der Akzeptanz - Matrix, die unter Benutzung eines anderen Generators erstellt wurde, korrigiert werden. Die Übereinstimmung der ursprünglich generierten Verteilungen mit den akzeptanzkorrigierten Verteilungen und somit die Modellunabhängigkeit der durchgeführten Akzeptanzkorrektur wird in Abschnitt 3.5.5 gezeigt.

3.5.1 Ereignis - Generatoren

Wie anhand Abbildung 3.1 zu ersehen ist, unterteilt sich die Simulation in die Generierung von Ereignissen, welche dann den Detektoreigenschaften folgend digitalisiert werden. Die simulierten Daten können daraufhin der identischen Analyse wie die gemessenen Daten unterzogen werden.

Die Generierung einer bestimmten Reaktion wie $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow pp\pi^+\pi^-\eta$ und $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ zerfällt weiterhin in die Erzeugung des jeweiligen Mesons und dessen im nachfolgenden Abschnitt (3.5.2) behandelten Zerfall. Die Kinematik der beiden Protonen und des Mesons kann einerseits gemäß einer 3-Körper - Phasenraumverteilung oder über einen resonanten Produktionsmechanismus generiert werden. Im Falle des η - Mesons ist eine starke Kopplung an die $N^*(1535)$ - Resonanz [Kru95, Vet91] bekannt. Somit läßt sich die Produktion auch als Kaskade zweier 2-Körper - Reaktionen wie folgt skizzieren:



Die Winkelverteilung der beiden Zerfallsprodukte (p und η) der $N(1535)$ - Resonanz (sie wird auch als $S_{11}(1535)$ - Resonanz bezeichnet) ist isotrop¹². Die relative Winkelverteilung des ursprünglichen pN^* Paares wurde zwischen einer isotropen Verteilung (P_0) und einer Winkelverteilung in Form eines Legendré - Polynoms 1. Grades (P_1) variiert. Für die η - Simulation wurden somit drei verschiedenen Generatoren verwendet, welche in Tabelle 3.4 aufgelistet sind.

¹²Die Bezeichnung S_{11} bedeutet gerade, daß sich die beiden Zerfallsteilchen relativ in einer S-Welle befinden. Die beiden Indizes beschreiben den Drehimpuls (J) und den Isospin (I) der beiden Zerfallsprodukte ($S_{2,J \ 2,I}$).

Meson	Resonanz					Bezeichnung
	Name	Masse [MeV/c ²]	Breite [MeV/c ²]	Winkelverteilung		
				Produktion	Zerfall	
η	Phasenraum					PS^η
	$N^*(1535)$	1535	150	S	S	P_0^η
	$N^*(1535)$	1535	150	P	S	P_1^η
η'	Phasenraum					$PS^{\eta'}$
	S_{11}	1897	396	S	S	$S_{11}^{\eta'}$
	P_{11}	1986	296	S	P	$P_{11}^{\eta'}$

Tabelle 3.4: Verwendete η - und η' - Generatoren. Die Erzeugung der η - und η' - Mesonen wurde entweder gemäß einer 3-Körper - Phasenraumverteilung (PS) oder mittels einer Meson - Nukleon - Resonanz als Kaskade zweier 2-Körper - Reaktionen generiert. Die Parameter der Resonanz und die Winkelverteilung (S- oder P-Welle) der kaskadierten 2-Körperprozesse (Erzeugung und Zerfall dieser Resonanz) sind aufgelistet.

Die Erzeugung der η' - Mesonen wurde ebenfalls durch Verwendung von drei verschiedenen Generatoren simuliert, welche in Tabelle 3.4 aufgelistet sind. Neben der isotropen 3-Körper - Phasenraumverteilung wurde die kaskadierte Produktion mittels zweier Resonanzen implementiert, welche neuesten Daten zufolge [Plö98] einen dominanten Beitrag bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta' p$ liefern. Hierbei handelt es sich um zwei sehr breite Nukleonenresonanzen (S_{11} und P_{11} , siehe Tabelle 3.4), welche aufgrund ihrer Natur in ein $p - \eta'$ - Paar mit relativer S-Wellen- bzw. P-Wellen- Winkelverteilung zerfallen. Als primäre, erzeugende Winkelverteilung wurde eine isotrope Verteilung gewählt.

3.5.2 Zerfall der Mesonen

Nach der Erzeugung des jeweiligen Mesons erfolgt nun die Implementierung des $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ - und des $\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$ - Zerfalls. Diese Zerfälle sind in Experimenten [Ams95], [Lay73] für das η - Meson und in [Ald86],[Kal74] für das η' - Meson untersucht worden¹³. In ihnen wird das jeweilige Zerfalls - Matrixelement

¹³Hierbei wurde in [Ald86] der Zerfall des η' - Mesons in ($\eta' \rightarrow \pi^0 \pi^0 \eta$) untersucht, wohingegen in [Kal74] der betrachte Zerfall ($\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$) studiert wurde. Die beiden Messungen liefern innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmende Ergebnisse. Ein signifikanter Unterschied aufgrund von Coulomb - Effekten wurde nicht beobachtet. Obwohl [Ald86] die aktuellere und aufgrund der Fehler auch genauere Messung darstellt, wurde der Zerfall des η' - Mesons gemäß [Kal74] generiert.

in Abhängigkeit der Dalitzplot - Variablen $x = x_\eta = x_{\eta'}$ und y_η bzw. $y_{\eta'}$:

$$x = \sqrt{3}(T_+ - T_-)/Q \quad (3.21)$$

$$y_\eta = (3T_0/Q_\eta) - 1 \quad (3.22)$$

$$y_{\eta'} = (2 + m_\eta/m_{\pi^+}T_0/Q_{\eta'}) - 1 \quad (3.23)$$

$$(3.24)$$

parametrisiert, wobei T_0, T_+, T_- die kinetischen Energien der Zerfallsteilchen im Ruhe - System des jeweiligen Mesons und $Q_{\eta, \eta'}$ die in diesem System verfügbare Energie ist ($Q_\eta = m_\eta - 2m_{\pi^+} - m_{\pi^0}$ und $Q_{\eta'} = m_{\eta'} - 2m_{\pi^+} - m_\eta$).

Die quantitative Parametrisierung der Matrixelemente, welche nur von y_η bzw. $y_{\eta'}$ und nicht von x abhängig sind, erfolgt durch:

$$M_\eta^2(y) = 1 + a_\eta y + b_\eta y^2 \quad (3.25)$$

$$M_{\eta'}^2(y) = |1 + a_{\eta'} y|^2 \quad (3.26)$$

Die Parameter a, b wurden experimentell zu $a_\eta = -0.94 \pm 0.15$, $b_\eta = 0.11 \pm 0.27$ [Ams95] und $a_{\eta'} = -0.08 \pm 0.03$ [Kal74] bestimmt.

Die daraus resultierende Dalitzdiagramme, welche die in der Simulation implementierten Matrixelemente widerspiegeln, sind in Abbildung 3.10 für den Zerfall des η' - Mesons in $\pi^+ \pi^- \eta$ (linke Seite) und den Zerfall des η - Mesons in $\pi^+ \pi^- \pi^0$ (rechte Seite) gezeigt. Die Abweichung von einer gleichmäßigen Verteilung, wie sie sich für einen reinen Phasenraumzerfall zeigen würde, wird von dem Matrixelement verursacht. Weiterhin erkennt man, daß bei beiden Zerfällen jene Ereignisse, in welchen die beiden geladenen Pionen eine hohe invariante Masse aufweisen¹⁴, bevorzugt werden. Dieser Effekt ist jedoch beim Zerfall des η - Mesons wesentlich stärker ausgeprägt als beim η' - Meson. Hier wäre auch ein ausschließlich dem Phasenraum folgender Zerfall und somit ein konstantes Matrixelement konsistent mit den Daten [Kal74].

Im Rahmen der Monte - Carlo - Simulation wird über alle möglichen, mit Hilfe der Matrixelemente gewichteten Konfigurationen integriert. Die Akzeptanzkorrektur ist somit nur von den Freiheitsgraden der jeweiligen Mesonen - Erzeugung abhängig. Dies wird in den nächsten Abschnitten näher beschrieben.

3.5.3 Wahl der Freiheitsgrade

Wenden wir uns wieder der Produktion der Mesonen ($pp \rightarrow pp\eta$ und $pp \rightarrow pp\eta'$) zu. Diese Reaktionen besitzen als 3 - Körper - Zerfälle fünf Freiheitsgrade¹⁵. Die

¹⁴Anschaulich werden die beiden geladenen Pionen im Ruhesystem des zerfallenden Mesons bevorzugt unter 180° emittiert, während das neutrale Teilchen einen relativ geringen Impuls aus diesem Zerfall davon trägt. Für den η - Meson Zerfall z.B. könnte man dies so symbolisieren: $\pi^+ \leftarrow \pi^0 \rightarrow \pi^-$

¹⁵Jedes Teilchen besitzt drei Freiheitsgrade bzgl. seines Impulses. Die sich ergebenden neun Freiheitsgrade werden durch die Energie- und Impulserhaltung, welche vier Nebenbedingungen darstellen, auf fünf Freiheitsgrade reduziert.

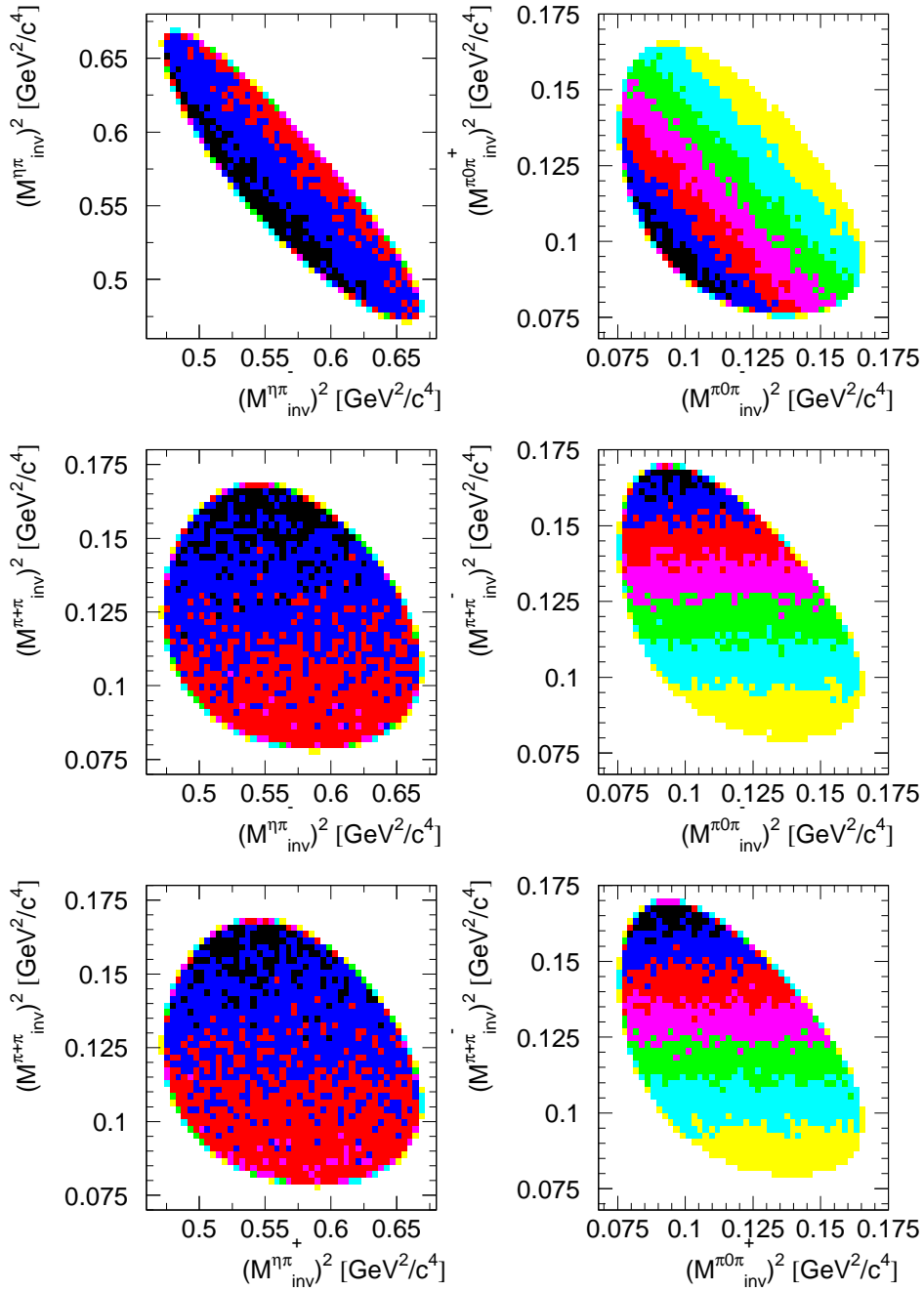


Abb. 3.10: Dalitz - Diagramme für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ (linke Seite) und den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (rechte Seite). Die Abweichung von einer in der kinematisch erlaubten Ellipse gleichmäßigen Verteilung ist durch das Matrixelement bedingt.

Wahl dieser Freiheitsgrade ist frei möglich solange sichergestellt ist, daß sie linear unabhängig sind und somit den 5-dimensionalen Raum aufspannen.

Durch geeignete Wahl der Freiheitsgrade ist es möglich, eine Separation in physikalisch direkt interpretierbare Variablen zu erhalten [Rit98a]. Dem folgend werden drei Variablen dazu verwandt, die relative Orientierung der Zerfallsebene bzgl. des Schwerpunktsystems zu beschreiben. Dies wird durch die drei Euler - Winkel realisiert, welche eindeutig durch drei sequentielle Drehungen die Orientierung eines starren Körpers und somit auch einer Ebene im Raum beschreiben. Die Definition der Euler - Winkel bzw. der Reihenfolge der Drehungen ist jedoch in der Literatur nicht einheitlich (vgl.[Gol87]), deswegen sei die benutzte und in Abbildung 3.11 dargestellte Konvention kurz skizziert:

Ausgehend von der aufgrund der Strahlrichtung ausgezeichneten z-Achse ist es möglich, durch zwei Euler - Winkel (Θ und ϕ) die Richtung des produzierten Mesons eindeutig zu bestimmen. Diese beiden Drehungen entsprechen somit dem azimuthalen und dem polaren Winkel des Mesons im Schwerpunktsystem (ϕ_{cm}^{meson} und Θ_{cm}^{meson}). Die Lage der Zerfallsebene wird mittels des verbleibenden dritten Euler - Winkels (ϕ_2) eindeutig festgelegt.

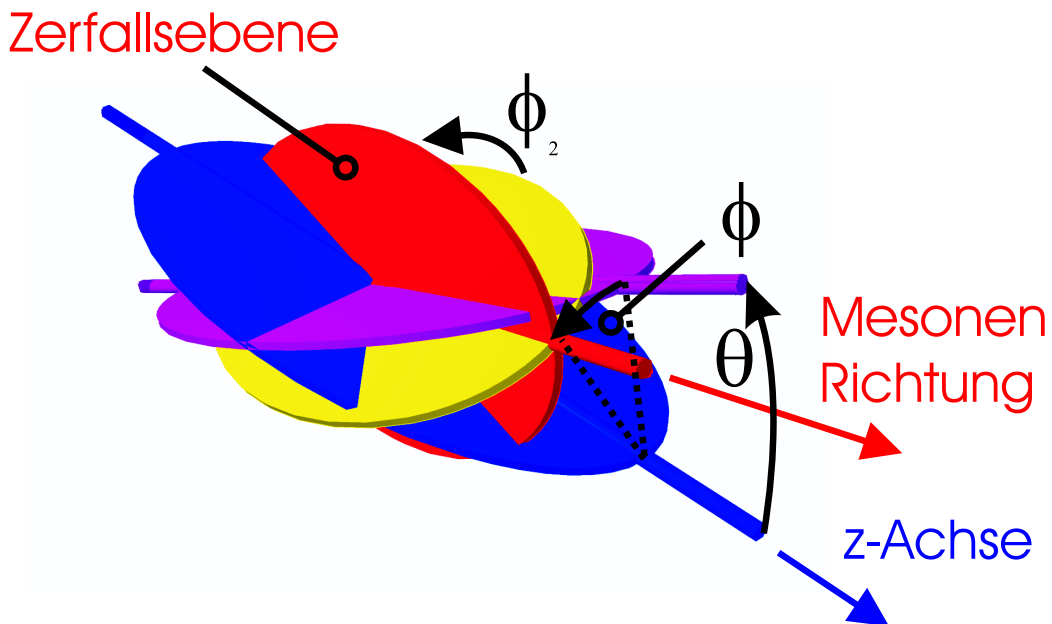


Abb. 3.11: Darstellung der benötigten Euler - Winkeln. Ausgehend von der Strahlrichtung (z-Achse) ist es möglich, die Mesonen - Richtung durch die beiden Euler - Winkel Θ und ϕ zu beschreiben. Die Orientierung der Zerfallsebene erfolgt durch die Hinzunahme des dritten Euler - Winkels ϕ_2 . Dieser Konvention folgend entsprechen Θ und ϕ dem polaren und azimuthalen Winkel des Mesons im Schwerpunktsystem.

Durch die verbleibenden zwei Freiheitsgrade wird nun in der Zerfallsebene die relative Orientierung der beiden Protonen bezüglich der Mesonenrichtung festgelegt. Aufgrund der Anschaulichkeit drängt sich die Aufspannung der Zerfallsebene durch zwei der drei möglichen invarianten Massenquadrate auf, welche die Koordinaten der entsprechenden Dalitzdiagramme darstellen. Die relative Orientierung innerhalb der Zerfallsebene wird somit durch die beiden aus Meson und jeweils einem Proton gebildeten invarianten Massenquadrate beschrieben¹⁶.

Bei der Auswertung der Daten wurde die Strahlpolarisation nicht betrachtet und somit über alle möglichen Polarisationsfreiheitsgrade integriert. Folglich können die physikalischen Ergebnisse für pseudoskalare Mesonen ($S = 0$) nicht vom azimuthalen Winkel abhängig sein. Durch die Integration über den azimuthalen Winkel des Mesons (ϕ_{cm}^{meson}) kann somit eine Reduktion auf zwei Euler - Winkel und somit insgesamt vier Freiheitsgrade erreicht werden.

3.5.4 Erstellung der Akzeptanz - Matrizen

Die Variablen der zu erstellenden 4-dimensionalen Akzeptanz - Matrix unterliegt Symmetriebedingungen, welche benutzt werden können, den Bereich der jeweiligen Variable einzuschränken. Dadurch kann die Rechenzeit reduziert bzw. bei gleicher Rechenzeit die Auflösung der Matrix verbessert werden. Die Symmetrien sind:

- Die schon genannte und auf der Integration über die Polarisationsfreiheitsgrade basierende Unabhängigkeit von ϕ_{cm}^{meson} .
- Die aufgrund der Paritätserhaltung existierende Symmetrie bzgl. des Polarwinkels: $\sigma(\Theta_{cm}^{meson}) = \sigma(-\Theta_{cm}^{meson})$.
- Die Ununterscheidbarkeit der beiden Protonen in Endzustand bedingt einerseits die Symmetrie bzgl. des zweiten verwendeten Euler - Winkels: $\sigma(\phi_2) = \sigma(\phi_2 + \pi)$, andererseits die Symmetrie bzgl. der beiden invarianten Massen. Dies äußert sich in der Symmetrie des Dalitzdiagrammes bezüglich der Hauptwinkelhalbierenden.

Die gewählten Variablen sowie deren Bereich und Anzahl der Phasenraumelemente ist in Tabelle 3.5 aufgelistet. Es erfolgte für die η - Meson Korrektur eine Unterteilung (Digitalisierung) in $10 \cdot 10 \cdot 4 \cdot 20 = 8000$ Phasenraumelemente, wohingegen die Anzahl der Elemente im Falle der η' - Meson - Korrektur aufgrund des kleineren Phasenraums auf $5 \cdot 5 \cdot 4 \cdot 20 = 2000$ reduziert wurde.

In einem ersten Schritt wurden die Phasenraumelemente der beiden Akzeptanz - Matrizen mit Hilfe der beiden Phasenraumgeneratoren (PS^η und $PS^{\eta'}$) gleichmäßig populierte. Die Populierung der Phasenraumelemente könnte auch mit Hilfe der anderen Generatoren erfolgen, weil die durchgeführte Akzeptanzkorrektur

¹⁶Im Falle der η - Produktion wird die Zerfallsebene durch $(M_{inv}^{p_1\eta})^2$ und $(M_{inv}^{p_2\eta})^2$ aufgespannt, wobei p_1 und p_2 die beiden Protonen symbolisieren.

Variable	Bereich	Anzahl der Elemente	
		η	η'
$(M_{inv}^{(p_1, p_2)(\eta, \eta')})^2$	$(M_p + M_{\eta, \eta'})^2 - (\sqrt{S} - M_p)^2$	10 · 10	5 · 5
$\cos(\Theta_{cm}^{\eta, \eta'})$	-1.0 – 1.0	20	20
ϕ_2	0.0 – π	4	4
Summe	-	8000	2000

Tabelle 3.5: Parameter der Akzeptanz - Matrizen. Auflistung der Bereiche und Unterteilungen der vier Variablen beider (η - und η' -) Akzeptanz - Matrizen. Die Matrix, welche zur Korrektur des η - Mesonen benutzt wurde, wies insgesamt 10 ($M_{inv}^{p_1 \eta}$) · 10 ($M_{inv}^{p_2 \eta}$) · 20 ($\cos(\Theta_{cm}^{\eta})$) · 4 (ϕ_2) = 8000 Elemente auf, wohingegen die η' - Korrekturmatrix aufgrund des geringeren Phasenraums mit $5 \cdot 5 \cdot 20 \cdot 4 = 2000$ Elementen realisiert wurde. Insgesamt wurden etwa $1.3 \cdot 10^8$ Ereignisse für die η - und $4.0 \cdot 10^7$ Ereignisse für die η' - Korrektur simuliert.

prinzipiell unabhängig vom gewählten Generator ist.

In Abbildung 3.12 (oben) und Abbildung 3.13 (oben) ist die Anzahl der generierten Ereignisse als Funktion des Phasenraumelements gezeigt. Die Abweichung von einer konstanten Verteilung am Rand ist auf die elliptische Form des kinematisch erlaubten Bereiches des Dalitzdiagrammes zurückzuführen.

Die simulierten Ereignisse werden nun der identischen Analyse wie die experimentellen Daten unterworfen. Nach dem Durchlaufen des jeweiligen Rekonstruktions - Algorithmus erhält man die je Phasenraumelement akzeptierte Anzahl von Ereignissen. Diese Anzahl ist als Funktion des Phasenraumelements in den Abbildungen 3.12 (Mitte) für die η - Simulation und in Abbildung 3.13 (Mitte) für die η' - Simulation dargestellt. Die Akzeptanz je Phasenraumelement¹⁷ erhält man durch Division der akzeptierten Ereignisse ($N_{akz}(PE)$) im Phasenraumelement (PE) durch die Anzahl der ursprünglich in diesem Phasenraumelement generierten Ereignisse ($N_{gen}(PE)$). Diese Akzeptanzwerte werden in der jeweiligen Akzeptanz - Matrix für die η - und η' - Rekonstruktion gespeichert.

Die Wahl eines resonanten Generators (z.B. P_1^{η}) hätte für die Phasenraumelemente zu einer nicht konstanten Verteilung der ursprünglich generierten Ereignisse geführt. Aufgrund der Bestimmung des relativen Anteils der akzeptierten Ereignisse pro Phasenraumelement ($N_{akz}(PE)/N_{gen}(PE)$) ist dieser Effekt jedoch nicht von Bedeutung.

Anhand der beiden Abbildungen 3.12 und 3.13 ist zu erkennen, daß die Akzeptanzwerte in Abhängigkeit von den vier Variablen (siehe Tabelle 3.5) gewisse Strukturen aufweisen. Jeweils achtzig ($20 (\cos(\Theta)) \cdot 4 (\phi_2)$) aufeinander fol-

¹⁷Wobei diese Akzeptanz sowohl die geometrische Akzeptanz als auch die Effizienz der Ereignisrekonstruktion beinhaltet.

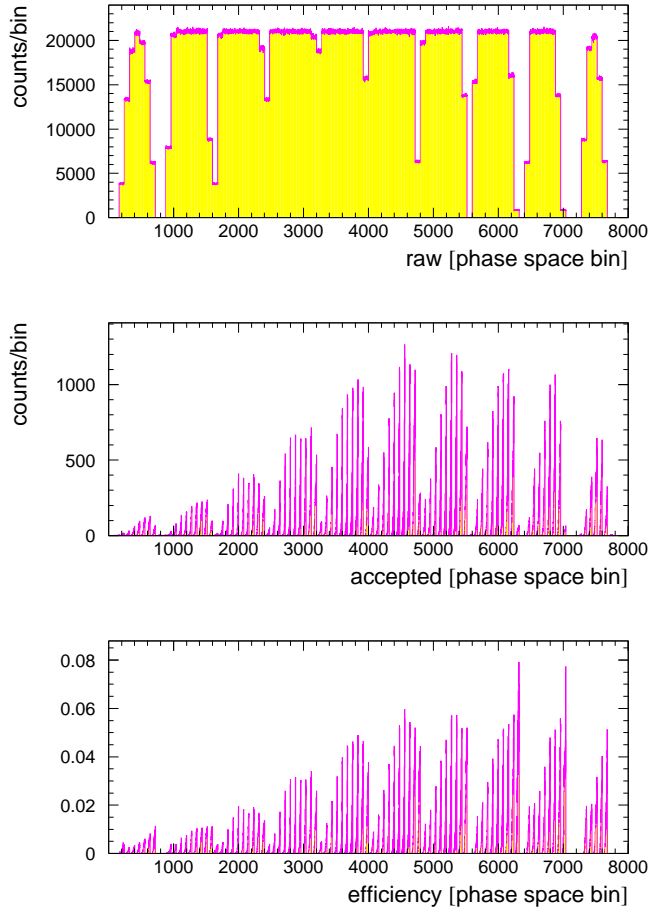


Abb. 3.12: Phasenraumelemente der η -Meson - Akzeptanz - Matrix. Dargestellt ist oben die Anzahl der gewürfelten Ereignisse als Funktion des jeweiligen Phasenraumelements. Die Anzahl der nach Durchlaufen der kompletten Analyse akzeptierten Ereignisse ist in der Mitte wiedergegeben, wohingegen die durch Division der oberen beiden Verteilungen entstandenen Effizienz je Phasenraumelement unten abgebildet ist. Die ersichtliche Struktur ist auf den Einfluß der einzelnen Variablen der Akzeptanz - Matrix zurückzuführen und wird in Abschnitt 3.5.5 diskutiert.

gende Phasenraumelemente sind einer Kombination von $((M_{inv}^{p_1\eta})^2, M_{inv}^{p_2\eta})^2$ bzw. $((M_{inv}^{p_1\eta'})^2, M_{inv}^{p_2\eta'})^2$ zuzuordnen. Innerhalb dieser achtzig Phasenraumelemente sind jeweils vier aufeinanderfolgende Phasenraumelemente einem festen $\cos(\Theta)$ -Wert zugeordnet und variieren in ϕ_2 . Die Abhängigkeit der Akzeptanz des Spektrometers von den gewählten Freiheitsgraden wird im nächsten Abschnitt genauer diskutiert.

Für die Akzeptanzkorrektur der experimentellen Daten (und auch der simulierten Daten) wird für das jeweilige Ereignis anhand der berechneten beiden invarianten Massen und der zwei Euler - Winkel das entsprechende Phasenraumelement bestimmt. Das Ereignis wird dann mit dem inversen Akzeptanzwert des Phasenraumelements gewichtet. Dies ermöglicht eine ereignisweise Akzeptanzkorrektur.

3.5.5 Diskussion der Akzeptanz - Matrizen

Anhand der Abbildungen 3.12 und 3.13 ist zu erkennen, daß die Effizienz nicht für alle Phasenraumelemente identisch ist, sondern gewisse Strukturen aufweist,

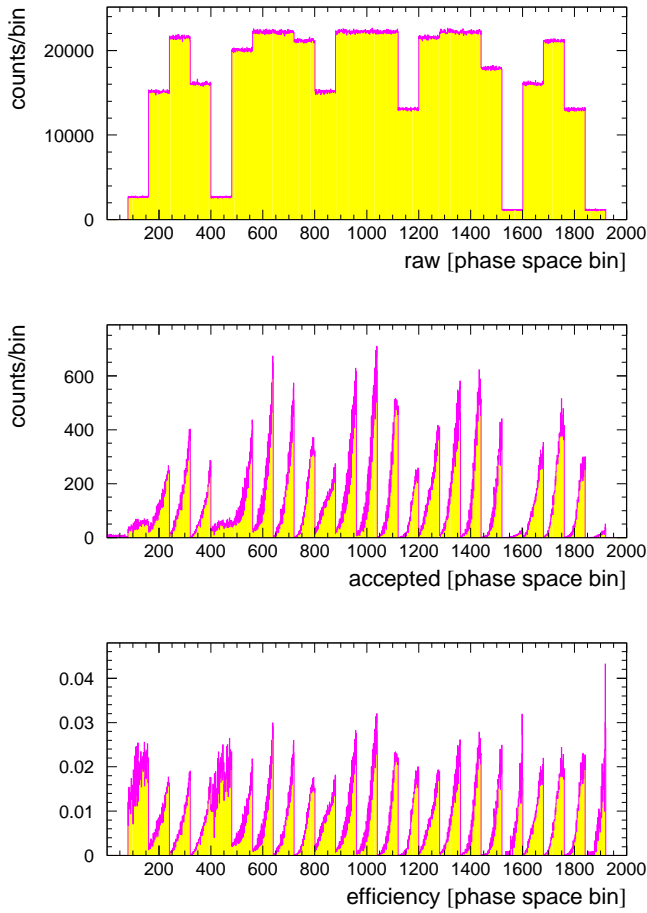


Abb. 3.13: Phasenraumelemente der η - Meson - Akzeptanz - Matrix. Dargestellt ist oben die Anzahl der gewürfelten Ereignisse als Funktion des jeweiligen Phasenraumelements. Die Anzahl der nach Durchlaufen der kompletten Analyse akzeptierten Ereignisse ist in der Mitte wiedergegeben, wohingegen die durch Division der oberen beiden Verteilungen entstandenen Effizienz je Phasenraumelement unten abgebildet ist. Die ersichtliche Struktur ist auf den Einfluß der einzelnen Variablen der Akzeptanz - Matrix zurückzuführen und wird in Abschnitt 3.5.5 diskutiert.

welche auf den Einfluß der Freiheitsgrade zurück zuführen ist. Im folgenden wird die Abhängigkeit der Akzeptanz und der Akzeptanzkorrektur von den Freiheitsgraden genauer untersucht.

Die einer 3-Körper - Phasenraumverteilung folgenden simulierten Daten werden der kompletten Analyse unterworfen und die Anzahl der akzeptierten Ereignisse als Funktion der Freiheitsgrade dargestellt. Für die Reaktion $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ ist dies in Abbildung 3.14 in der linken Spalte dargestellt. Die Anzahl der akzeptierten Ereignisse ist als Funktion der beiden invarianten Massen $M_{inv}^{p_1\eta}$ und $M_{inv}^{p_2\eta}$ (oben), des Polarwinkels $\cos(\Theta_{cm}^\eta)$ (Mitte) und des dritten Euler - Winkels ϕ_2 (unten) gezeigt. Über die die verbleibenden Freiheitsgrade wurde jeweils integriert.

Es ist festzustellen, daß für große invariante Massen der $p\eta$ - Paare bzw. Ereignisse, in welchen das η - Meson einen hohen Impuls trägt, eine größere Akzeptanz besteht als für geringe invariante Massen. Ein drastischer Effekt der Akzeptanz ist für die $\cos(\Theta)$ - Abhängigkeit zu beobachten (Abbildung 3.14, linke Spalte, Mitte): Das Spektrometer weist eine sehr geringe bzw. keine Akzeptanz für Er-

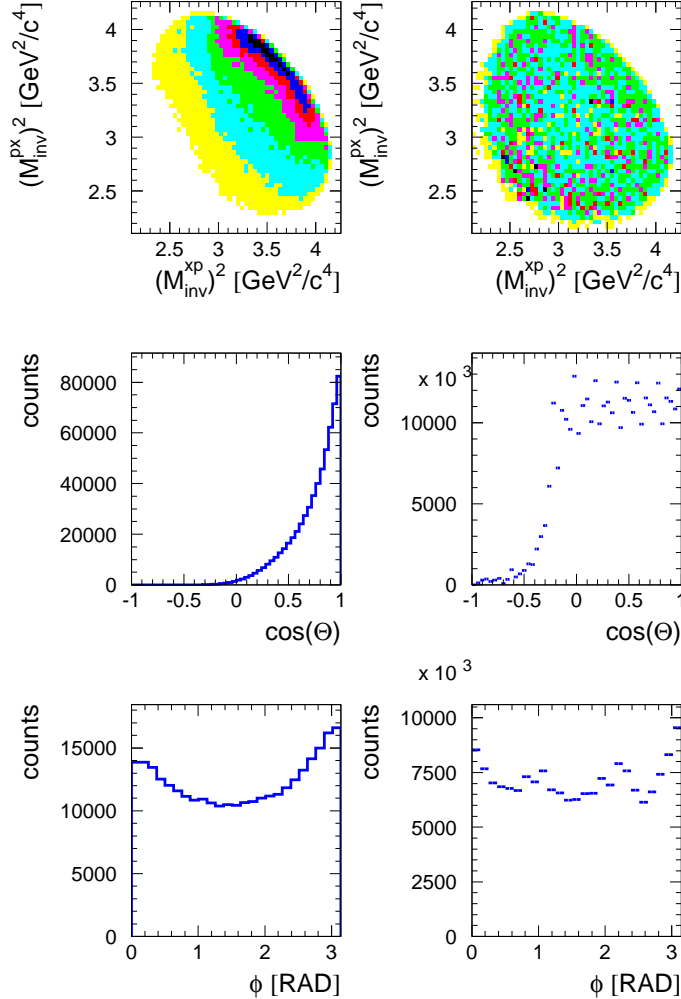


Abb. 3.14: Akzeptanz und Akzeptanzkorrektur für simulierte η - Meson Ereignisse. *Linke Spalte: Anzahl der akzeptierten simulierten Ereignisse als Funktion der beiden Invarianten - Massenquadrate $(M_{inv}^{p_1\eta})^2$ und $(M_{inv}^{p_2\eta})^2$ (oben), des Polarwinkels $\cos(\Theta_{cm}^\eta)$ (Mitte) und des dritten Euler Winkels ϕ_2 (unten). Die rechte Spalte zeigt in analoger Weise die akzeptanzkorrigierten simulierten Ereignisse. Für Ereignisse, in welchen das η - Meson unter Rückwärtswinkel emittiert wird, zeigt die Korrektur aufgrund der geringen Akzeptanz Ineffizienzen. Die Fluktuationen bzgl. einer konstanten Verteilung sind auf die Diskretisierung der Freiheitsgrade zurückzuführen.*

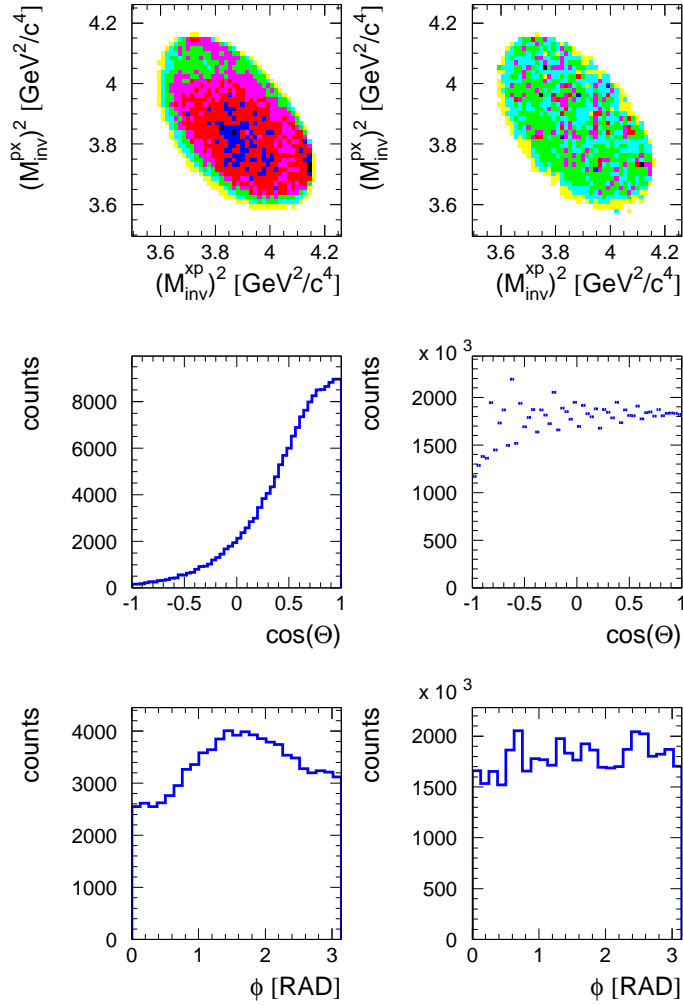


Abb. 3.15: Akzeptanz und Akzeptanzkorrektur für simulierte η - Meson Ereignisse. Die Darstellungen sind analog zu Abbildung 3.14. Im Vergleich zur η -Rekonstruktion weist die Rekonstruktion des η -Mesons eine größere, nicht verschwindende Akzeptanz unter Rückwärtswinkeln auf. Die Abweichungen (Fluktuationen) von konstanten Verteilungen (rechte Spalte) sind auf die Diskretisierung zurückzuführen.

eignisse auf, bei welchen das η - Meson unter Rückwärtswinkel ($\cos(\Theta_{cm}^\eta) < 0.0$) emittiert wird. Im Vergleich zu den anderen Variablen zeigt die ϕ_2 - Verteilung (Abbildung 3.14, unten links) nur eine geringe Variation. Aufgrund dessen wurde der Euler - Winkel ϕ_2 nur durch vier Elemente digitalisiert, während z.B. der Polarwinkel aufgrund der großen Variation zwanzigfach unterteilt wurde.

Der Einfluß der Akzeptanzkorrektur ist anhand der rechten Spalte von Abbildung 3.14 aufgezeigt. Hier sind die gleichen Verteilungen gezeigt, wobei jedoch die simulierten Ereignisse mit dem reziproken Wert des entsprechenden Elementes der Akzeptanz - Matrix gewichtet wurden. Da die simulierten Daten gemäß der 3-Körper - Phasenraumverteilung generiert wurden, sollten die Verteilungen konstant sein. Jedoch muß berücksichtigt werden, daß die Darstellungsaufösung feiner gewählt wurde als die Unterteilung („Binning“) der Freiheitsgrade (vgl. Tabelle 3.5). Die Fluktuationen sind auf die Diskretisierung zurückzuführen und ließen sich durch eine größere Anzahl der Elemente minimieren¹⁸. Jedoch zeigt sich, daß unter Rückwärtswinkeln ($\cos(\Theta_{cm}^\eta) < 0.0$) aufgrund der geringen Statistik keine brauchbare Akzeptanzkorrektur erzielt wurde. Aufgrund der schon erwähnten Symmetrie bzgl. des Polarwinkels stellt diese Ineffizienz jedoch bei der Bestimmung der totalen η - Ausbeute keine Unzulänglichkeit da. Die Bestimmung des Produktionsverhältnisses erfolgt durch die jeweiligen Ausbeuten unter Vorwärtswinkeln.

In Abbildung 3.15 ist der analoge Sachverhalt für die η' - Meson - Akzeptanzkorrektur dargestellt. Die linke Spalte zeigt die Anzahl der akzeptierten simulierten Ereignisse in Abhängigkeit der Freiheitsgrade und die rechte Spalte gibt die ereignisweise akzeptanzkorrigierten Verteilungen wieder. Anhand des Dalitzdiagrammes (oben links) ist zu erkennen, daß jene Ereignisse mit gleichmäßig verteilten Impulsen eine höhere Akzeptanz besitzen.

Auch bei der η' - Rekonstruktion ist die Nachweiswahrscheinlichkeit unter Rückwärtswinkeln geringer, jedoch ist dieser Effekt nicht so extrem wie im Falle des η - Mesons (Mitte links). Die Akzeptanzkorrektur vermag somit diesen Effekt zu beheben (Mitte rechts). Die Abweichungen (Fluktuationen) von konstanten Verteilungen (rechte Spalte) sind auf die Diskretisierung der Variablen zurückzuführen. Aufgrund der geringen Anzahl an Elementen für die invarianten Massen der $p\eta'$ - Paare (siehe Tabelle 3.5) sind diese Abweichungen größer als im Falle des η - Mesons (vgl. 3.14).

Um eine Fehlerabschätzung der Akzeptanzkorrektur vorzunehmen, wurden außer dem PS^η - bzw. dem $PS^{\eta'}$ - Generator die resonanten Generatoren (P_0^η und P_1^η , bzw. $S_{11}^{\eta'}$ und $P_{11}^{\eta'}$) verwendet, um simulierte Daten zu erzeugen. Alle simulierten Datensätze wurden der kompletten Analyse inklusive Akzeptanzkorrektur unterworfen. Die Abweichung der mittels Akzeptanzkorrektur bestimmten Anzahl von

¹⁸Dies ist jedoch durch den Speicherbedarf der Matrizen begrenzt. Eine Reduzierung des Diskretisierungsproblems könnte auch durch eine 4-dimensionale Interpolation innerhalb der jeweiligen Matrix erreicht werden.

der ursprünglich simulierten Anzahl von Ereignissen erlaubt eine Aussage über den möglichen Fehler der Akzeptanzkorrektur.

Es zeigt sich, daß im Falle der η' - Akzeptanzkorrektur die ursprünglich simulierte Anzahl für alle Generatoren auf 1% genau durch die Analyse wiedergegeben wird, sich jedoch für die η - Akzeptanzkorrektur ein Fehler von 10% ergibt.

Um Aussagen über winkel- und impulsdifferentielle Verteilungen der η' - Produktion treffen zu können, ist es nötig, die Unabhängigkeit der Akzeptanzkorrektur vom gewählten Generator auch in den differentiellen Verteilungen zu demonstrieren. In Abbildung 3.16 ist die Polarwinkelverteilung der η' - Mesonen im Schwerpunktsystem unter Verwendung des $P_{11}^{\eta'}$ - Generators gezeigt. Die gestrichelte Linie zeigt die ursprünglich generierte Verteilung. Nach der Digitalisierung und der kompletten Analyse inklusive Akzeptanzkorrektur erhält man die durch die durchgezogene Linie dargestellte Verteilung. Die beiden Verteilungen wurden auf die gleiche Fläche normiert.

In Abbildung 3.17 ist der analoge Vergleich für den transversalen Impuls p_t und

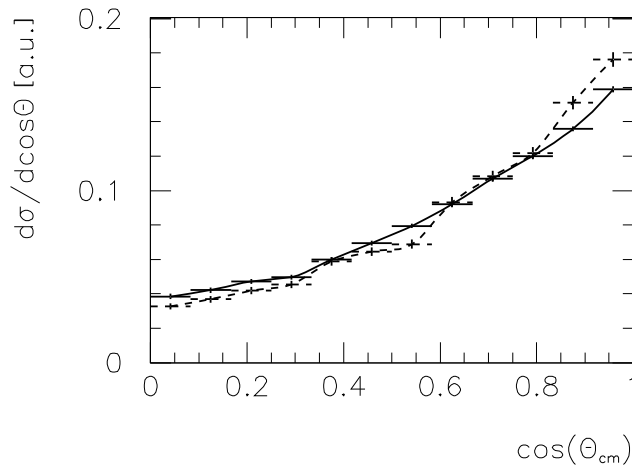


Abb. 3.16: Winkeldifferentielle Akzeptanzkorrektur für η' -Mesonen. Die mit Hilfe des $P_{11}^{\eta'}$ - Generators ursprünglich erzeugte Polarwinkelverteilung der η' -Mesonen (gestrichelte Linie) im Schwerpunktsystem ist zusammen mit der nach Digitalisierung und anschließender Akzeptanzkorrektur erhaltenen Verteilung gezeigt. Beide Verteilungen wurden auf die gleiche Fläche normiert. Die gute Übereinstimmung demonstriert die Modellunabhängigkeit der Akzeptanzkorrektur für die $\cos(\Theta_{cm})$ - Verteilung.

die Feynman - Variable x_F dargestellt¹⁹. Der transversale Impuls

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.27)$$

beschreibt den Impulsanteil orthogonal zur Strahlrichtung. Ein Maß für die longitudinale Impulsverteilung wird durch die x_F -Variable ausgedrückt. Sie berechnet sich aus dem Verhältnis des Teilchenimpulses in Strahlrichtung (p_z^{cm}) im Schwerpunktsystem zum maximal möglichen Impulsanteil in Strahlrichtung ($p_{z,max}^{cm}$):

$$x_F = \frac{p_z^{CM}}{p_{z,max}^{cm}} \quad (3.28)$$

Bei einem Strahlimpuls von $3.67 \text{ GeV}/c$ beträgt der maximal mögliche Impulsanteil in z-Richtung $p_{z,max}^{cm} \sim 0.435 \text{ GeV}/c$.

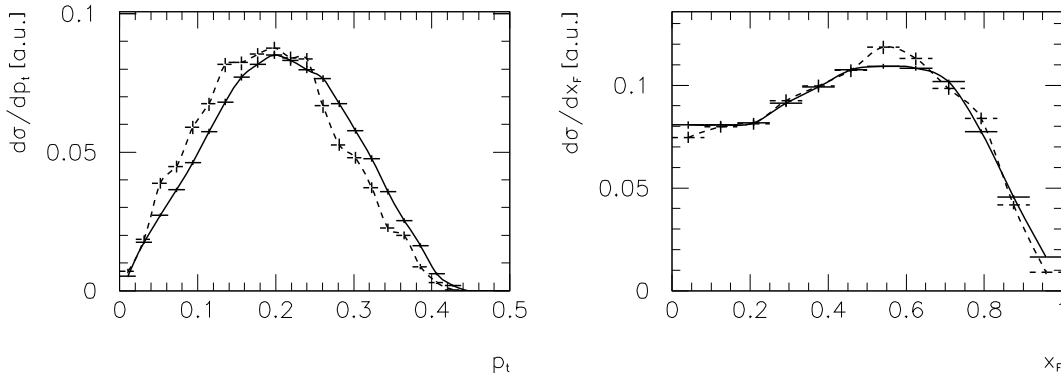


Abb. 3.17: Impulsdifferenzielle Akzeptanzkorrektur für η -Mesonen. Die mit Hilfe des P_{11}^{η} - Generators ursprünglich erzeugten Impulsverteilungen der η -Mesonen (gestrichelte Linie) sind zusammen mit den nach Digitalisierung und anschließender Akzeptanzkorrektur erhaltenen Verteilungen gezeigt. Alle Verteilungen wurden auf die gleiche Fläche normiert. Die Übereinstimmung demonstriert die Modellunabhängigkeit der Akzeptanzkorrektur für die unpulsdifferenziellen Verteilungen.

In beiden Abbildungen gibt die gestrichelte Verteilung die ursprünglich generierte Verteilung wieder. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Verteilung nach Digitalisierung und kompletter Analyse. Beide Verteilungen wurden auf die gleiche Fläche normiert.

¹⁹In Abschnitt 4.4 wird anhand der Variablen $\cos(\Theta)$, p_t und x_F ein Vergleich der gemessenen Daten mit Modellen durchgeführt. Deswegen wird in diesem Abschnitt explizit die Modellunabhängigkeit der Akzeptanzkorrektur für diese Verteilungen gezeigt.

Ein quantitative Aussage über die Übereinstimmung der Verteilungen erfolgt mit Hilfe der HDIFF - Funktion der PAW - Programmbibliothek [Paw89]. Die ermittelten χ^2 - Werte entsprechen den mit den statistischen Fehlern gewichteten und über die einzelnen Histogramm - Kanäle gemittelten quadratischen Abweichungen der jeweiligen Verteilungen. Diese Werte ergeben sich zu: $\chi_{\cos(\Theta)}^2 = 0.62$, $\chi_{p_t}^2 = 0.97$ und $\chi_{x_F}^2 = 0.54$.

Die gute Übereinstimmung der Verteilungen zeigt, daß die mit Hilfe eines Phasenraum - Generators erzeugte Akzeptanz - Matrix in der Lage ist, Ereignisse, die einer abweichenden Kinematik folgen (d.h. es wurde ein anderer Generator verwendet), zu korrigieren. Das bedeutet, daß die durchgeführte Akzeptanzkorrektur unabhängig vom ursprünglich gewählten Generator ist.

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

Die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes der η' -Produktion erfolgt über die Bestimmung des Produktionsverhältnisses der η' - und η - Mesonen. Dieses Verhältnis wird mit dem Literaturwert der η - Produktion multipliziert, um den η' - Wirkungsquerschnitt zu erlangen (Abschnitt 4.3).

Die Bestimmung des η'/η - Verhältnis erfolgt durch die Extrahierung der Signale der akzeptanzkorrigierten Spektren unter Berücksichtigung möglicher Fehlerquellen (Abschnitt 4.1). Desweiteren erfolgt eine nach kinematischen Variablen differentielle Betrachtung der η' - Produktion (Abschnitt 4.4). Die erlangten Ergebnisse werden abschließend in Abschnitt 4.5 diskutiert werden.

4.1 Fehlerbetrachtung

Durch die ereignisweise durchgeführte Akzeptanzkorrektur, welche auch die unterschiedlichen Verzweigungsverhältnisse berücksichtigt, erhält man für η - und η' - Mesonen Verteilungen, die analog zu Abschnitt 3.4.1 und 3.4.2 durch eine Gaußverteilung und ein Polynom 3. Ordnung angepaßt werden. Anhand der Parameter der Gaußverteilung läßt sich die akzeptanzkorrigierte Anzahl (N = Fläche der Gaußverteilung) des jeweiligen Mesons bestimmen: $N = \sqrt{2\pi} \cdot h \cdot b \cdot \text{binning}$, wobei h die Höhe und b die Breite (σ) der Gaußverteilung ist und binning der Kanalgröße Rechnung trägt.

Der statistische Fehler der Anzahl N ergibt sich mittels Fehlerfortpflanzung aus dem Anpassungsfehler der Höhe h und der Breite b der Gaußverteilung.

Allgemein gilt für die Fehlerfortpflanzung einer Funktion $x = f(u, v)$ [Bev92]:

$$\sigma_x^2 = \sigma_u^2 \left(\frac{\partial x}{\partial u}\right)^2 + \sigma_v^2 \left(\frac{\partial x}{\partial v}\right)^2 + 2\sigma_{uv}^2 \left(\frac{\partial x}{\partial u}\right) \left(\frac{\partial x}{\partial v}\right) \quad (4.1)$$

wobei $\sigma_{x,u,v}^2$ die Varianz und σ_{uv}^2 die Kovarianz repräsentiert. Sind die beiden Variablen u, v unkorreliert so gilt $\sigma_{uv}^2 = 0$. Unter Kenntnis der Fehlermatrix ϵ

ergibt sich folgender Ausdruck für den Fehler der Gaußfläche.

$$\frac{\sigma_N^2}{N^2} = \frac{\sigma_h^2}{h^2} + \frac{\sigma_b^2}{b^2} + 2 \cdot \epsilon_{hb} \cdot \frac{\sigma_h}{h} \cdot \frac{\sigma_b}{b} \quad (4.2)$$

Es zeigt sich, daß die Höhe h und die Breite b sowohl für die η - als auch η' - Anpassung eine negative Korrelation aufweisen ($\epsilon_{hb}^\eta = -0.37$ und $\epsilon_{hb}^{\eta'} = -0.42$). Die statistischen Fehler bestimmen sich zu $(\sigma_N/N)_\eta = 0.8 \%$ und $(\sigma_N/N)_{\eta'} = 8.0 \%$.

Der systematische Fehler des η'/η - Verhältnisses ergibt sich durch die Anpassung des Untergrundes, den Einfluß der Teilchenidentifizierung, die Unzulänglichkeit der Akzeptanzkorrektur und weitere mögliche Einflüsse. Folgende Beiträge zum systematischen Fehler seien näher betrachtet:

- Der systematische Fehler, der durch die **Untergrundbestimmung** hervorgerufen wird, kann durch die Bestimmung des Untergrundes mittels verschiedener Anpassungsfunktionen und Variation des anzupassenden Bereiches bestimmt werden. Die Beurteilung der Güte der jeweiligen Anpassung erfolgt anhand des χ^2 - Wertes, wobei die Anzahl der Freiheitsgrade berücksichtigt wurde. Die besten Anpassungen bilden hierbei die Grundlage der Bestimmung des jeweiligen Mittelwerts und des Fehlers. Der Fehler des Untergrundabzugs wurde bei der η' - Rekonstruktion zu 14 % und bei der η - Rekonstruktion zu 15 % bestimmt.
- Zur Bestimmung des systematischen Fehlers aufgrund der **Teilchenidentifizierung** mittels des **Čerenkov - Detektors** wurde bei der Bestimmung des η - und η' - Signals wahlweise auf eine Teilchenbedingung (π^- , π^+ oder beide Protonen) verzichtet. Die resultierenden relativen Änderungen des η'/η - Verhältnisses in den Daten und den Simulationen gegenüber der ursprünglichen Ereignisrekonstruktion sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Das unter Berücksichtigung aller Teilchenbedingungen extrahierte η'/η - Verhältnis entspricht in der Simulation und den Daten jeweils 100 %. Sowohl in den Daten als auch in den Simulationen bewirkt die Nicht - Berücksichtigung der Čerenkov - Bedingung für ein Teilchens eine Verringerung des η'/η - Verhältnisses. Jedoch wird der Effekt nicht vollkommen durch die Simulation wiedergegeben, wodurch insgesamt ein „systematischer Bias“ von etwa -5% entsteht, d.h. das extrahierte Verhältnis muß mit 0.95 multipliziert werden. Der systematische Fehler durch die Čerenkov - Bedingung wird mit 5 % angenommen.
- Der systematische Fehler der modellfreien **Akzeptanzkorrektur** kann mit Hilfe von Simulationen quantitativ bestimmt werden (vgl. Abschnitt 3.5.5). Für die Erstellung der Effizienz - Matrix sowohl für die η - als auch die η' - Rekonstruktion wurden die Phasenraumelemente mittels 3-Körper Phasenraum - Simulationen populierte. Diese Effizienz - Matrix kann nun verwendet

Teilchen mit Čerenkov - Bedingung	η'/η - Veränderung		$(\eta'/\eta)_{data}/(\eta'/\eta)_{sim} - 1$
	Daten	Simulation	
$pp\pi^+$	88.7 ± 3.6	91.4 ± 0.2	-3.0 %
$pp\pi^-$	95.9 ± 3.8	97.2 ± 0.2	-1.3 %
$\pi^-\pi^+$	89.5 ± 4.9	90.2 ± 0.2	-0.8 %

Tabelle 4.1: Einfluß der Teilchenidentifikation auf das η'/η - Verhältnis. Variiert wurde die Čerenkov - Bedingung für die Ereignisrekonstruktion. Angegeben sind die relativen Veränderungen des η'/η - Verhältnis gegenüber der Ereignisrekonstruktion unter Verwendung aller Čerenkov - Bedingungen. Die Simulation vermag nicht vollständig den beobachteten Effekt in den Daten zu erklären.

werden, um andere, von dem 3-Körper - Phasenraum - Generator abweichende Monte - Carlo - Simulationen zu korrigieren. Sollte die Akzeptanzkorrektur keinerlei Unsicherheit aufweisen, würde man nach dieser Korrektur wieder die ursprüngliche Anzahl der gewürfelten Ereignisse erhalten. Die in Abschnitt 3.5.1 beschriebenen resonanten Generatoren wurden hierbei benutzt, um von einem 3-Körper - Phasenraum abweichende Verteilungen zu erhalten. Im Falle des η' - Mesons ergab sich für diese Generatoren eine Abweichung von 1 % gegenüber der ursprünglich gewürfelten Anzahl von Ereignissen. Im Falle des η - Mesons betrug die Abweichung 10 %.

- Der aufgrund der kontinuierlichen **Schwankungen der Elektronik** auftretende systematische Fehler wurde zu 10 % abgeschätzt.
- Der systematische Fehler aufgrund des **Trackings** wurde in [Bre97] behandelt und ist zu 10 % bestimmt worden.
- Im Rahmen der Simulationen konnte die Triggerbedingung durch die Faser - Detektoren nicht berücksichtigt werden (vgl. [Bre97]), jedoch läßt sich der maximale Einfluß des unterschiedlichen Ionisationsvermögens der Teilchen der beiden Reaktionen abschätzen. Hierzu wurde die mittlere Geschwindigkeit $\beta = v/c$ von Pionen und Protonen der beiden Reaktionen bestimmt und unter Berücksichtigung der Fasereffizienzen $\epsilon(\beta)$ [Bed97] die Trigger - Effizienz des Ereignisses errechnet¹. Aufgrund der geringen Unterschiede der Geschwindigkeiten von Pionen und Protonen, $\beta_{\pi}^{\eta'} = 0.954$ und $\beta_p^{\eta'} = 0.969$ im Falle der betrachteten η' - Produktion und $\beta_{\pi}^{\eta} = 0.969$ und $\beta_p^{\eta} = 0.755$ im Falle der η - Produktion ergibt sich z.B. für die Trigger - Bedingung ($Y0 \geq 2$) ein Effizienzunterschied von weit weniger als 1 %. Der Beitrag

¹Dies geht auf die in Abschnitt 2.5 beschriebene Trigger - Bedingung zurück. Der größte Einfluß kommt durch die Bedingung, daß mindestens zwei der sechs ersten ($Y0 \geq 2$) und drei der zweiten sechs Faserebenen ($Y1 \geq 3$) angesprochen haben müssen.

der Trigger - Effizienz auf des extrahierte Produktionsverhältnis ist somit zu vernachlässigen.

Die beschriebenen Fehlerquellen sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Unter der Annahme, daß es sich bei den oben aufgeführten Fehlerbeiträgen um unkorrelierte Fehler handelt², kann der gesamte systematische Fehler berechnet werden (vgl. Gleichung 4.1 und [Bev92]). Es ergibt sich ein dominierender systematischer Gesamtfehler von 27 % und aufgrund der Teilchenidentifizierung mittels Čerenkov - Detektoren ein systematischer Korrekturfaktor von 0.95. Der statistische Fehler beträgt etwa 8 %.

Statistischer Fehler	8 %
Systematischer Fehler	27 %
- Čerenkoidentifikation	5 %
- Akzeptanzkorrektur	10 %
- η' - Untergrundabzug	14 %
- η -Untergrundabzug	15 %
- Tracking - Effizienz	10 %
- Elektronische Schwankungen	10 %

Tabelle 4.2: Übersicht der Fehlerbeiträge bei der η'/η - Bestimmung. Die einzelnen Fehlerquellen sind aufgelistet. Der dominierende systematische Fehler ergibt sich gemäß Fehlerfortpflanzungsgesetz aus den einzelnen aufgelisteten Beiträgen.

4.2 η'/η - Verhältnis

Damit ergibt sich für das η'/η - Verhältnis mit seinem absoluten statistischen und systematischen Fehler:

$$\frac{\sigma(pp \rightarrow pp\eta')}{\sigma(pp \rightarrow pp\eta)} = R_{\eta'/\eta} = (1.67 \pm 0.13_{-0.36}^{+0.46}) \cdot 10^{-2} \quad (4.3)$$

Da der systematische Fehler die Unsicherheit des Verhältnisses beschreibt ergibt, sich ein asymmetrisches Fehlerintervall ($R_{\eta'} \cdot (1.0 + 0.27) = 2.13 = 1.67 + 0.46$ und $R_{\eta'}/(1.0 + 0.27) = 1.31 = 1.67 - 0.36$).

²Die Unkorreliertheit aller Fehlerquellen ist nicht unbedingt gegeben. Jedoch ist dies die einzig mögliche sinnvolle Annahme.

4.3 η' - Wirkungsquerschnitt

Die Bestimmung des η' - Wirkungsquerschnittes mit Hilfe des in Abschnitt 4.2 bestimmten Produktionsverhältnisses bedarf der Kenntnis des η - Wirkungsquerschnittes ($\sigma(pp \rightarrow pp\eta)$) bei der betrachteten Energie. Hierzu wurden in Abbildung 4.1 die existierenden Produktionsdaten [Cal96] für die Reaktion $pp \rightarrow pp\eta$ in Abhängigkeit der zu Verfügung stehenden Energie ($\sqrt{s} - \sqrt{s_0} = \sqrt{s} - 2 \cdot m_p - m_\eta$) aufgetragen und mit verschiedenen Parametrisierungen angepaßt [Rit98b].

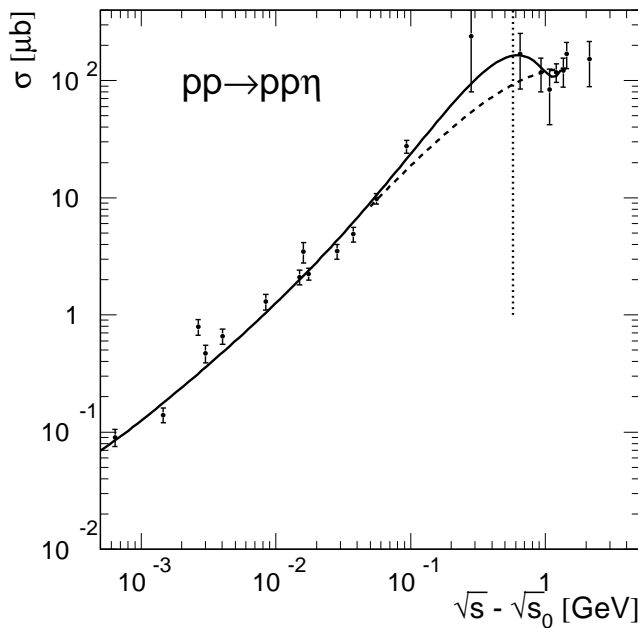


Abb. 4.1: η - Produktions - Wirkungsquerschnitt in pp - Stößen. Die existierenden Daten sind als Funktion der zu Verfügung stehenden Energie gezeigt. Die beiden Kurven geben verschiedene Parametrisierungen wieder, woraus sich bei ($\sqrt{s} - \sqrt{s_0} = 0.554 \text{ GeV}$) eine Produktionswahrscheinlichkeit von $\sigma_{(pp \rightarrow pp\eta)} = 135 \pm 35 \mu b$ bestimmen läßt.

Einerseits erfolgte eine Anpassung mit einem Polynom 5. Ordnung (durchgezogene Linie) andererseits eine Anpassung gemäß $\sigma_{(pp \rightarrow pp\eta)} = a(s/s_0 - 1)^2 (s_0/s)^c$ (gestrichelte Linie). Der für unseren Energiebereich (0.554 GeV , gepunktete Linie) interpolierte Wirkungsquerschnitt kann zu $\sigma_{(pp \rightarrow pp\eta)} = 135 \pm 35 \mu b$ bestimmt werden. Somit folgt für den η' - Wirkungsquerschnitt bei einem Strahlimpuls von $3.67 \text{ GeV}/c$:

$$\sigma(pp \rightarrow pp\eta') = R_{\eta'/\eta} \cdot \sigma(pp \rightarrow pp\eta) = (2.25 \pm 0.18_{-0.61}^{+0.86}) \mu b \quad (4.4)$$

4.4 Differentielle Verteilungen

Die akzeptanzkorrigierten Verteilungen können in Abhängigkeit von bestimmten Parametern unterteilt und projiziert werden. Diese Projektionen werden mit der schon beschriebenen Funktion (vgl. Abschnitt 3.4) angepaßt und die Ausbeute je Projektion bestimmt. Die absolute Normierung der somit erlangten differentiellen

Verteilungen erfolgt anhand des bestimmten totalen Wirkungsquerschnittes. Die bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitte werden mit den unter Verwendung der $PS^{\eta'}$, $S_{11}^{\eta'}$ und $P_{11}^{\eta'}$ Generatoren erzeugten η' - Simulationen verglichen. Aufgrund der im Vergleich zur Verfügung stehenden Energie relativ großen Breite der beiden Resonanzen ist jedoch nur der Effekt der verschiedenen Winkelverteilungen der $p\eta'$ - Systems (S- oder P-Welle) zu beobachten, nicht jedoch der Einfluß der Resonanzbreite. Dies zeigt sich in der Tatsache, daß die Generatoren $PS^{\eta'}$ und $S_{11}^{\eta'}$ identische Verteilungen liefern. In den folgenden Abbildungen werden somit nur die Simulationen gemäß $S_{11}^{\eta'}$ und $P_{11}^{\eta'}$ gezeigt.

Zunächst ist in Abbildung 4.2 die Polarwinkelverteilung der η' - Mesonen in der Vorwärtshemisphere ($\cos(\Theta) > 0$) dargestellt. Die Daten zeigen einen Anstieg zu Vorwärtswinkeln, während eine isotrope Produktion eine flache Verteilung aufweisen würde (gestrichelte Linie). Eine relative P- Wellenproduktion des $p\eta'$ - Systems (durchgezogene Linie) weist ein in Übereinstimmung mit den Daten stehendes Verhalten auf.

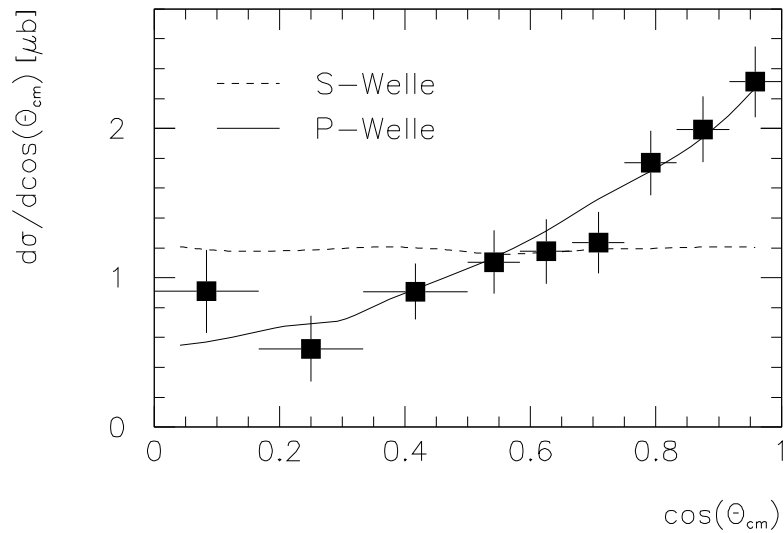


Abb. 4.2: Polarwinkelverteilung der η' - Mesonen. Die gemessene Winkelverteilung der η' - Mesonen im Schwerpunktsystem ist zusammen mit zwei Monte-Carlo-Simulationen gezeigt. Die gestrichelte Linie repräsentiert eine isotrope Verteilung des verfügbaren Phasenraums (S-Welle) und die durchgezogene Linie die Produktion des η' - Mesons über einen intermediären ($p\eta'$) P-Wellen-Zustand. Der in den Daten beobachtete Anstieg zu Vorwärtswinkeln wird von der P-Wellen-Produktion wiedergegeben, wohingegen eine isotrope Verteilung diesen Anstieg nicht zu reproduzieren vermag.

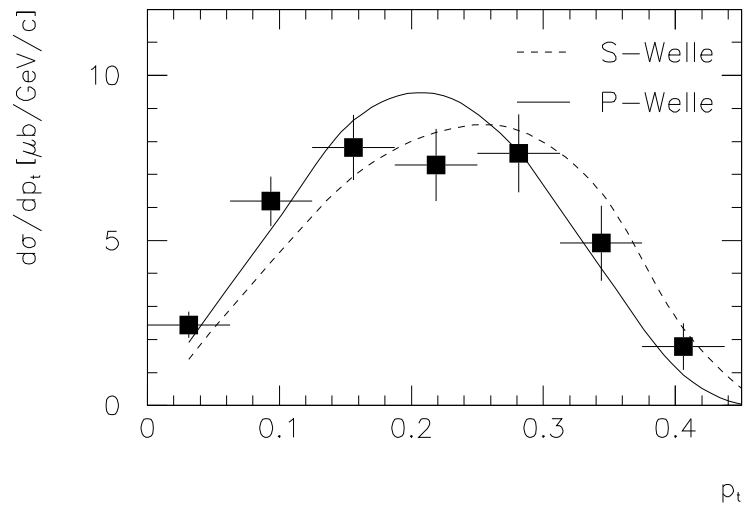


Abb. 4.3: Transversale Impulsverteilung der η - Mesonen. Die gemessene Verteilung ist zwei Monte - Carlo - Simulationen mit verschiedenen Generatoren gegenübergestellt. Die Daten sind im Vergleich zur S - Wellen - Simulation zu kleineren transversalen Impulsen verschoben, was auch in der P - Wellen - Simulation zu beobachten ist.

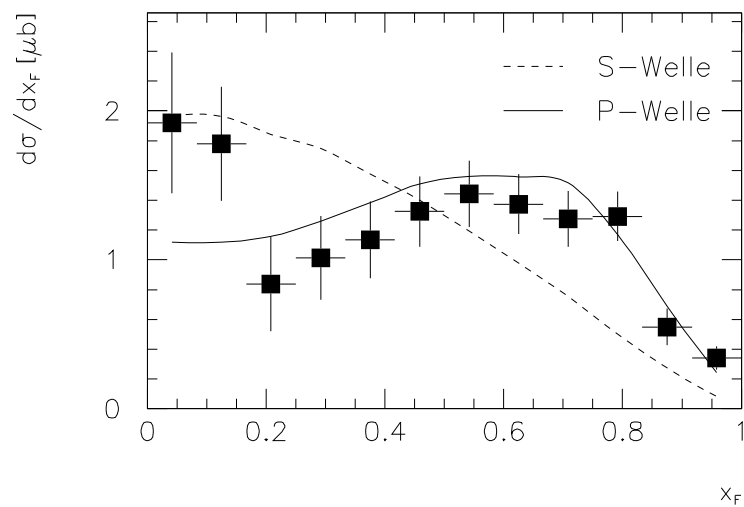


Abb. 4.4: Feynman x- Verteilung der η - Mesonen. Die gemessene Verteilung ist zusammen mit zwei Monte - Carlo - Simulationen dargestellt. Während die S - Wellen - Simulation ein monotonen Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit steigendem x_F fordert, zeigen die Daten ein relatives Maximum bei $x_F \simeq 0.65$, was in Übereinstimmung mit der P - Wellen - Simulation steht.

Die Impulsverteilung der η - Mesonen wird anhand des transversalen Impulses p_t und der Feynman - Variablen x_F untersucht (vgl. Abschnitt 3.5.5). Die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 4.3 für den transversalen Impuls und in Abbildung 4.4 für die x_F - Variable dargestellt.

In beiden Abbildungen gibt die gestrichelte Linie die Simulation einer isotropen Verteilung (S-Welle) wieder, wohingegen die durchgezogene Linie die Produktion über eine relative P-Welle des η/p - Zustandes repräsentiert.

4.5 Diskussion der Ergebnisse

Der Wirkungsquerschnitt (σ) für eine Reaktion läßt sich durch Fermis Goldene - Regel beschreiben. Für einen Endzustand aus drei Teilchen folgt nach [Byk73]:

$$\sigma = \langle |M_{if}|^2 \rangle \cdot \frac{R_3}{F} \quad (4.5)$$

Hierbei beschreibt M_{if} das Übergangs - Matrixelement zwischen Anfangs und Endzustand. Der einkommende Teilchenfluß wird durch F und der 3-Körper - Phasenraumfaktor durch R_3 repräsentiert. Der Fluß - Faktor und der Phasenraumfaktor sind aufgrund der vorgegebenen Kinematik (d.h. der zu Verfügung stehenden Energie und der Massen der vorhandenen Teilchen) berechenbar. Für den aus zwei Protonen und einem η - Meson bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2.978 \text{ GeV}$ gebildete Endzustand gilt: $R_3/F = 4.47 \cdot 10^{-7} \text{ fm}^2$. Hieraus läßt sich das Übergangs - Matrixelement zu $|M_{if}| = 22.5_{-4.4}^{+4.7}$ berechnen.

Anhand des Matrixelements können im Rahmen einer effektiven Theorie die Kopplungskonstanten (z.B. $g_{\eta NN}$) bestimmt werden³. Aufgrund der Tatsache, daß nur gewisse Austauschbeiträge berücksichtigt werden, und Annahmen über die Art der Kopplung (pseudovektorielle- oder pseudoskalare Kopplung) gemacht werden, ist die Bestimmung der Kopplungskonstanten modellabhängig.

Betrachtung des η - Wirkungsquerschnitts

In Abbildung 4.5 ist der extrahierte η - Wirkungsquerschnitt in pp - Stößen zusammen mit den existierenden Daten und zwei theoretischen Voraussagen als Funktion der zu Verfügung stehenden Energie gezeigt.

Die Rechnungen von A.Sibirtsev und W.Cassing [Sib98a] beruhen auf einem Ein - Pion - Austausch - Modell (OPE) wie es auch in Abbildung 1.4 B als Feynman - Diagramm dargestellt ist. Der linke Vertex ist durch die Kopplung des π^0 -

³Für das Übergangs - Matrixelement einer Ein - Bosonen - Austauschreaktion gilt: $M(q^2) = g_1 \cdot g_2 / (q^2 + m^2)$. Hierbei sind g_1 und g_2 die Kopplungskonstanten an den beiden Vertices (vgl. Abbildung 1.3), m die Masse des ausgetauschten Bosons und q der Impulsübertrag. Der Faktor $(q^2 + m^2)^{-1}$ wird als Propagator bezeichnet.

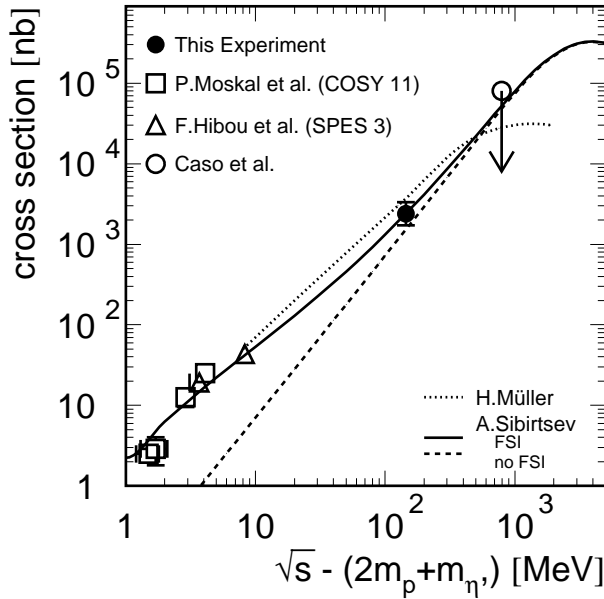


Abb. 4.5: η' -Produktions - Wirkungsquerschnitt in pp -Stößen. Der in dieser Arbeit präsentierte Datenpunkt 145 MeV oberhalb der Produktionsschwelle ist zusammen mit den existierenden Daten und zwei Modellrechnungen als Funktion der zu Verfügung stehenden Energie dargestellt. Innerhalb der Fehlergrenzen ist er in Übereinstimmung mit den Rechnungen von Sibirtsev und Cassing.

Mesons an das Nukleon ($g_{\pi NN}$) und der rechte Vertex durch das Übergangs - Matrixelement der Reaktion $\pi^0 p \rightarrow p\eta'$ bestimmt. Diese Größen sind experimentell bekannt, woraus sich die in Abbildung 4.5 dargestellte gestrichelte Kurve ergibt. Vor allem nahe der Produktionsschwelle (vgl. Abschnitt 1.5) führt die Endzustandswechselwirkung der beiden Protonen zu einer Modifizierung des Matrixelements. Das Matrixelement der Reaktion $pp \rightarrow pp\eta'$ kann somit als Produkt der durch das OPE - Modell bestimmten Produktionsamplitude $\langle M_{Produktion} \rangle$ und einer FSI - Amplitude faktorisiert werden: $\langle M \rangle = \langle M_{Produktion} \rangle \cdot \langle M_{FSI} \rangle$. Die Berücksichtigung der FSI führt zu der in Abbildung 4.5 gezeigten durchgezogenen Kurve.

Bei den dargestellten Datenpunkten handelt es sich neben den beiden neuen Messungen, die mit dem COSY-11 Spektrometer in Jülich [Mos98] (Quadrate) und dem SPES-3 Spektrometer in Saclay [Hib98] (Dreiecke) durchgeführt wurden, um eine obere Grenze (Schwarzes Kreis mit Pfeil) bei höherer Energie. Man erkennt, daß unser Datenpunkt zum Teil die Lücke zwischen den Messungen nahe der Schwelle und der oberen Grenze zu schließen vermag und die existierenden Daten im betrachteten Energiebereich ein monotonen Ansteigen des Wirkungsquerschnittes zeigen.

Das OPE - Modell ist in der Lage, sowohl die Produktionsquerschnitte nahe der Schwelle als auch unseren Datenpunkt zu beschreiben. Aufgrund dieser guten Übereinstimmung scheint der Austausch schwerer Bosonen (η , ρ , ω , ...) bei der η' -Produktion gering zu sein. Dies ist jedoch aufgrund der zur Verfügung stehenden Energie etwas verwunderlich. Eine mögliche Erklärung wäre, daß sich die Beiträge der schweren Bosonen durch destruktive Interferenz gerade aufheben und somit keinen Beitrag liefern.

Die Rechnung von Sibirtsev und Cassing zeigt vor allem, daß die η' -Produktion in unserem Energiebereich nur sehr gering von der FSI beeinträchtigt wird und somit das von uns bestimmte Matrixelement in etwa der Produktionsamplitude entspricht ($\langle M \rangle \sim \langle M_{Produktion} \rangle \sim 22.5 fm$).

Eine genaue Bestimmung der η' -Nukleon-Kopplung anhand des extrahierten Matrixelementes steht von theoretischer Seite noch aus, jedoch kann eine verschwindende Kopplung wie sie von [Gre80] favorisiert wird aufgrund der guten Übereinstimmung mit dem OPE-Modell ausgeschlossen werden. Die zu berechnende Kopplungskonstante wird eher in einem Bereich liegen der von [Zha95] im Rahmen eines einfachen Quarkmodelles vorausgesagt wird.

Die genaue Bestimmung von $g_{\eta'NN}$ wird auch erlauben die Aussagen des effektiven Modelles [Leh98] zu untersuchen, das aufgrund der axialen Anomalie eine Unterdrückung der η' -Nukleon-Kopplung im Vergleich zur η -Nukleon-Kopplung voraussagt.

Der Vollständigkeit halber sei das „Rossendorfer-Kollisions-Modell“ (ROC-Modell) von H.Müller [Mül95] kurz skizziert, das eine Art phänomenologisches Modell darstellt: Zu den vorhandenen Konstituentenquarks der beiden Protonen werden aufgrund der zu Verfügung stehenden Energie ($q\bar{q}$)-Paare erzeugt, wobei ($s\bar{s}$)-Paare aufgrund der höheren Masse unterdrückt sind. Alle Quarks werden nun auf beliebige mögliche Cluster aufgeteilt, wobei das Confinement und alle bekannten Erhaltungssätze erfüllt sein müssen. Diese Cluster formen in einem zweiten Schritt alle beobachteten Endzustände der pp-Reaktion⁴. Die freien Parameter dieses Modells werden so angepaßt, daß alle Kanäle möglichst gut beschrieben werden. Der Vorteil dieses Modells liegt in der konsistenten Beschreibung aller beobachtbaren Kanäle. Jedoch gehen keinerlei physikalische Annahmen ein, welche überprüft werden können.

Betrachtung des η'/η -Produktionsverhältnisses

Das bestimmte η'/η -Produktionsverhältnis kann mit den Berechnungen eines weiteren, zum Modell von Sibirtsev und Cassing ähnlichen Ein-Pionen-Austausch-Modells von Hibou et al. [Hib98] verglichen werden. Dieses parametrisiert das η'/η -Produktionsverhältnis ($R_{\eta'/\eta}$) wie folgt:

$$R_{\eta'/\eta} = \frac{\frac{(m_p+m_{\eta'})^2}{(2\cdot m_p+m_{\eta'})^{5/2}} \cdot \frac{\sqrt{m_{\eta'}}}{(m_p\cdot m_{\eta'}+m_{\pi^0}^2)^2}}{\frac{(m_p+m_{\eta})^2}{(2\cdot m_p+m_{\eta})^{5/2}} \cdot \frac{\sqrt{m_{\eta}}}{(m_p\cdot m_{\eta}+m_{\pi^0}^2)^2}} \cdot \frac{|M(\pi^0 p \rightarrow p\eta')|^2}{|M(\pi^0 p \rightarrow p\eta)|^2} \cdot \frac{F(Q_{\eta'})}{F(Q_{\eta})} \quad (4.6)$$

Hierbei läßt sich das Verhältnis der Massenterme zu 2.04^{-1} berechnen. Das Verhältnis der Amplitudenquadrate $|M|^2$ für die Reaktionen $\pi^0 p \rightarrow p\eta'$ und $\pi^0 p \rightarrow p\eta$

⁴In unserem Energiebereich sind dies Mesonen- und Hyperonenproduktion.

bestimmt sich anhand der Literaturwerte⁵ zu $(36.5_{-5.1}^{+5.9})^{-1}$.

Der Quotient $F(Q_{\eta'})/F(Q_{\eta})$ beschreibt den Einfluß der FSI auf das Produktionsverhältnis. Bei der Schwerpunktsenergie von 2.978 GeV beträgt die zu Verfügung stehende Energie für die η' -Produktion 554 MeV und für die η -Produktion 145 MeV . Weil die FSI jedoch nur bis 100 MeV oberhalb der jeweiligen Produktionsschwelle von Bedeutung ist [Sib98b], vernachlässigt man den Einfluß der FSI ($F(Q_{\eta'})/F(Q_{\eta}) \equiv 1$). Unter dieser Annahme ergibt sich ein Produktionsverhältnis von $R_{\eta'/\eta} = (1.34_{-0.19}^{+0.22}) \cdot 10^{-2}$, wobei der Fehler aus den experimentellen Unsicherheiten der Amplitudenquadrate folgt. Dieses Verhältnis ist innerhalb der Fehlergrenzen konsistent mit unserer Messung.

Die exakte Berechnung von Gleichung 4.6 liefert aufgrund der in [Hib98] gewählten Parametrisierung der FSI ($F(Q_{\eta'})/F(Q_{\eta}) = 0.247$ bei $\sqrt{s} = 2.978 \text{ GeV}$) ein Produktionsverhältnis von $R_{\eta'/\eta} = (0.331_{-0.046}^{+0.053}) \cdot 10^{-2}$. Die Abweichung vom experimentell bestimmten Produktionsverhältnis kann auf eine für höhere Energien nicht korrekte Beschreibung der FSI zurückgeführt werden.

Betrachtung der differentiellen Winkelverteilungen

Der Abweichung der Polarwinkelverteilung des η' -Mesons von einer isotropen Verteilung (siehe Abbildung 4.2) weist auf die Bedeutung höherer Partialwellen bei der η' -Produktion hin. Der Anstieg des differentiellen Wirkungsquerschnittes ist konsistent mit einer P-Wellen - Verteilung des $p\eta'$ -Systems. Die Bedeutung einer relativen P-Welle ist auch anhand der impulsdifferentiellen Verteilungen (Abbildung 4.3 und 4.4) zu erkennen. Der quantitative Vergleich der experimentellen Daten mit beiden Simulationen ist in Tabelle 4.3 dargestellt.

χ^2	$\cos(\Theta_{cm})$	p_t	X_F	Summe
S-Welle	6.0	2.4	5.9	14.3
P-Welle	0.5	1.4	1.3	3.2

Tabelle 4.3: Vergleich der differentiellen Winkelverteilungen. Die χ^2 -Werte entsprechen den mit den statistischen Fehlern gewichteten und über die einzelnen Histogramm - Kanäle gemittelten quadratischen Abweichungen zwischen den Verteilungen der Simulationen (S- oder P-Wellen - Produktion) und den gemessenen Verteilungen. Die P-Wellen - Produktion weist kleinere χ^2 -Werte und somit eine bessere Übereinstimmung mit den gemessenen Daten auf als die S-Wellen - Produktion.

⁵Hierbei werden die beiden Amplitudenquadrate als konstant angenommen und betragen $|M(\pi^0 p \rightarrow p\eta')|^2 = 10 \pm 1 \mu\text{b}/\text{sr}$ und $|M(\pi^0 p \rightarrow p\eta)|^2 = 365 \pm 30 \mu\text{b}/\text{sr}$

Die χ^2 -Werte sind ein Maß für die Übereinstimmung der Verteilungen von $\cos(\Theta_{cm})$, p_t und X_F mit den gemessenen Daten, wobei beide Verteilungen auf die gleiche Fläche normiert wurden. Die χ^2 -Werte entsprechen den mit den statistischen Fehlern gewichteten und über die einzelnen Histogramm-Kanäle gemittelten quadratischen Abweichungen der jeweiligen Verteilungen. Wie vor allem aus der Summe der einzelnen χ^2 -Werte ersichtlich ist, zeigt die P-Wellen-Produktion ($\chi^2_{P\text{-Welle}} = 3.2$) eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit den gemessenen Daten als die S-Wellen-Produktion ($\chi^2_{S\text{-Welle}} = 14.3$). Dies weist auf die Bedeutung der P-Wellen-Produktion hin. Eine S-Wellen-Produktion wird durch die experimentellen Verteilungen nicht ausgeschlossen.

Kapitel 5

Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Produktion des η' - Mesons in pp - Stößen bei einer Schwerpunktsenergie von 2.978 GeV betrachtet. Dies stellt eine Erweiterung der existierenden Daten nahe der Produktionsschwelle zu einen Bereich dar, der von der Endzustandswechselwirkung gering beeinflusst ist. Für eine genauere Überprüfung der zugrundeliegenden Produktionsmechanismen bedarf es zusätzlicher Produktionsdaten im Bereich zwischen 20 MeV und 100 MeV oberhalb der η' - Produktionsschwelle. Sowohl die COSY-11 - Kollaboration, die ihre Messungen bis etwa 25 MeV oberhalb der Schwelle erweitert und erste vorläufige Ergebnisse angekündigt hat [Oel99], als auch die von uns aufgenommenen Daten bei einer Strahlenergie von 2.5 GeV ($\sqrt{s} - \sqrt{s_0} = 32 \text{ MeV}$), welche zur Auswertung bereitstehen, werden Aussagen in diesem Energiebereich treffen können.

Der in dieser Arbeit bestimmte η' - Wirkungsquerschnitt bzw. das Übergangsmatrixelement der Reaktion $pp \rightarrow pp\eta'$ kann dazu verwandt werden, die η' - Nukleon - Kopplung in einem Energiebereich zu bestimmen, der nicht von der FSI dominiert wird. Eine genaue Betrachtung steht von theoretischer Seite noch aus.

Erste Ergebnisse aus Untersuchungen der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta' p$ [Plö98] und die in dieser Arbeit gezeigte Bedeutung einer relativen P - Welle des $\eta' p$ - Systems können auf eine resonante Produktion des η' - Mesons hinweisen. Dies muß in zukünftigen Experimenten näher untersucht werden.

Die Aussagekraft der präsentierten experimentellen Ergebnisse sind vor allem durch systematische Fehler beschränkt. Durch eine Weiterentwicklung der Analysemethoden wird es möglich sein, diese Unsicherheiten zu reduzieren. Erste Ergebnisse im Rahmen der Implementierung eines kinematischen Fits¹ [Bed99] zeigen für die Analyse der Hyperonenproduktion eine entscheidende Verbesserung

¹Unter einem kinematischen Fit versteht man die Anpassung des gesamten Ereignisses unter der Hinzunahme von Randbedingungen. Für die Rekonstruktion des η' -Mesons stellen die Information eines gemeinsamen Vertexpunktes aller vier geladener Teilchen und das fehlende η - Meson solche Bedingungen da.

der Massenauflösung.

Desweiteren wird in näherer Zukunft [Frö02] eine absolute Strahlstromnormierung bzw. die Normierung über die elastische Proton - Proton - Streuung eine Bestimmung des η' - Wirkungsquerschnitts ermöglichen, die nicht von der modellbehafteten Interpolation des η - Wirkungsquerschnittes abhängig ist.

Anhang A

Suche nach η' - Mesonen über den Zerfall $\eta' \rightarrow \rho\gamma$

Das η' -Meson weist neben dem in Kapitel 3.4 betrachteten Zerfall in $\pi^+\pi^-\eta$ mit

$$\eta' \rightarrow \rho\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma \quad (\text{A.1})$$

einen weiteren geladenen Zerfallskanal auf. Dieser Zerfall zeigt mit einem Verzweigungsverhältnis von $30.2\% \cdot 100\% = 30.2\%$ die gleichen vier geladenen Teilchen im Endzustand. Das totale Verzweigungsverhältnis ist somit vergleichbar mit dem des Zerfallskanal $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta \rightarrow \pi^+\pi^- + \text{neutrale Teilchen}$ ($43.8\% \cdot 71.5\% = 31.3\%$). In diesem Anhang wird der Rekonstruktions - Versuch dieser Reaktion skizziert.

Der Zerfall des η' - Mesons in $\rho\gamma$ besitzt mit dem γ ein nicht nachgewiesenes Teilchen mit verschwindender Masse. Die Korrelation von $(M_{miss}^{pp})^2$ und $(M_{miss}^{4p})^2$ für die Monte - Carlo - Simulation, welche beide Zerfallskanäle beinhaltet, ist in Abbildung A.1 oben rechts gezeigt. Die beiden Zerfallskanäle zeigen aufgrund der unterschiedlichen Masse des nicht nachgewiesenen Teilchens (γ bzw. η' - Meson) in $(M_{miss}^{4p})^2$ zwei deutliche Strukturen. Die Bedingung $|(M_{miss}^{4p})^2| < 0.025\text{GeV}^2/c^4$, die konsistent mit einem nicht nachgewiesenen γ ist, ist durch die beiden gestrichelten Linien angedeutet. Die Projektion auf $(M_{miss}^{pp})^2$, die dieser Bedingung folgt, ist in Abbildung A.1 unten rechts dargestellt.

In der linken Spalte von Abbildung A.1 ist der analoge Zusammenhang für die Daten gezeigt. In der 2-dimensionalen Darstellung (oben links) ist eine deutliche Erhöhung für Ereignisse mit $(M_{miss}^{4p})^2 \simeq 0 \text{ MeV}^2/c^4$ zu erkennen. Dies rührt vor allem von Ereignissen des Typs $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ her¹. Die Projektion auf $(M_{miss}^{pp})^2$ unter der Bedingung $|(M_{miss}^{4p})^2| < 0.025\text{GeV}^2/c^4$ ist unten links von Abbildung A.1 gezeigt. Die durchgezogene Linie (Gauß - Funktion) zeigt das erwartete Signal. Der Mittelwert und die Breite dieser Gauß - Funktion wurden

¹Neben der nicht resonanten $\pi^+\pi^-$ - Erzeugung liefert vor allem auch die Produktion über die Δ - Resonanzen ($pp \rightarrow \Delta^0\Delta^- \rightarrow p\pi^-p\pi^+$) oder über das ρ - Meson ($pp \rightarrow pp\rho \rightarrow pp\pi^+\pi^-$) diesen Vier - Teilchen - Endzustand.

anhand der Simulation gewählt (Abbildung A.1 rechts unten) und die Fläche anhand der totalen Ausbeute des $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ Kanals unter Berücksichtigung des unterschiedlichen Verzweigungsverhältnisses und der unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt. Der um zwei Größenordnungen höhere Untergrund ermöglicht es nicht, ein mögliches Signal zu extrahieren.

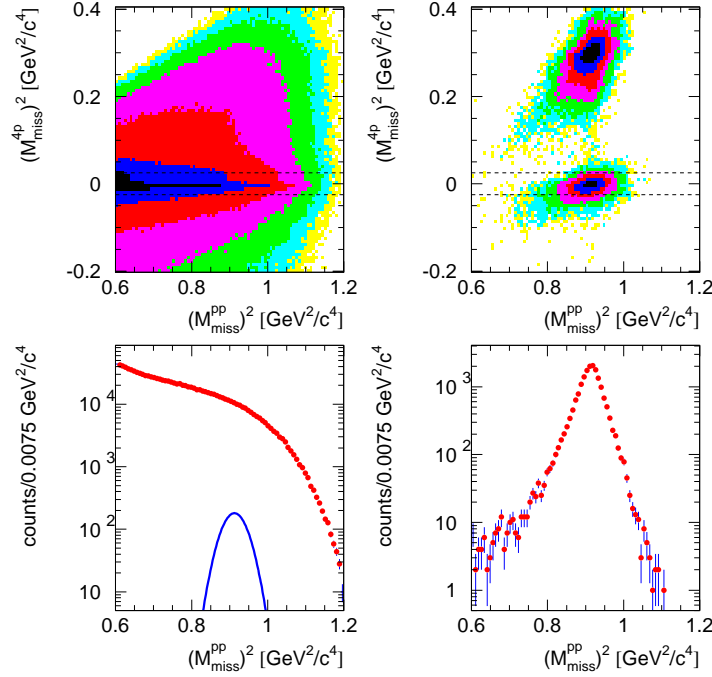


Abb. A.1: Betrachtung der $\eta' \rightarrow \rho\gamma$ Rekonstruktion (1). Die Korrelation zwischen $(M_{miss}^{4p})^2$ und $(M_{miss}^{pp})^2$ ist für Daten (links) und Simulation (rechts) gezeigt. Anhand der Bedingung $|(M_{miss}^{4p})^2| < 0,025 \text{ GeV}^2/c^4$ (gestrichelte Linien) erfolgt eine Projektion auf die $(M_{miss}^{pp})^2$ - Achse. Diese Projektion ist links unten für die Daten und rechts unten für die Simulation gezeigt. Die Projektion der Daten ist durch den Endzustand $pp\pi^+\pi^-$ dominiert, der eine Rekonstruktion des $pp\pi^+\pi^-\gamma$ - Endzustandes verhindert. Das mit Hilfe der Simulation bestimmte Signal der $pp \rightarrow pp\eta' \rightarrow ppp\gamma \rightarrow pp\pi^+\pi^-\gamma$ ist durch die durchgezogene Linie symbolisiert.

Bei der in Abbildung A.1 dargestellten Betrachtung wurde noch nicht explizit zwischen den beiden Endkanälen $pp\pi^+\pi^-$ und $pp\pi^+\pi^-\gamma$ unterschieden, denn beide weisen $(M_{miss}^{4p})^2 = 0 \text{ MeV}^2/c^4$ auf. Jedoch trägt das γ aufgrund des Zwei -

Körperzerfall des η' - Mesons ($\eta' \rightarrow \rho\gamma$) einen nicht verschwindenden Impuls². Dieser fehlende Impuls unterscheidet die beiden Endkanäle.

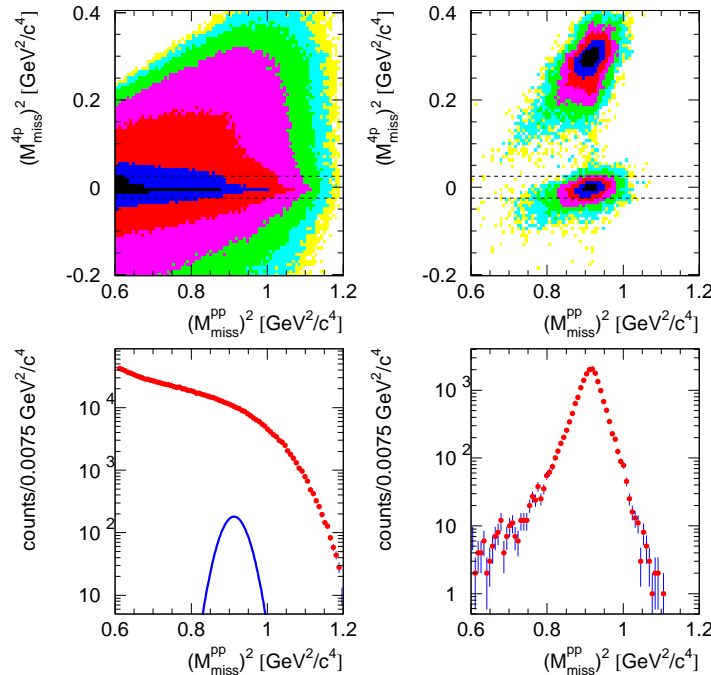


Abb. A.2: Betrachtung der $\eta' \rightarrow \rho\gamma$ Rekonstruktion (2) Analoge Darstellungen wie in Abbildung A.1. Jedoch wurde gefordert, daß die invariante Masse des $\pi^+\pi^-$ - Paares im Bereich $0.66 \text{ GeV}/c^2 < M_{inv}^{\pi^+\pi^-} < 0.88 \text{ GeV}/c^2$ liegt und das Ereignis konsistent mit der Zerfallskinetik der Reaktion $\eta' \rightarrow \rho\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ ist. Der Untergrund durch den $pp\pi^+\pi^-$ - Endkanals ist eine Größenordnung höher als das erwartete Signal.

Um eine zusätzliche Bedingung auf den Impuls des γ anzuwenden, transformieren wir das $\pi^+\pi^-$ - Paar in das Ruhesystem des M_{miss}^{pp} - Teilchens. Für den betrachteten Kanal ($\eta' \rightarrow \rho\gamma$) bedeutet dies eine Transformation des ρ - Meson in das Ruhesystem des η' - Mesons. Unter der zusätzliche Bedingung, daß der Impuls des invarianten $\pi^+\pi^-$ - Paares im Ruhesystem des M_{miss}^{pp} - Teilchens etwa $169 \text{ MeV}/c$ beträgt und die invariante Masse des $\pi^+\pi^-$ - Paares im Bereich $0.66 \text{ GeV}/c^2 < M_{inv}^{\pi^+\pi^-} < 0.88 \text{ GeV}/c^2$ liegt³, ist in Abbildung A.2 der analoge Zusammenhang wie in Abbildung A.1 gezeigt.

²Dieser Impuls kann aufgrund der Zwei - Körperdynamik (Impulserhaltung) berechnet werden und ist in [Cas98] zu $169 \text{ MeV}/c$ angegeben.

³Die Masse des ρ - Meson beträgt $m_\rho = 0.770 \text{ GeV}/c^2$.

Aufgrund der Bedingung bzgl. der invarianten Masse ist das Signal des $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ Kanals in der Simulation (Abbildung A.2 oben rechts) nicht mehr existent. Für die Daten ist eine Reduzierung des Untergrundes um etwa eine Größenordnung zu erkennen. Jedoch zeigt die in Abbildung A.2 links unten dargestellte Projektion, daß die Reduzierung des Untergrundes nicht ausreichend ist, um ein Signal extrahieren zu können. Die durchgezogene Linie repräsentiert wie in Abbildung A.1 das erwartete Signal.

Es bleibt festzustellen, daß es nicht möglich ist, den Endkanal $pp\pi^+\pi^-\gamma$ aufgrund des dominierenden $pp\pi^+\pi^-$ zu extrahieren.

Abbildungsverzeichnis

1.1	SU(3) Mesonen Multipletts	4
1.2	Schematische Darstellung der Mischungswinkel	5
1.3	Darstellung der π^0 - Photoproduktion am Nukleon	8
1.4	η' - Produktionsmechanismen in pp - Reaktionen	9
2.1	Beschleunigeranlage am LNS	14
2.2	Schematische Abbildung des DISTO - Spektrometers	16
2.3	Schematische Abbildung eines Wasser - Čerenkov Detektormoduls	18
2.4	Ansicht der Wasser - Čerenkov - Wand	18
2.5	Schematische Darstellung der elektronischen Auslese der Wasser - Čerenkov Module	19
2.6	Ansicht der einzelnen Bearbeitungsschritte eines Szintillationsmoduls des Halo - Detektors	21
2.7	Schematische Darstellung eines Halo - Detektor - Moduls	22
2.8	Ansicht eines Halo - Detektor - Moduls	22
2.9	Ansicht eines Halo - Detektor - Teilsystems	23
2.10	Eingabefensters zur Positionierung der Halo - Detektoren	24
2.11	Schematische Darstellung der elektronischen Steuerung und Auslese des Halo - Detektorsystems	25
2.12	Schematische Darstellung des DISTO - Datenaufnahme	27
3.1	Analysefluß der experimentellen- und simulierten Daten	30
3.2	Intrinsische Kalibration eines Čerenkovmoduls	33
3.3	Absolute Kalibration eines Čerenkovmoduls	35
3.4	Kalibrations - Parameter der Čerenkov - Module	38
3.5	Darstellung der Pionenidentifikation	40
3.6	Darstellung der Protonenidentifikation	41
3.7	η' - Meson Rekonstruktion	46
3.8	η' - Meson Rekonstruktion	47
3.9	η - Meson Rekonstruktion	49
3.10	Dalitz - Diagramme der betrachteten η - und η' - Zerfälle	53
3.11	Darstellung der benötigten Euler - Winkel	54
3.12	Phasenraumelemente der η - Meson - Akzeptanz - Matrix	57
3.13	Phasenraumelemente der η' - Meson - Akzeptanz - Matrix	58

3.14	Akzeptanz und Akzeptanzkorrektur für simulierte η - Meson Ereignisse	59
3.15	Akzeptanz und Akzeptanzkorrektur für simulierte η' - Meson Ereignisse	60
3.16	Winkeldifferentielle Akzeptanzkorrektur für η' -Mesonen	62
3.17	Impulsdifferentielle Akzeptanzkorrektur für η' -Mesonen	63
4.1	η - Produktions - Wirkungsquerschnitt in pp - Stößen	69
4.2	Polarwinkelverteilung der η' - Mesonen	70
4.3	Transversale Impulsverteilung der η' - Mesonen	71
4.4	Feynman x_F - Verteilung der η' - Mesonen	71
4.5	η' - Produktions - Wirkungsquerschnitt in pp- Stößen	73
A.1	Betrachtung der $\eta' \rightarrow \rho\gamma$ Rekonstruktion (1)	80
A.2	Betrachtung der $\eta' \rightarrow \rho\gamma$ Rekonstruktion (2)	81

Tabellenverzeichnis

1.1	Quarks und Quarkmassen	3
1.2	Quarkinhalte und Quantenzahlen der leichten Mesonen	4
3.1	Hauptzerfallskanäle der η - und η' - Mesonen	42
3.2	Betrachtete Zerfälle und deren kinematische Observable	44
3.3	Vergleich der Anpassungsparameter (\bar{x} und σ)	48
3.4	Verwendete η - und η' - Generatoren	51
3.5	Parameter der Akzeptanz - Matrizen	56
4.1	Einfluß der Teilchenidentifikation auf das η'/η - Verhältnis	67
4.2	Übersicht der Fehlerbeiträge bei der η'/η - Bestimmung	68
4.3	Vergleich der differentiellen Winkelverteilungen	75

Literaturverzeichnis

- [Ald86] ALDE, D. et al.: *Matrix element of the $\eta'(958) \rightarrow \eta\pi^0\pi^0$ decay.* Phys. Lett. B **177**, 115 (1986). IHEP-IISN-LANL-LAPP Collaboration.
- [Ams95] AMSLER, C. et al.: *η -decay into three pions.* Phys. Lett. B **346**, 203 (1995). Crystal Barrel Collaboration.
- [Atw97a] ATWOOD, D. und A. SOMI: *$B \rightarrow \eta' + X$ and the QCD Anomaly.* JLAB-THY-97, 1997.
- [Atw97b] ATWOOD, D. und A. SOMI: *$B \rightarrow \eta' + X$ and the QCD Anomaly.* Phys. Rev. Lett. **79**, 5206 (1997).
- [Bal98a] BALESTRA, F. et al.: IEEE Trans. Nucl. SCI, **45**, 868 (1998). The DISTO Collaboration.
- [Bal98b] BALESTRA, F. et al.: IEEE Trans. Nucl. SCI, **45**, 817 (1998). The DISTO Collaboration.
- [Bal98c] BALESTRA, F. et al.: *DISTO: A Large Acceptance Multiparticle Spectrometer for 1-3 GeV Proton Beams.* Nucl. Instr. Meth. A **426**, 385 (1999). The DISTO Collaboration.
- [Bal98d] BALESTRA, F. et al.: *Spin Transfer in Exclusive Λ Production from $\bar{p}p$ Collisions at 3.67 GeV/c.* Eingereicht an Phys. Rev. Lett. (1998). The DISTO Collaboration.
- [Bal98e] BALESTRA, F. et al.: *Production of ϕ and ω mesons in Near Threshold pp Reactions.* Phys. Rev. Lett. **81**, 4572 (1998). The DISTO Collaboration.
- [Bed97] BEDFER, Y.: Persönliche Mitteilung, 1997.
- [Bed99] BEDFER, Y.; Persönliche Mitteilung, 1999.
- [Beh98] BEHRENS, B.H. et al.: *Two-Body B Meson Decay to η and η' : Observation of $B \rightarrow \eta'K$.* Phys. Rev. Lett. **80**, 3710 (1998).

- [Ber97] BERTINI, R.: Tägliche persönliche Mitteilung während der Strahlzeit, 1997.
- [Bev92] BEVINGTON, P.R. und D.K. ROBINSON: *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. Mc Graw-Hill, New York, 1992.
- [Bre95] BRENSCHEDE, A.: Tracking Of Particles In Complex Setups, C++ Programmibibliothek, unveröffentlicht, 1995.
- [Bre97] BRENSCHEDE, A.: *Untersuchungen der ω - und ϕ - Produktion in Proton-Proton-Stößen nahe der Reaktionsschwelle*. Doktorarbeit, 2.Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1997.
- [Bro98] BROWDER, T.E. et al. : *Observation of High Momentum η Production in B Decay*. Phys. Rev. Lett. **81**, 1786 (1998).
- [Byk73] BYCKLING, E. und K. KAJANTIE: *Particle Kinematics*. John Wiley and sons, London, 1973.
- [Cas68] CASO, C. et al.: Nuov. Cim. **55A**, 66, (1968).
- [Cas98] CASO, C. et al.: *Review of Particle Physics*. Eur. Phys.J. C **3**, 1 (1998).
- [Cal96] H. Calán et al., Phys. Lett. B **366**, 39 (1996); A. M. Bergdolt et al., Phys. Rev. D **48**, R2969 (1993); E. Chiavassa et al., Phys. Lett. B **322**, 270 (1994); E. Pickup et al, Phys. Rev. Lett. **8**, **329** (1962); L. Bodini et al., Nuovo Cimento **58A**, 475 (1968); A. P. Colleraine and U. Nauenberg, Phys. Rev. **161**, 1387 (1967); G. Alexander et al., Phys. Rev. **154**, 1284 (1967); C. Caso et al., Nuovo Cimento **55A**, 66 (1968); E. Colton and E. Gellert, Phys. Rev. **D1**, 1979 (1970); G. Yekutieli et al., Nucl. Phys. **B18**, 301 (1970); S.P. Almeida et al., Phys. Rev. **174**, 1638 (1968); J. Le Guyader et al., Nucl. Phys. **B35**, 573 (1971).
- [Cer34] CERENKOV, P.A.: *The visible glow of pure liquides under the action of γ -rays*. Dokl. Acad. Nauk. SSSR, (Sov. Phys. Dokl.) **2**, 451 (1934).
- [Cer94] CERN, PARTICLE DATA GROUP: *Review of Particle Properties*. Phys. Rev. D, August 1994.
- [Fäl97] FÄLDT, G. und C. WILKIN: *Comparison of near-threashold production of η - and K -mesons in proton-proton collision*. Z. Phys. A **357**, 241 (1997).
- [Frö98] FRÖHLICH, I.: *Entwicklung einer DSP - basierten PCI - Karte zur Implementierung von Tracking - Algorithmen*. Diplomarbeit, 2. Physikalisches Institut, Justus - Liebig - Universität Gießen, 1998.

- [Frö02] FRÖHLICH, I.: *Untersuchung von allen möglichen Observablen in Proton - Proton Reaktionen bei 3.67 GeV/c*. Doktorarbeit, 2. Physikalisches Institut, Justus - Liebig - Universität Gießen, 2002.
- [Fuc95] FUCHS, M.: *Photoproduktion von neutralen Pionen am Wasserstoff nahe der Schwelle*. Doktorarbeit, 2. Physikalisches Institut, Justus - Liebig - Universität Gießen, 1995.
- [Gas81] GASIOROWICZ, S. und J.L. ROSNER: *Hadron spectra and quarks*. American Journal of Physics, **49**, 954 (1981).
- [Gil87] GILMAN, F. und R. KAUFFMAN: $\eta - \eta'$ mixing angle. Phys. Rev. D **36**, 276 (1987).
- [Gol87] GOLDSTEIN, H.: *Klassische Mechanik*. Aula-Verlag, Wiessbaden, 1987.
- [Gol61] GOLDSTONE, J.: *Field Theories with Superconductor Solutions*. Nuov. Cim. **19**, 154 (1961).
- [Gre80] GREIN, W. und P. KROLL: *Two and three Pion-cut contributions to the nucleon-nucleon scattering*. Nucl. Phys. A **338**, 332, 1980.
- [Hat90] HATSUDA, T.: *Anomalous Gluon Content of the Proton*. Nucl. Phys. B **329**, 376 (1990).
- [Hej94] HEJNY, V.: PIG, 1994. DAX, An Easy Data Acquisition System.
- [Hib98] HIBOU, F. et al.: *Comparison of η and η' production in the $pp \rightarrow pp\eta(\eta')$ reactions near threshold*. Phys. Lett. B **438**, 41 (1998). The SPES3 Collaboration.
- [Jel58] JELLEY, J.V.: *Čerenkov radiation and its application*. Pergamon Press, London, 1958.
- [Kal74] KALBFLEISCH, G.R.: η' (958) branching ratio, linear matrix element, and dipion phase shift. Phys. Rev. **10**, 916 (1974).
- [Kle87] KLEINKNECHT, K.: *Detektoren für Teilchenstrahlung* Teubner, Stuttgart, 1992.
- [Kru95] KRUSCHE, B.: *Photoproduction of π^0 and η mesons from nucleons and nuclei in the second resonance region*. Habilitationsschrift, 2. Physikalisches Institut, Justus - Liebig - Universität Gießen, 1995.
- [Lan92] LAND COLLABORATION: *A large area detector for high-energy neutrons*. Nucl. Inst. Meth. A **314**, 136 (1992).

- [Lay73] LAYTER, J.G. et al.: *Study of Dalitz-Plot Distributions of the Decay $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ and $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$* . Phys. Rev. D **7**, 2565 (1973).
- [Leh98] LEHMAN, D.: *The Canonical Formulation of the Axial Anomaly and the Structure on the η'* . Doktorarbeit, Theoretische Physik III, Universität Erlangen - Nürnberg, 1998 und preprint hep-ph/9808210, 1999
- [Leo87] LEO, W.R.: *Techniques for Nuclear Particle Physics Experiments*. Springer, Berlin Heidelberg, 1987.
- [Mos98] MOSKAL, P. et al.: *η' Production in Proton-Proton Scattering Close to Threshold*. Phys. Rev. Lett. **80**, 3202 (1998). The COSY-11 Collaboration.
- [Mül95] MÜLLER, H.: *Hadron production in proton-proton interactions at medium energies*. Z. Phys. A **353**, 103 (1995).
- [Nam60] NAMBU, Y.: *Axial Vector current conservation in weak interaction*. Phys. Rev. Lett **4**, 380, (1960).
- [Oel99] OELERT, W., 1999. Beitrag der DPG-Tagung, Schwellenphysik am COSY-Jülich (HK56) , Freiburg 1999.
- [Paw89] BRUN, R. et al.: *PAW Reference Manual*. CERN Program Library, CERN/Genf, 1989.
- [Per87] PERKINS, D.H.: *Introduction to High Energy Physics*. Addison-Wesley, New York, 1987.
- [Pfa95] PFAFF, H.-W.: PIG, 1995. Positionensitive Scintillator Device for Cosmic Ray Test.
- [Plö98] PLÖTZKE, R. et al.: *Photoproduction of η' mesons with the 4π - detector SAPHIR*. Phys. Lett. B **444**, 555 (1998).
- [Pov93] POVH, B. et al.: *Teilchen und Kerne*. Springer, Stuttgart, 1993.
- [Rit98a] RITMAN, J.: Persönliche Mitteilung, 1998.
- [Rit98b] RITMAN, J.: Update of the ϕ/ω - Analysis, 1998.
- [Sib98a] SIBIRTSEV, A. und W. CASSING: *η' Production in proton-proton collisions near threshold*. Eur. Phys. J. A **2**, 333 (1998).
- [Sib98b] SIBIRTSEV, A.: *Final State interaction in near-threshold meson production*. preprint, nucl-th/9810030 (1998).

- [Hoo76a] 'T HOOFT, G.: *Symmetry Breaking through Bell - Jackiw - Anomalies*. Phys. Rev. Lett. **37**, 8 (1976).
- [Hoo76b] 'T HOOFT, G.: *Computation of the quantum effects to a four-dimensional pseudoparticle*. Phys. Rev. D **14**, 3432 (1976).
- [Ven79] VENIZIANO, G.: *U(1) without Instantons*. Nucl. Phys. B **159**, 213 (1979).
- [Ven89] VENIZIANO, G.: Mod. Phys. Lett. A **4**, 1605 (1989); SHORE, G. M. und G. VENIZIANO: Phys. Lett. B **244**, 75 (1990).
- [Vet91] VETTER, T. et al.: *η Produktion in nucleon-nucleon collisions*. Phys. Lett. B **263**, 153 (1991).
- [Wei75] WEINBERG, S.: *The U(1) problem*. Phys. Rev. D **11**, 3583 (1975).
- [Wit79] WITTEN, E.: *Current Algebra Theorems for the U(1) Goldstone Boson*. Nucl. Phys. B **156**, 269 (1979).
- [Zha95] ZHANG, J.-F. et al.: *Photoproduction of the η' mesons as a new tool to probe baryon resonances*. Phys. Rev C **52**, 1134 (1995).