Untersuchung der ω- und der ϕ- Produktion in der Proton- Antiproton- Annihilation

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Torsten Kiel
aus Hamburg

Hamburg
1994

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. U. Strohbusch
	Prof. Dr. J.K. Bienlein
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. U. Strohbusch
	Prof. Dr. W. Scobel
Datum der Disputation:	16.06.1994
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. E. Lohrmann

Abstract

The relative branching ratios $R_{\pi^\circ} = BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ)/BR(p\overline{p} \rightarrow \phi\pi^\circ)$ and $R_\omega = BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ)/BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\eta)$ are measured in the $p\overline{p}$-annihilation at rest to $R_{\pi^\circ} = 5.98 \pm 0.46 \pm 0.47$ and $R_\omega = 0.384 \pm 0.014 \pm 0.015$. The ratio R_{π° is in strong disagreement with the prediction of 240, which comes from the OZI-rule neglegting possible $s\overline{s}$ seequark content in the proton as well as neglegting contributions via K^*K final state interaction. It is shown, that an 8% $s\overline{s}$ fraction in the proton would be sufficient to explain the observed R_{π°.

Zusammenfassung

In der Proton- Antiproton- Annihilation in Ruhe wurden die relativen Verzweigungsverhältnisse $R_{\pi^\circ} = BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ)/BR(p\overline{p} \rightarrow \phi\pi^\circ)$ und $R_\omega = BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ)/BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\eta)$ zu $R_{\pi^\circ} = 5.98 \pm 0.46 \pm 0.47$ und $R_\omega = 0.384 \pm 0.014 \pm 0.015$ bestimmt. Der beobachtete Wert von R_{π° weicht krass von der Vorhersage $R_{\pi^\circ} = 240$ ab, die sich bei strenger Gültigkeit der OZI-Regel unter Vernachlässigung eines möglichen $s\overline{s}$-Seequarkgehalts im Proton und eines Beitrags der Endzustandswechselwirkung zur ϕ-Produktion ergibt. Es wird gezeigt, daß bereits ein $s\overline{s}$-Seequarkanteil von 8% genügt, das gemessene Verhältnis R_{π° zu erklären.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Diese Untersuchung beschäftigt sich mit der Struktur des Protons, welches eines der wichtigsten Bausteine in der Natur darstellt.

Seitdem der Mensch sich mit der Natur beschäftigt, wurde versucht, die Eigenschaften der Materie auf wenige Grundelemente und Grundregeln zurückzuführen. So wurde in der Stoa[1] versucht, die Eigenschaften der Materie aus der Kombination von verschiedenen ineinander umwandelbarer Urqualitäten Warm(Feuer), Kalt(Luft), Trocken(Erde) und Feucht(Wasser) zu beschreiben. Die Materie selbst wurde dabei als eine niemals aufhörende Teilbarkeit der Körper sowie eine Kontinuierlichkeit der Übergänge propagiert.

Dem gegenüber wurde schon von Demokrit(465 v. Chr.) die Hypothese formuliert, daß sich die Natur als Zusammensetzung aus unvergänglichen und unteilbaren Teilchen, genannt Atome beschreiben läßt. Im Laufe dieses Jahrhunderts hat sich herausgestellt, daß der Begriff *Atom* im ursprünglichen Sinne zu früh an die Grundbausteine der chemischen Elemente vergeben wurde.

Im heutigen Standardmodell begreift man die Materie zusammengesetzt aus 6 Quarks und 6 Leptonen. Zwischen der Materie wirken 4 elementare Wechselwirkungen (elektromagnetische-, elektroschwache-, starke-(Kern-) und Gravitationskraft) welche durch Symmetriebrechung aus einer Urkraft hervorgehen. Die Wirkung dieser Kräfte wird dabei durch den Austausch jeweiliger Eichbosonen vermittelt. Bisher gelingt nur die Beschreibung von elektromagnetischer und elektroschwacher Wechselwirkung in einer vereinten Theorie.

Die Quarks wurden zunächst als Generatoren der Symmetriegruppe SU(3) eingeführt[30], mit denen man das Schema der aus u, d und s Quarks bestehenden Hadronen beschreiben konnte. In der Theorie der starken Wechselwirkung der Quantenchromodynamik (QCD) werden nicht nur Mesonen ($q\overline{q}$) und Baryonen (qqq) vorhergesagt, sondern auch Bindungszustände in Kombination mit den Wechselwirkungsbosonen den Gluonen (g). Derartige Zustände sind möglich, da die Gluonen selbst eine (Farb-) Ladung bezüglich der von ihnen vermittelten starken Wechselwirkung tragen. Man erwartet daher die Existenz von

$$\begin{array}{cc} \text{Gluonenbällen} & (gg),(ggg) \\ \text{Hybridmesonen} & (q\overline{q}g^i) \\ \text{Hybridbaryonen} & (qqqg^j) \end{array}$$

mit $i, j = 1, 2, \ldots$. Des weiteren sind auch Multiquarkzustände wie $(q\overline{q})^k$ mit $k = 2, 3, \ldots$ und $(qqqqqq)$ sowie $(qqq)(q\overline{q})$ möglich. Es ist eines der Ziele des Crystal-Barrel-Experiments am LEAR, den Energiebereich bis $2.4 GeV/c^2$ in der Proton- Antiproton- Annihilation auf derartige Zustände hin zu prüfen[2].

Das Proton stellt sich im Valenz-Quarkbild als uud dar. Es gibt jedoch experimentelle Resultate, die sich durch die Existenz eines zusätzlichen $s\overline{s}$-Seequarkanteils im Proton beschreiben lassen.

[1] Philosophische Schule gegründet von Zenon aus Cypern ($\approx$ 300 v. Chr.)[55]

Inhalt der hier beschriebenen Untersuchung, ist die Messung der relativen Verzweigungsverhältnisse $R_{\pi^\circ} = BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ)/BR(p\overline{p} \rightarrow \phi\pi^\circ)$ und $R_\omega = BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ)/BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\eta)$ in der Proton- Antiproton- Annihilation in Ruhe. Dabei wurden ϕ und ω in ihren geladenen Zerfallsmoden $\phi \rightarrow K^+K^-$ und $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\circ$ nachgewiesen, während von π° und η der Zerfall in zwei Photonen rekonstruiert wurde. Anhand dieser Verzweigungsverhältnisse, lassen sich im Zusammenhang mit weiteren Messungen, Aussagen zur Reaktionsdynamik der Antiproton-Proton-Annihilation sowie zu der inneren Quarkstruktur des Protons gewinnen.

Die Arbeit gliedert sich in die folgenden Abschnitte:

- Darstellung der bisherigen experimentellen Resultate sowie deren Deutungen.
- Beschreibung des Detektors.
- Vorstellung der Resultate welche mit dem Crystal Barrel Detektor erzielt wurden und deren Diskussion.

Kapitel 1

Experimentelle Situation und theoretische Grundlagen

Im Gegensatz zum hochenergetischen Bereich der QCD, wo Vorhersagen aus der Störungsrechnung sich bisher gut im Einklang mit den experimentellen Ergebnissen befinden, ist der niederenergetische Bereich, weil dort der Entwicklungsparameter α_s einen Wert nahe eins annimmt, nicht in gleicher Weise zu beschreiben. Einen Ausweg bietet hier die chirale Störungstheorie, welche im Grenzfall kleiner Quarkmassen mit dem Experiment übereinstimmende Ergebnisse liefert [27, 28, 32, 33, 35, 52], dabei wird anstelle von α_s nach den Quarkmassen selbst entwickelt.

Es gibt eine Reihe von experimentell motivierten Regeln, welche jeweils Teilaspekte unter bestimmten Voraussetzungen beschreiben, speziell auf die Gell-Mann-Okubo (GMO) Massenformel und die Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) - Regel wird im folgenden eingegangen.

Zunächst werden die bisher existierenden experimentellen Hinweise auf die innere Quarkstruktur des Protons dargestellt und in dem Rahmen der zugehörigen Modelle diskutiert. Wegen der besonderen Bedeutung der Mischungswinkel für Pseudoskalare- und Vektormesonen in diesen Zusammenhang wird deren Bestimmung mit verschiedenen Methoden ausführlich diskutiert.

	B	J	I	I_3	S	C	B	T	Q/e
u	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0	$+\frac{2}{3}$
d	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0	$-\frac{1}{3}$
c	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	-1	0	0	$+\frac{2}{3}$
s	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	-1	0	0	0	$-\frac{1}{3}$
t	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0	0	-1	$+\frac{2}{3}$
b	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0	-1	0	$-\frac{1}{3}$

B = Baryonzahl, J = Spin, I = Isospin, S = Seltsamkeit, C = Charm, B = "Bottom", T = "Top", Q/e = Ladung/Elementarladung.

Tabelle 1.1: Eigenschaften der Quarks

1.1 Die Struktur des Protons

Ein wesentlicher Prüfstein für ein Modell der starken Wechselwirkung ist die Beschreibung der Eigenschaften der Nukleonen. Nach dem Konstituenten Quark-Modell besteht das Proton aus den drei Quarks uud und das Neutron aus udd.

Die Baryonzahl, der Spin , der Isospin, und die Ladung können durch die Addition der entsprechenden Quarkeigenschaften gewonnen werden. Geht man davon aus, daß u- und d-Quark

	Vorhersage	Meßwert
μ_p	$2.79\mu_k$	$2.793\mu_k$
μ_n	$-1.86\mu_k$	$-1.913\mu_k$
μ_n/μ_p	$-\frac{2}{3}$	-0.685

Mit $\mu_k = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 3.152 \cdot 10^{-14} MeV/T$ *wird das Kernmagneton bezeichnet.*

Tabelle 1.2: Vergleich von vorhergesagten mit gemessenen magnetischen Momenten

nahezu die gleiche Masse besitzen und sich wie punktförmige Dirac-Fermionen verhalten, so kann man die magnetischen Momente von Neutron und Proton als Summe der Momente der konstituierenden Quarks berechnen. Dabei sind die verschiedenen Einstellungen der Quarkspins zu berücksichtigen. Wie Tabelle 1.2 zu entnehmen ist, befinden sich vorhergesagte und gemessene Werte in guter Übereinstimmung [54]. Dazu standen die folgenden experimentellen Befunde im Widerspruch: Aus Messungen der Pion-Nukleon Streuung konnte der sogenannte Pion-Nukleon-Sigma-Term abgeleitet werden [65, 66]. Das Meßergebnis konnte zunächst nur dann in Einklang mit der Vorhersage aus der chiralen Störungstheorie gebracht werden, wenn ein nicht verschwindender Anteil von seltsamen Seequarks im Nukleon angenommen wurde:

$$\frac{2 < p|s\overline{s}|p >}{< p|u\overline{u} + d\overline{d}|p >} = 0.22 \pm 0.16 \tag{1.1}$$

Dieses Resultat deckte sich mit Ergebnissen aus der tief inelastischen Myon-Proton Streuung der European Muon Collaboration (EMC) [25], aus denen der Anteil der jeweiligen Quarkarten zum Proton-Spin bestimmt wurde.

$$\Delta u = 0.73 \pm 0.07, \qquad \Delta d = -0.52 \pm 0.07, \qquad \Delta s = -0.24 \pm 0.07 \tag{1.2}$$

Überraschend war dabei, daß die Summe der Anteile nahezu verschwand.

$$\Delta q = \Delta u + \Delta d + \Delta s = 0.03 \pm 0.12 \tag{1.3}$$

Demnach würde der Spin des Protons nicht durch die konstituierenden Quarks getragen, was unter dem Begriff 'Spinkrise des Protons' diskutiert wurde [24]. Neuere verbesserte Messungen wie auch die Berücksichtigung von Korrekturen in der Theorie haben diese Befunde in der Zwischenzeit abgeschwächt [20, 21]. So werden in [21] für $\Delta q = 0.21 \pm 0.11$ und $\Delta s = -0.12 \pm 0.04$ angegeben.

Atomzustand $^{2S+1}L_J$	Quantenzahlen $I^G(J^{PC})$	
$^1S_0$	$1^-(0^{-+})$	$0^+(0^{-+})$
$^3S_1$	$1^+(1^{--})^{\pi^\circ}$	$0^-(1^{--})^{\eta}$
$^1P_1$	$1^+(1^{+-})^{\pi^\circ}$	$0^-(1^{+-})^{\eta}$
$^3P_0$	$1^-(0^{++})$	$0^+(0^{++})$
$^3P_1$	$1^-(1^{++})$	$0^+(1^{++})$
$^3P_2$	$1^-(2^{++})$	$0^+(2^{++})$

Tabelle 1.3: Anfangszustände des $p\overline{p}$- Systems

Die Messung des relativen Verzweigungsverhältnisses $R_{\pi^\circ} = BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ)/BR(p\overline{p} \rightarrow \phi\pi^\circ)$ im Vergleich mit der Vorhersage der OZI-Regel bietet eine weitere Möglichkeit, Aussagen über den Anteil von seltsamen Quarks an den Seequarks im Proton zu gewinnen, was im folgenden geschildert wird.

1.2 Auswahlregeln für die $p\overline{p}$- Annihilation

Das Proton besitzt die Quantenzahlen $I(J^P) = \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$, wobei I den Isospin, J den Spin und P die Parität bezeichnet. Da für Fermiteilchen[1] die Regel gilt, daß Antiteilchen die zu den Teilchen inverse Eigenparität besitzen, ergeben sich die folgenden Quantenzahlen für das Antiproton: $I(J^P) = \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-)$. Proton und Antiproton können damit zu den in Tabelle 1.3 angegebenen Atomzustände koppeln, aus denen sie dann annihilieren. Die Zustände, welche nach $\omega\pi^\circ$ oder $\phi\pi^\circ$ übergehen können, sind mit π°, und die für $\omega\eta$ oder $\phi\eta$ mit η gekennzeichnet. Atomzustände mit höherem Drehimpuls als $L = 1$ kommen bei der Annihilation in Ruhe praktisch nicht vor.

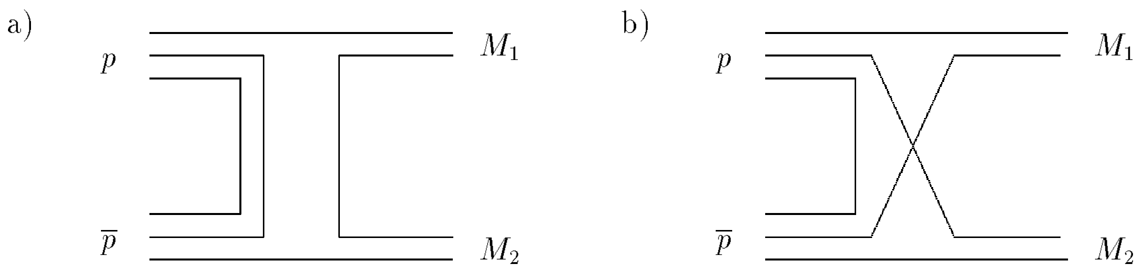


Abbildung 1.1: Darstellung des a) Annihilations- und b) Rearrangementdiagramms in zwei Mesonen

1.3 Vorhersagen unter Gültigkeit der OZI-Regel

Der Prozeß der $p\overline{p}$-Annihilation läßt sich mit Annihilations- und Rearrangement-Diagrammen beschreiben (Abb. 1.1). Nach der OZI- (auch 'Quarklinien-') Regel sind die Diagramme bevor-

[1] Teilchen mit einem halbzahligen Spin

zugt, welche keine unterbrochene Quarklinien enthalten.

> *Selection Principle:*
> *Among all of possible effective vertices of a given process, the dominant one corresponds to the connected diagram viewed from the composite model* [41].

Bei Abwesenheit von $s\overline{s}$-Seequarks im Proton folgt für den Übergang $BR(p\overline{p} \rightarrow M_1 M_2)$, daß die Produktion der folgenden Quarkkombinationen verboten und somit unterdrückt sind,

$$BR(p\overline{p} \rightarrow Q_s Q_u) = BR(p\overline{p} \rightarrow Q_s Q_d) = BR(p\overline{p} \rightarrow Q_s Q_s) = 0 \tag{1.4}$$

wobei $Q_i \equiv q_i \overline{q_i}$ ist [22]. Damit kann das ϕ-Meson nur aufgrund seines $u\overline{u}$ und $d\overline{d}$ Gehalts, welcher sich aus der $(\omega - \phi)$-Mischung ergibt, produziert werden.

$$\begin{aligned} \phi_0 &= \frac{1}{\sqrt{3}}(u\overline{u} + d\overline{d} + s\overline{s}) \\ \phi_8 &= \frac{1}{\sqrt{6}}(u\overline{u} + d\overline{d} - 2s\overline{s}) \\ \omega &= \phi_8 \sin\theta_V + \phi_0 \cos\theta_V \\ \phi &= \phi_0 \sin\theta_V - \phi_8 \cos\theta_V \end{aligned} \tag{1.5}$$

Das Verhältnis der Produktion von ϕ- zu ω-Mesonen ergibt sich direkt aus dem Vektormeson Mischungswinkel θ_V, wobei dynamische Korrekturen vernachlässigt werden.

$$\frac{BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ)}{BR(p\overline{p} \rightarrow \phi\pi^\circ)} = \frac{<\omega|u\overline{u}|\omega> + <\omega|d\overline{d}|\omega>}{<\phi|u\overline{u}|\phi> + <\phi|d\overline{d}|\phi>} = \frac{\sin^2\theta_V + \frac{4}{\sqrt{2}}\sin\theta_V\cos\theta_V + 2\cos^2\theta_V}{2\sin^2\theta_V - \frac{4}{\sqrt{2}}\sin\theta_V\cos\theta_V + \cos^2\theta_V} \tag{1.6}$$

$$\frac{BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ)}{BR(p\overline{p} \rightarrow \phi\pi^\circ)} = \frac{1}{\tan^2\delta} \quad ; \quad \delta = (\theta_V - 35.3^\circ) \tag{1.7}$$

Ersetzt man ω durch η', ϕ durch η und $\delta_V = \theta_V - 35.3^\circ$ durch $\delta_P = \theta_P - 35.3^\circ$ so lassen sich die Ergebnisse auf die pseudoskalaren Mesonen übertragen.

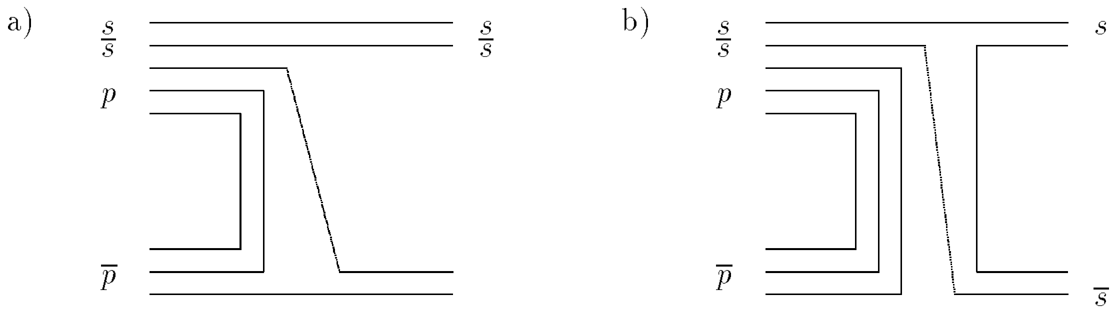
1.4 Beitrag zusätzlicher Diagramme mit Seltsamkeit

Wenn man die relativen Verzweigungsverhältnisse $R_{\pi^\circ} = BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ)/BR(p\overline{p} \rightarrow \phi\pi^\circ)$ und $R_\eta = BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\eta)/BR(p\overline{p} \rightarrow \phi\eta)$ betrachtet, so ergibt sich das Problem, daß diese entsprechend der OZI-Vorhersage direkt vom Mischungswinkel θ_V abhängig sind. Dagegen sind $R_\omega = BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ)/BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\eta)$ und $R_\phi = BR(p\overline{p} \rightarrow \phi\pi^\circ)/BR(p\overline{p} \rightarrow \phi\eta)$ zwar unabhängig von θ_V, jedoch ist hier der unterschiedliche Isospin in der Reaktionsdynamik zu berücksichtigen. Die Abhängkeit von θ_V und vom Isospin ist bei dem Verhältnis

$$\frac{R_{\pi^\circ}}{R_\eta} = \frac{R_\omega}{R_\phi} \simeq 1 \tag{1.8}$$

in gleicher Weise in Nenner und Zähler enthalten. Abgesehen von dynamischen Faktoren (Tab. 1.5) deutet eine Abweichung dieses Verhältnisses von 1 auf eine Verletzung der OZI-Regel[22, 67] hin. In [67] wird eine mögliche Abweichung durch Berücksichtigung eines $s\overline{s}$-Seequarkanteils im Proton erklärt, indem der Beitrag zusätzlicher Diagramme (Abb. 1.2) berechnet wurde.

$$\Psi_p = \alpha|uud> + \beta|uuds\overline{s}> + \ldots \tag{1.9}$$



Wenn man dem Proton $s\bar{s}$-Seequarks zuordnet, so muß man aus Symmetriegründen dieses auch beim Antiproton tun, es wurde jedoch hier in erster Näherung darauf verzichtet [22].

Abbildung 1.2: Darstellung zusätzlicher a) Annihilations- und b) Rearrangementdiagramme in zwei Mesonen mit $s\bar{s}$-Seequarks im Proton

Dabei wurden die folgenden Amplituden für Vektor-Mesonen und Pseudoskalare im Endzustand bestimmt,

$$\begin{array}{lcrcrcr} A(\phi\eta) & = & 5.079 & + & 2.401a & - & 0.624b \\ A(\phi\pi^\circ) & = & 3.040 & + & 2.042a & & \\ A(\omega\eta) & = & 60.593 & - & 2.622a & + & 0.101b \\ A(\omega\pi^\circ) & = & 36.267 & - & 0.331a & & \\ & & & & & & \\ A(\rho^\circ\eta) & = & 28.640 & - & 1.374a & & \\ A(\rho^\circ\eta') & = & 23.307 & + & 1.586a & & \\ A(\rho^\circ\pi^\circ) & = & 82.967 & & & & \end{array} \tag{1.10}$$

wobei a und b den Beitrag der Diagramme (Abb. 1.2) darstellt. In Abschnitt 4.2 werden diese Amplituden in Zusammenhang mit den hier gewonnenen Meßwerte diskutiert.

1.5 Die Mischungswinkel für Pseudoskalare und Vektormesonen

In den in Abschnitt 1.3 genannten Vorhersagen stellt der Mischungswinkel für die beteiligten Mesonen eine zentrale Größe dar. Deshalb soll hier auf seine Bestimmung eingegangen werden. Der pseudoskalare Mischungswinkel θ_P läßt sich z. B. mit Hilfe der Gell-Mann-Okubo Massenformel oder aus den partiellen Breiten $\Gamma_{\gamma\gamma}$ von π°, η und η' bestimmen, der Vektormeson-Mischungswinkel θ_V aus der Gell-Mann-Okubo Massenformel sowie der Van Royen-Weisskopf Formel gewinnen.

1.5.1 Die Gell-Mann-Okubo Massenformel

Die Gell-Mann-Okubo Massenformel (Gleichung 1.11) wurde zur Beschreibung der Baryonenmassen in Abhängigkeit von deren Quarkinhalt anhand der SU(3) - Symmetrie abgeleitet[50]. Dem ging die Beobachtung voraus, daß die Massendifferenzen zwischen verschiedenen Isospinmultipletts sich linear zur Seltsamkeit S verhalten:

$$M = M_0 + M_1 Y + M_2[-\frac{Y^2}{4} + I(I+1)] \tag{1.11}$$

Mit I wird dabei der Isospin und mit $Y = B + S$ die Hyperladung bezeichnet. M_0 , M_1

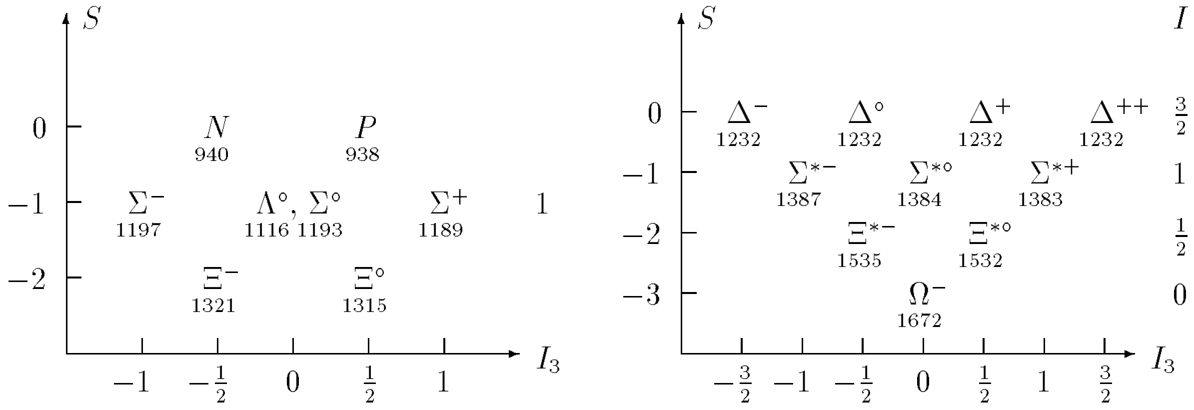


Abbildung 1.3: Darstellung des Baryonoktetts und des Baryondekupletts

und M_2 sind empirisch zu bestimmende Konstanten. So wird dieser Zusammenhang für das Baryonoktet auf 1 % genau vorhergesagt (1.12) .

$$\begin{array}{rcl} 3M_\Lambda + M_\Sigma & = & 2M_N + 2M_\Xi \\ 4541 MeV & = & 4514 MeV \end{array} \tag{1.12}$$

Durch Anwendung auf die seiner Zeit bekannten pseudoskalaren Mesonen π° und K , $\overline{K}$, ergab

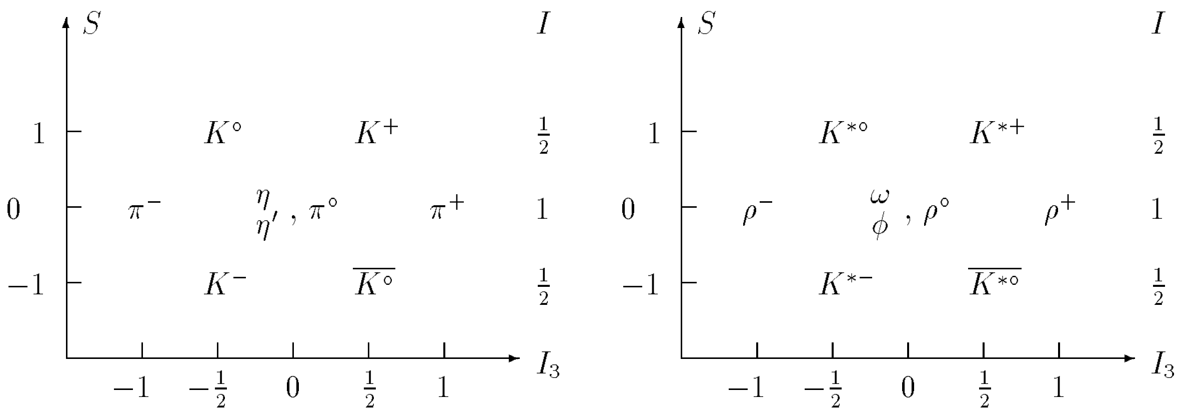


Abbildung 1.4: Darstellung der Nonets für Pseudoskalare- und für Vektormesonen

sich die Vorhersage eines $\approx 600 MeV$ schweren Mesons $\pi^{\circ\prime}$. Nach der Entdeckung des η-Mesons als das gesuchte Teilchen, ergab sich die Schwierigkeit, daß dieses mit $549 MeV$ eine zu geringe Masse besaß und somit die Vorhersage der Massenformel deutlich verletzt war. Deshalb wurde zunächst diskutiert, die entsprechenden Massen der Mesonen durch ihre Quadrate zu ersetzen, um so eine bessere Übereinstimmung zu erreichen. [47]

$$\begin{array}{rcccl} 2(M_{K^\circ}^2 + M_{\overline{K}^0}^2) & = & 4M_{K^\circ}^2 & = & M_{\pi^\circ}^2 + 3M_\eta^2 \\ & & 0.988GeV^2 & = & 0.924GeV^2 \end{array} \tag{1.13}$$

Dieser Ansatz wurde nach Entdeckung des η'- Mesons alternativ zur Beschreibung von η und η' als Mischung der SU(3) Zustände η_0 und η_8 diskutiert.

$$\begin{array}{rcccccc} \eta & = & \eta_8 & \cos\theta_P & - & \eta_0 & \sin\theta_P \\ \eta' & = & \eta_0 & \cos\theta_P & + & \eta_8 & \sin\theta_P \end{array} \tag{1.14}$$

Benutzt man den daraus resultierenden Zusammenhang für die Massen sowie die Orthogonalität von η und η', so läßt sich daraus der Mischungswinkel θ_P bestimmen. Dabei ist M_8 gegeben als $M_8 = \frac{1}{3}(4M_{K^\circ} - M_{\pi^\circ})$.

$$\begin{array}{rcccccc} M_\eta & = & M_0 \sin^2\theta_P & - & 2\sqrt{M_0 M_8}\sin\theta_P\cos\theta_P & + & M_8\cos^2\theta_P \\ M_{\eta'} & = & M_8 \sin^2\theta_P & + & 2\sqrt{M_0 M_8}\sin\theta_P\cos\theta_P & + & M_0\cos^2\theta_P \end{array} \tag{1.15}$$

$$\tan^2\theta_P = \frac{M_\eta - M_8}{M_8 - M_{\eta'}} \tag{1.16}$$

Die resultierenden Mischungswinkel der verschiedenen Meson-Nonets unter Benutzung der linearen, sowie der quadratischen Massenformel, sind in Tabelle 1.4 zusammengefaßt worden.

J^{PC}		θ_M	θ_{M^2}
0^{-+}	π, K, η, η'	$-23°$	$-10°$
1^{--}	$\rho, K^*(892), \phi, \omega$	$36°$	$39°$
2^{++}	$a_2(1320), K_2^*(1430), f_2'(1525), f_2(1270)$	$26°$	$28°$
3^{--}	$\rho_3(1690], K_3^*(1780), \phi_3(1850), \omega_3(1670)$	$28°$	$29°$

Tabelle 1.4: Die Mischungswinkel, bestimmt aus der GMO Massenformel[53]

1.5.2 Bestimmung der Mischungswinkel aus den Breiten $\Gamma_{\gamma\gamma}$ und Γ_{ee}

Photonen und geladene Leptonen koppeln mittels der elektromagnetischen Wechselwirkung an Hadronen und geben damit Auskunft über die Ladung der konstituierenden Quarks. So ist die Kopplung von Photonen an Quark-Antiquark Paaren proportional zum Quadrat der Quarkladungen,

$$\langle q\overline{q}|\gamma\gamma\rangle \propto e_q^2\psi_q(0) \tag{1.17}$$

wobei $\psi_q(0)$ die Wellenfunktion des Grundzustandes (s-Welle) im Ursprung bezeichnet. Dieses führt bis auf einen gemeinsamen Faktor zu den folgenden Kopplungskonstanten nach $\gamma\gamma$, wobei F_π,F_{η_8} und F_{η_1} die PCAC[2]- Formfaktoren bezeichnen.

$$\begin{aligned} g_{\pi^\circ\to\gamma\gamma} &\approx \tfrac{-1}{3\sqrt{2}}\tfrac{1}{F_\pi} \\ g_{\eta_8\to\gamma\gamma} &\approx \tfrac{1}{3\sqrt{6}}\tfrac{1}{F_{\eta_8}} \\ g_{\eta_1\to\gamma\gamma} &\approx \tfrac{2}{3\sqrt{3}}\tfrac{1}{F_{\eta_1}} \end{aligned} \tag{1.18}$$

Die partielle Breite $\Gamma_{P\to\gamma\gamma}$ ergibt sich für pseudoskalare Mesonen aus der folgenden Gleichung:

$$\Gamma_{P\to\gamma\gamma} = g^2_{P\to\gamma\gamma}\frac{m_P^3}{64\pi} \tag{1.19}$$

Definiert man nun das Verhältnis $r_P = F_{\eta_8}/F_{\eta_1}$ und verwendet das $F_{\eta_8} \cong F_\pi$, so erhält man unter Verwendung der $(\eta-\eta')$-Mischung den folgenden Zusammenhang zwischen den partiellen Breiten $\Gamma_{P\to\gamma\gamma}$ und dem Mischungswinkel θ_P [57, 61, 62].

$$\begin{aligned} \tfrac{\Gamma_{\eta\to\gamma\gamma}}{\Gamma_{\pi^\circ\to\gamma\gamma}} &= \tfrac{1}{3}(\tfrac{m_\eta}{m_{\pi^\circ}})^3(\cos\theta_P - 2\sqrt{2}r_P\sin\theta_P)^2 \\ \tfrac{\Gamma_{\eta'\to\gamma\gamma}}{\Gamma_{\pi^\circ\to\gamma\gamma}} &= \tfrac{1}{3}(\tfrac{m_{\eta'}}{m_{\pi^\circ}})^3(\sin\theta_P + 2\sqrt{2}r_P\cos\theta_P)^2 \end{aligned} \tag{1.20}$$

Das Verhältnis r_P in dieser Gleichung kann experimentell bestimmt werden:

$$\frac{\Gamma_{\eta\to\gamma\gamma}}{m_\eta^3} + \frac{\Gamma_{\eta'\to\gamma\gamma}}{m_{\eta'}^3} = \frac{\Gamma_{\pi^\circ\to\gamma\gamma}}{m_{\pi^\circ}^3}\frac{1+8r_P^2}{3} \tag{1.21}$$

Mit den in [53] angegebenen Meßwerten ergibt sich ein Mischungswinkel von $\theta_P = -15.4°$.

Die Kopplung von Vektormesonen an geladene Lepton- Antilepton Paare wird durch die Van Royen-Weisskopf Formel[57] beschrieben.

$$\Gamma(V\to l^+l^-) = 16\pi\alpha^2Q^2\frac{|\psi(0)|^2}{M_V^2} \tag{1.22}$$

Dabei stellt $Q^2 = (\sum_i a_iQ_i)^2$ das Quadrat der Summe der Quarkladungen im Meson dar. Zu berücksichtigen sind die Näherungen, daß $M_V^2 \gg m_l^2$, was für Elektronen und Positronen zutrifft, sowie die näherungsweise Konstanz des Verhältnisses $|\psi(0)|^2/M_V^2$. Für den Singlett-ϕ_0 und dem Oktettzustand ϕ_8 ergeben sich die in 1.23 genannten Terme.

$$\begin{aligned} \phi_0 &= \tfrac{1}{\sqrt{3}}(d\overline{d} + u\overline{u} + s\overline{s}) \\ Q_{\phi_0} &= \tfrac{1}{\sqrt{3}}(-\tfrac{1}{3} + \tfrac{2}{3} - \tfrac{1}{3}) \quad = \quad 0 \\ \\ \phi_8 &= \tfrac{1}{\sqrt{6}}(d\overline{d} + u\overline{u} - 2s\overline{s}) \\ Q_{\phi_8} &= \tfrac{1}{\sqrt{6}}(-\tfrac{1}{3} + \tfrac{2}{3} + \tfrac{2}{3}) \quad = \quad \tfrac{1}{\sqrt{6}} \end{aligned} \tag{1.23}$$

Setzt man nun die entsprechenden Werte für ω und ϕ unter Berücksichtigung deren Mischung ein,

$$\begin{aligned} Q_\omega &= Q_{\phi_8}\sin\theta_V + Q_{\phi_0}\cos\theta_V \\ Q_\phi &= Q_{\phi_0}\sin\theta_V - Q_{\phi_8}\cos\theta_V \end{aligned} \tag{1.24}$$

[2]**P**artially **C**onserved **A**xial Vector **C**urrent

so erhält man die folgende Bestimmungsgleichung für den Mischungswinkel θ_V:

$$\tan^2 \theta_V = \frac{\Gamma(\omega \to e^+e^-)}{\Gamma(\phi \to e^+e^-)} \tag{1.25}$$

Mit $\Gamma(\omega \to e^+e^-) = (0.60 \pm 0.02)keV$ und $\Gamma(\phi \to e^+e^-) = (1.37 \pm 0.05)keV$ [53] ergibt sich ein Mischungswinkel $\theta_V = 33.5°$.

1.6 Dynamische Faktoren

Modell	f_{dyn}	$\frac{BR(\omega\pi^\circ)}{BR(\phi\pi^\circ)}$	$\frac{BR(\omega\pi^\circ)}{BR(\omega\eta)}$	$\frac{BR(\phi\pi^\circ)}{BR(\phi\eta)}$	$\frac{BR(\omega\eta)}{BR(\phi\eta)}$	$\frac{BR(\omega\pi^\circ)BR(\phi\eta)}{BR(\phi\pi^\circ)BR(\omega\eta)}$
[15, 34]	q	1.178	1.171	1.308	1.316	0.895
[43]	1	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
[49]	qE_aE_b	1.249	1.146	1.253	1.366	0.915
[63]	$qe^{A\sqrt{s-(m_a+m_b)^2}}$	0.975	0.803	0.763	0.926	1.052

Mit q wird der Impuls der Mesonen mit den Massen $m_{a,b}$ und den Energien $E_{a,b}$ bezeichnet. s ist hier durch $4m_p^2$ zu ersetzen. Die Konstante $A = -1.2GeV^{-1}$ wurde experimentell bestimmt.

Tabelle 1.5: Relative dynamische Faktoren

Im Gegensatz zu direkten Übergängen in drei oder mehr Teilchen, wo ein Phasenraum eindeutig definiert ist, bereitet die Beschreibung der dynamischen Faktoren von Zweikörperzerfällen, bei denen Energie und Impuls bis auf die natürliche Breite der Resonanzen festgelegt ist, größere Probleme. Es gibt mehrere Modelle, die versuchen, die experimentellen Daten zu beschreiben[15, 31, 34, 40, 43, 49, 63]. In [4] kam man zu dem Schluß, daß nur die Modelle die in Tabelle 1.5 aufgeführt sind, konsistente Ergebnisse liefern, wobei das Vandermeulen-Modell [63] bevorzugt wurde. Da die verschiedenen dynamischen Faktoren die hier zu betrachtenden *relativen* Verzweigungsverhältnisse nur unwesentlich ändern, werden sie im folgenden vernachlässigt.

1.7 Bisherige Messungen anderer Experimente

In Tabelle 1.6 sind die zur Zeit zu Verfügung stehenden Meßwerte anderer Experimente zusammen getragen. Diese weisen entweder erhebliche Meßfehler von bis zu 50% auf oder sind in sich inkonsistent, so daß eine weitere Messung zur Klärung nützlich erscheint.

$BR(p\overline{p} \to \omega\pi^\circ)$	$= (4.9 \pm 3.6) * 10^{-3}$	flüssig Wasserstoff	[16]
	$= (5.2 \pm 0.5) * 10^{-3}$	flüssig Wasserstoff	[18]
$BR(p\overline{p} \to \omega\eta)$	$= (10.4^{+0.9}_{-1.0}) * 10^{-3}$	flüssig Wasserstoff	[1]
	$= (4.6 \pm 1.4) * 10^{-3}$	flüssig Wasserstoff	[19]
$BR(p\overline{p} \to \phi\pi^\circ)$	$= (0.33 \pm 0.15) * 10^{-3}$	flüssig Wasserstoff	[18]
	$= (0.35 \pm 0.09) * 10^{-3}$	flüssig Wasserstoff	[9]
	$= (0.19 \pm 0.05) * 10^{-3}$	$(62 \pm 4)\%$ p-Welle	[56]
	$= (0.03 \pm 0.03) * 10^{-3}$	$(92.5 \pm 0.1)\%$ p-Welle	[56]
$BR(p\overline{p} \to \phi\eta)$	$< 2.8 * 10^{-3}(95\% CL)$	flüssig Wasserstoff	[19]
	$= (3.7 \pm 0.9) * 10^{-5}$	$(62 \pm 4)\%$ p-Welle	[56]
	$= (4.1 \pm 1.6) * 10^{-5}$	$(92.5 \pm 0.1)\%$ p-Welle	[56]

Tabelle 1.6: Messungen anderer Experimente

Kapitel 2

Der Detektor

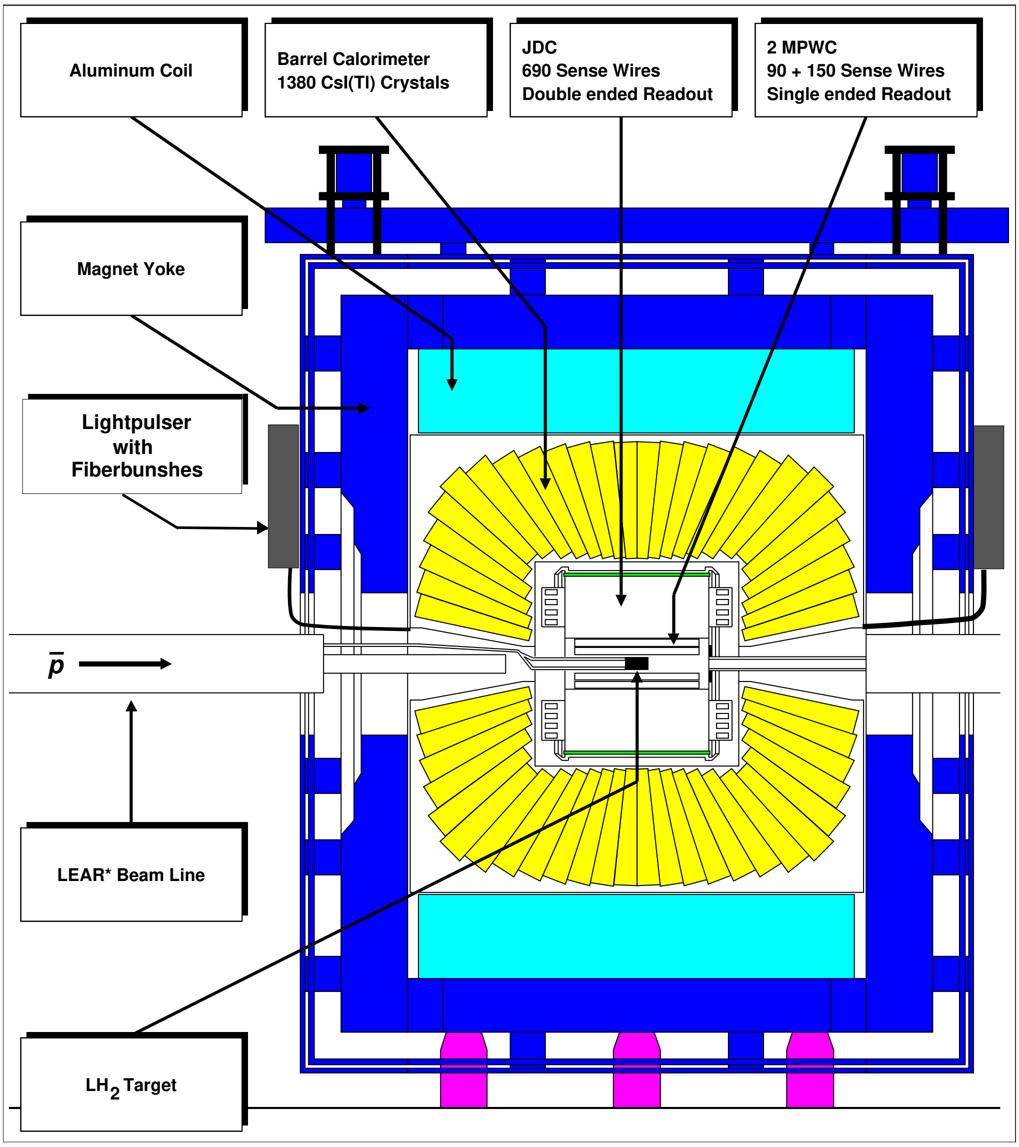


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Crystal Barrel Detektors nach [58]

Zunächst werden die wesentlichen Komponenten des Crystal Barrel Detektors und deren Leistungsmerkmale dargestellt. Eine umfassende Beschreibung ist [3] zu entnehmen.

2.1 LEAR

Der Speicherring LEAR[1] ist in der Lage bis zu 10^{10} Antiprotonen pro Stunde mit einem Impuls von $0.1 - 2.0$ GeV/c bei einer Impulsauflösung von $\frac{\Delta p}{p} \approx 5 * 10^{-4}$ an die angeschlossenen Experimente zu verteilen. Erzeugt werden die Antiprotonen im PS[2] durch Beschuß eines Wolframtargets mit 26 GeV/c Protonen. Die entstehenden 3.5 GeV/c Antiprotonen werden auf 0.6 GeV/c abgebremst, bevor sie dem LEAR übergeben werden. Abhängig von den Strahlbedingungen wie Impuls und Verteilungsrate der Antiprotonen an die Experimente dauert ein typischer Speicherzyklus $\approx$ 45min bis 3h, bevor der Speicherring innerhalb von $\approx$ 10min neu gefüllt werden muß. Wegen der langen Speicherzyklen besitzt der Antiprotonenstrahl keinerlei Verunreinigungen von Pionen oder Kaonen, da diese zerfallen. Die in dieser Untersuchung verwendeten Daten wurden mit 0.2 GeV/c Antiprotonen genommen.

2.2 Target

Als Target für die Antiprotonen ist wahlweise der Einsatz von Flüssig-Wasserstoff, Flüssig-Deuterium sowie Wasserstoffgas vorgesehen. Die im folgenden beschriebenen Messungen wurden mit einem Flüssig-Wasserstofftarget von 44mm Länge und 17mm Durchmesser durchgeführt. Ein direkt vor dem Target befindlicher 200 μm dicker Siliziumzähler liefert bei Durchtritt eines Antiprotons das Startsignal für die Datennahme.

2.3 PWC

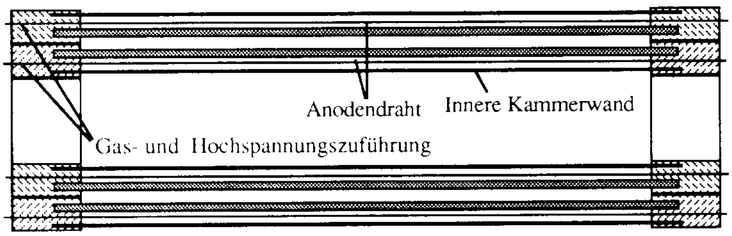


Abbildung 2.2: Darstellung der Proportionaldrahtkammer

Um das Target herum befindet sich eine Proportionaldrahtkammer bestehend aus zwei Lagen von Zählerröhren (siehe Abb.2.2). Diese dient als schneller Multiplizitätentrigger, sowie zur genaueren Bestimmung des Annihilationsvertex in der $r - \phi$ Ebene für geladene Teilchen.

2.4 JDC

Die PWC wiederum befindet sich im inneren einer Jet-Drift-Kammer (JDC), welche aus 690 Signaldrähten angeordnet in 30 Sektoren mit 23 Lagen aufgebaut ist. Die Signaldrähte eines jeden Sektors sind abwechselnd nach beiden Seiten um 200μm aus der Sektorenmitte heraus

[1] Low Energy Antiproton Ring
[2] **P**roton**S**ynchroton

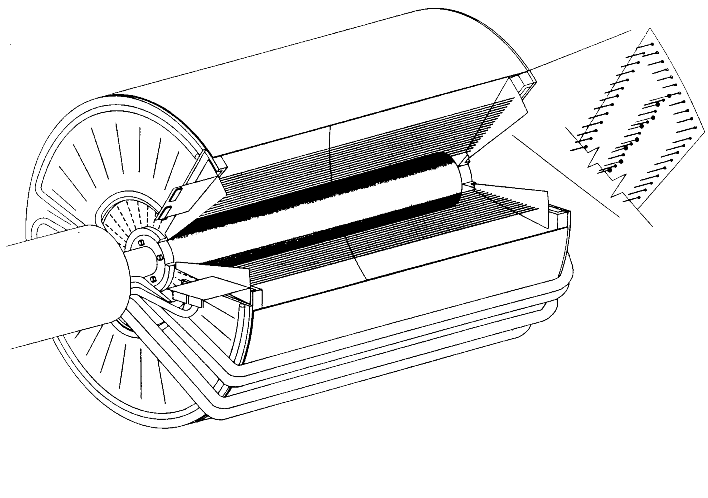


Abbildung 2.3: Darstellung der Jetdriftkammer[3]

verschoben angeordnet. Dadurch läßt sich bestimmen, auf welcher Seite eines Sektors ein geladenes Teilchen hindurch gegangen ist. Die Signale von den Drähten werden von beiden Enden ausgelesen und von je einem FADC digitalisiert. Diese Kammer erlaubt nicht nur eine Bestimmung der Impulse von geladenen Teilchen mit einer Auflösung von $\sigma_P/P = 2\%$ bis 12% für Impulse von $0.1 GeV/c$ bis $1.0 GeV/c$, sondern gestattet ebenfalls eine Diskriminierung zwischen Kaonen und Pionen bis zu einem Impuls von $0.5 GeV/c$ mittels Messung des spezifischen Energieverlustes (dE/dx) nach Bethe-Bloch. Die z-Koordinate wird durch den Vergleich der Signalamplituden an den beiden Enden der Signaldrähte ermittelt, wobei eine Auflösung von 7mm erreicht wird.

Bei jedem Start eines Runs wird zunächst eine Eichung der Pedestals der FADC's durchgeführt. Die Driftzeit der Elektronen in dem von der JDC kommenden Gas wird in einer separaten Monitorkammer überwacht.

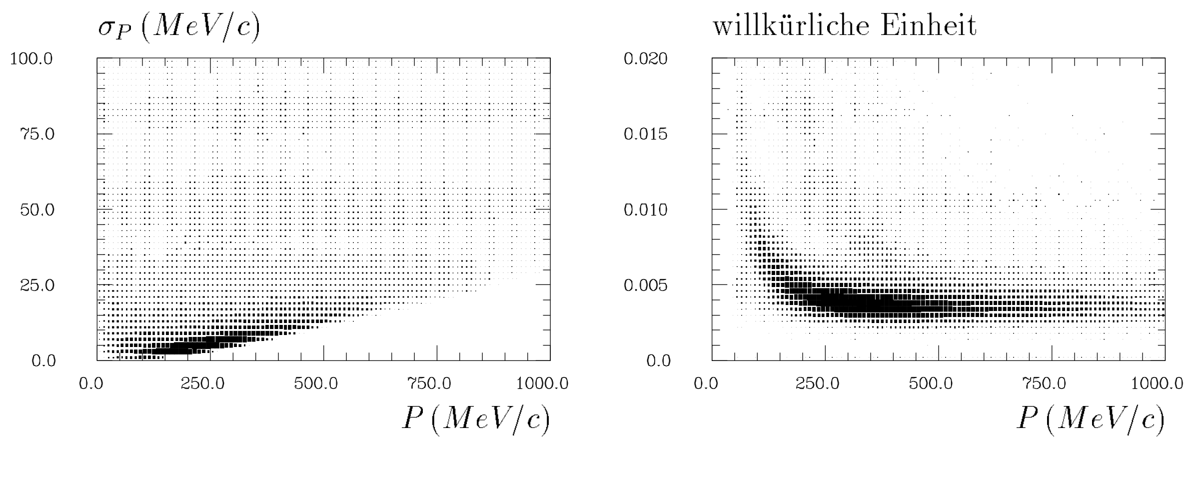


Abbildung 2.4: a) Fehler der Impulsmessung und b) dE/dx jeweils in Abhängigkeit vom Impuls

2.5 Das Kalorimeter

Die JDC wiederum wird umschlossen von einem CsJ(Tl) Kalorimeter. Die 1380 CsJ(Tl) Kristalle werden mit einer Kombination von Wellenlängenschieber und Photodiode ausgelesen. Die Kristalle (Abb. 2.5) besitzen eine Länge von 300mm, entsprechend ≈ 16 Strahlungslängen und sind auf den Detektormittelpunkt hin ausgerichtet. Diese zylindrische Geometrie des Kalorimeters, welche dem Experiment seinen Namen *Crystal Barrel*[3] gab, erfordert die Verwendung von 13 verschiedenen Kristallabmessungen. Der innere Bereich des Kalorimeters besteht aus 20 Ringen mit je 60 Kristallen, von denen jeder einen Winkelbereich $6° * 6°$ abdeckt. Die je 3 äußeren Ringe um die Strahlrohröffnungen herum bestehen aus jeweils 30 Kristallen mit einem Öffnungswinkel von $6° * 12°$. Jede Einheit bestehend aus Kristall, Wellenlängenschieber, Photodiode und einer Leitungstreiberstufe ist von den anderen elektrisch und optisch isoliert. Für Überwachungs- und Testzwecke besitzt jede Kalorimeterhälfte ein Lichtpulsersystem, dessen Licht mittels Glasfasern auf die einzelnen Kristalle verteilt wird. Die Signale von den Kristallen werden über eine Differenzier- und Diskriminatorstufe weitergeleitet an zwei ADC-Systeme sowie an einen mit FACE[4] bezeichneten Multiplizitätentrigger. Eine Beschreibung der Eichung und der Funktionskontrolle ist [58] zu entnehmen.

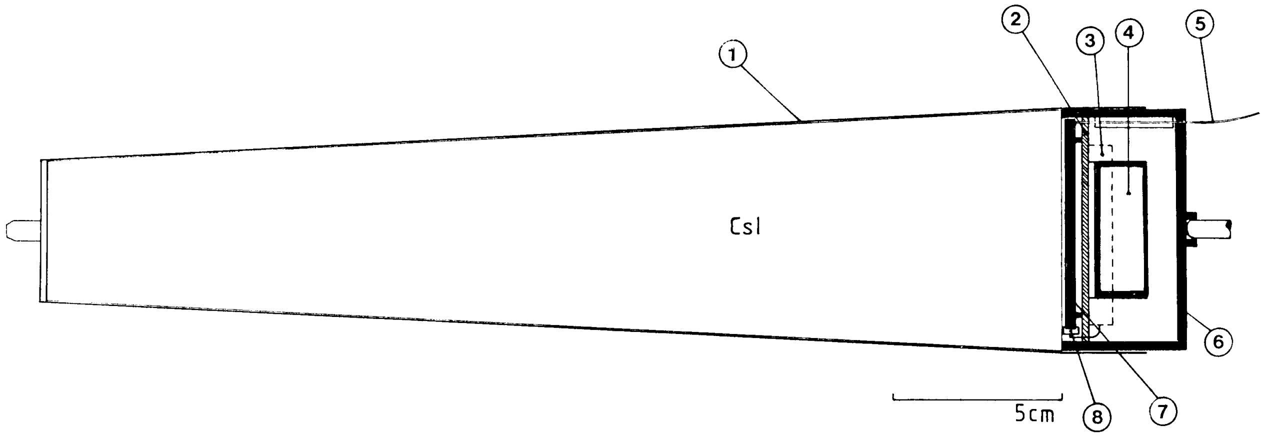


Abbildung 2.5: Ein CsJ-Kristall mit Wellenlängenschieber, Photodiode und Vorverstärker: Titanhülle (1) von 0,1 mm, gedruckte Schaltung (2) mit Stromversorgung (3) und Vorverstärker (4), Glasfaser (5) vom Lichtpulser, Abschirmung (6), Wellenlängenschieber (7) mit aufgeklebter Photodiode (8).

2.6 Magnet

Der Magnet liefert eine Feldstärke von $1.5T$ bei einem Strom von $I = 4848A$. Durch die herkömmliche Bauart, es wurden normalleitende Spulen verwendet, beträgt die Leistungsaufnahme ≈ 2.5 MW. Die Homogenität in Richtung der z-Achse des Detektors wurde zu besser als 2% bestimmt.

[3] Barrel= engl. Tonne

[4] **FA**st **C**luster **E**ncoder

Kapitel 3

Datenselektion und Analyse

Im folgenden Kapitel wird dargestellt, wie die Endzustände der untersuchten Reaktionen $p\overline{p} \rightarrow \phi\pi^\circ$, $p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ$ und $p\overline{p} \rightarrow \omega\eta$ von denen anderer Kanäle separiert wurden. Die angewandte Selektion teilt sich in die folgenden Schritte:

- Untersuchungen zur Stabilität der Meßbedingungen innerhalb einer Datennahmeperiode (Abschnitt 3.1).
- Auswahl von Ereignissen mit zwei geladenen Spuren (Abschnitt 3.2).
- Auswahl der Ereignisse des jeweils gesuchten Endzustandes und Bestimmung der nachzuweisenden Resonanzen (Abschnitt 3.3).

Die jeweiligen Analyseschritte wurden von entsprechenden Monte Carlo (MC) Simulationsrechnungen [11, 13] begleitet. Bei der hier dargestellten Analyse wurden ausschließlich Daten vom September und November 1990 verwendet, bei denen jedes Ereignis aufgezeichnet wurde, wo im zentralen Siliziumzähler der Durchgang eines Antiprotons nachgewiesen wurde.

3.1 Stabilitätsuntersuchungen

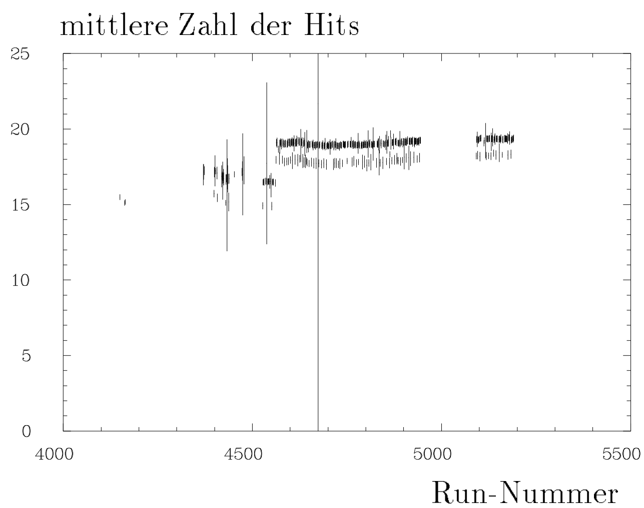


Abbildung 3.1: Mittlere Anzahl von angesprochenen Drähten je geladener Spur

Um die Nachweiswahrscheinlichkeit oder auch Effizienz (Eff) der verwendeten Datenselektion durch den Vergleich mit Monte-Carlo-Simulation generierten Ereignissen zuverlässig bestimmen zu können, ist es notwendig, diese für eine Datennahmeperiode als konstant zu wissen. Dies ist aufgrund zeitlich begrenzter technischer Probleme des Detektors leider nicht automatisch erfüllt. Aus diesem Grunde wurden eine Reihe von charakteristischen Mittelwerten für jeden Run aufgetragen und deren zeitliches Verhalten untersucht [38]. Dabei hat es sich zum Beispiel herausgestellt, daß die mittlere Anzahl der Drähte, die je geladener Spur angesprochen haben (Hits), bei einem Run zu Beginn einer neuen Füllung des LEAR systematisch geringer ist (Abb.3.1). Ursache hierfür ist die Eichung der Pedestal der FADC's der JDC zu Beginn eines Runs (Abs.2.4). Direkt nach einer neuen Füllung des LEAR ist der Antiprotonenstrahl noch ungekühlt und besitzt daher einen größeren Querschnitt. Es werden vermehrt Antiprotonen gestreut, welche in die JDC eindringen und zusätzliche Signale auf den Drähten erzeugen. Daher wird ein zu hohes Pedestal gemessen, wodurch sich die Nachweiswahrscheinlichkeit der Drähte verringert. Die davon betroffenen Runs wurden für die weitere Analyse nicht berücksichtigt, mit den verbleibenden Runs standen 4156316 Ereignisse zur Verfügung.

3.2 Die Vorselektion von Ereignissen mit 2 geladenen Spuren

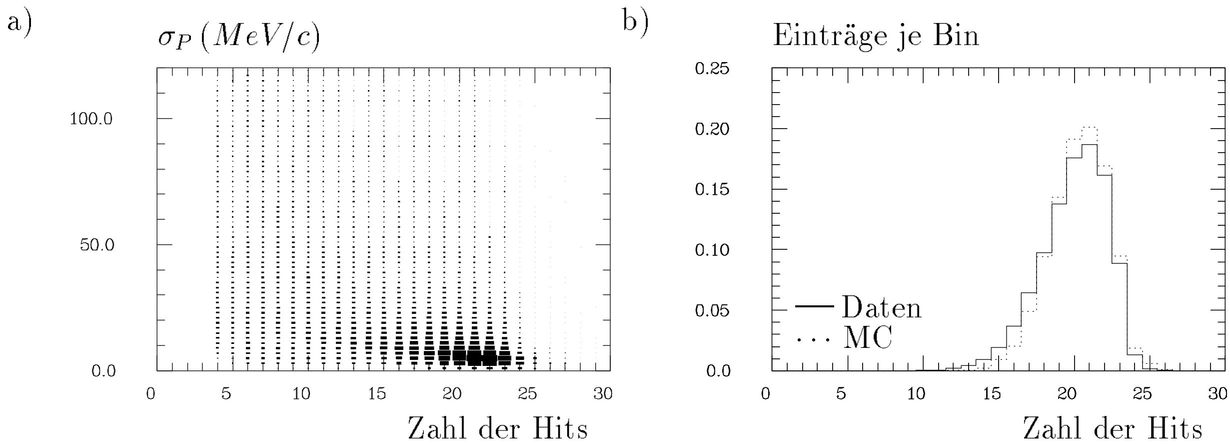


Abbildung 3.2: a) Verteilung des Fehlers der Impulsmessung einer geladenen Spur in Abhängigkeit von der Anzahl der angesprochenen Drähte b) Verteilung der Anzahl der angesprochenen Drähte je geladener Spur

Bei den hier untersuchten Reaktionen wurde ω durch den Zerfall in $\pi^+\pi^-\pi^\circ$, ϕ durch den in K^+K^- sowie π° und η durch ihren $\gamma\gamma$-Zerfall nachgewiesen. Es wurden zunächst Ereignisse mit 2 geladenen Spuren bei geforderter Ladungserhaltung und einer beliebigen Anzahl von Photonen vorselektiert. Da in einem späteren Schritt eine kinematische Anpassung durchgeführt wurde, war es notwendig, Ereignisse mit möglichst kleinen Meßfehler der Spuren auszuwählen. Es hat sich herausgestellt, daß die Meßfehler der geladenen Spuren mit der Anzahl der angesprochenen Drähten korreliert ist (Abb.3.2a). Ein Schnitt auf diese Anzahl hat jedoch den Nachteil, daß sich kleine Unterschiede in der Ansprechwahrscheinlichkeit der Drähte zwischen Detektor und der Monte Carlo Simulation auf die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

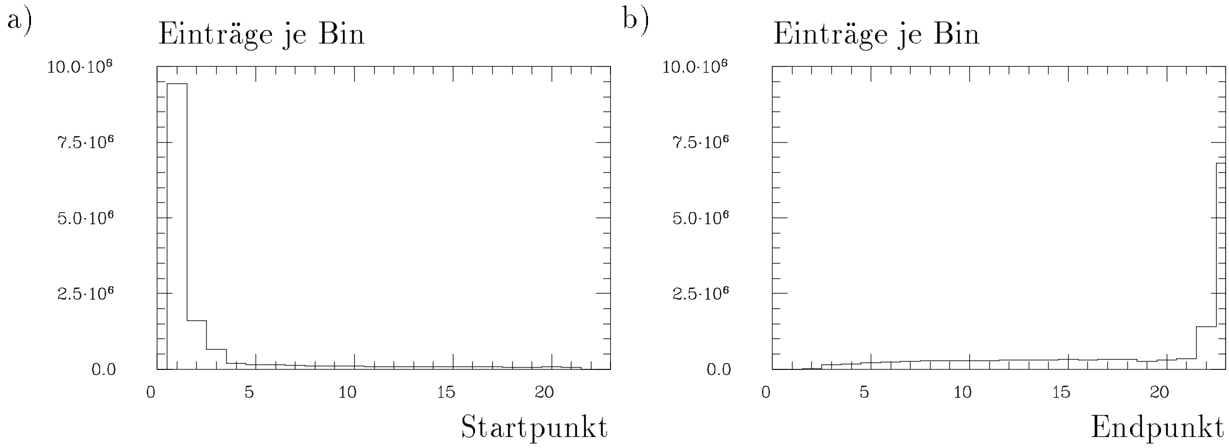


Abbildung 3.3: a) Verteilung des Startpunktes und b) des Endpunktes einer geladenen Spur

auswirken. Deswegen wurden nur solche Ereignisse selektiert, bei denen beide geladenen Spuren alle Lagen der JDC durchquert haben. Dabei wurde verlangt, daß der Startpunkt einer rekonstruierten Spur in Lage 1 bis 4 und der Endpunkt in Lage 22 oder 23 zu sein hat (Abb.3.3). Es war notwendig, für den Startpunkt und den Endpunkt mehrere Lagen zuzulassen, damit trotz Unterschieden in der Nachweiswahrscheinlichkeit einzelner Signaldrähte eine um die Strahlachse rotationssymmetrische Häufigkeitsverteilung der Spuren erreicht wurde (Abb.3.4b). Durch diesen Schnitt wird der Raumwinkel auf 64.4% von 4π beschränkt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Endzustände mit 2 geladenen Teilchen reduziert sich auf $0.644^2 = 41.5\%$ des ursprünglichen Wertes.

Es wurden nur solche Photonen berücksichtigt, welche eine Mindestenergie von $20 MeV$ auf-

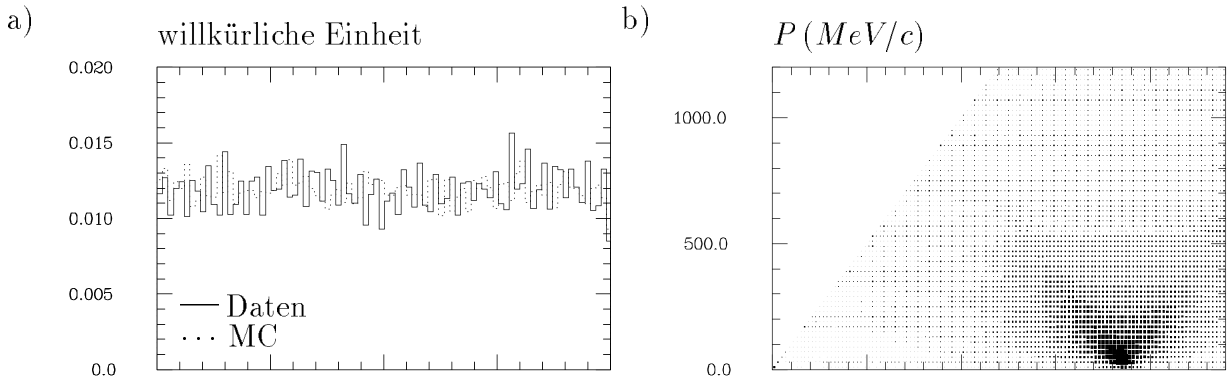


Abbildung 3.4: a) Verteilung der geladenen Spuren im Winkel ψ b) Gesamtimpuls gegen Gesamtenergie eines Ereignisses

weisen und von den Energiedepositionen der geladenen Teilchen im Kalorimeter isoliert sind. Als Isolationsschnitte wurde verlangt, daß zu der zusammenhängenden Fläche von Kristallen, in dem das Photon rekonstruiert wurde, keine geladene Spur korreliert wurde, sowie daß der Öffnungswinkel θ zur nächsten geladenen Spur die Bedingung $\cos\theta \leq 0.98$ erfüllt. Um nicht hohe Energieverluste von Photonen in der Nähe der Strahlrohre berücksichtigen zu müssen, wurde weiterhin verlangt, daß alle nachgewiesenen Photonen einen Winkel von $\theta \geq 21°$ zur Strahlachse besitzen müssen. Durch diesen Schnitt wird der Raumwinkel auf 93.4% von 4π beschränkt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Endzustände mit 2 Photonen reduziert sich auf $0.934^2 = 87.2\%$, die für Endzustände mit 4 Photonen reduziert sich auf $0.934^4 = 76.1\%$. des ursprünglichen Wertes. Von den anfänglich 4156316 Ereignissen passierten 414284 diese Vorselektion.

3.3 Selektion der Endzustände

Aus den vorselektierten Ereignissen mit zwei geladenen Spuren wurden die gesuchten Endzustände $\phi\pi°$, $\omega\pi°$ und $\omega\eta$ extrahiert. Da η und $\pi°$ durch ihren Zerfall nach $\gamma\gamma$ nachgewiesen werden sollten, wurden zunächst sämtliche Photonenkandidaten miteinander kombiniert und deren invariante Masse bestimmt:

$$m_{\gamma\gamma} = \vec{P}^4_{\gamma_1} \cdot \vec{P}^4_{\gamma_2} = \sqrt{E_{\gamma_1}E_{\gamma_2} - P_{x_{\gamma_1}}P_{x_{\gamma_2}} - P_{y_{\gamma_1}}P_{y_{\gamma_2}} - P_{z_{\gamma_1}}P_{z_{\gamma_2}}} \tag{3.1}$$

Es wurde von dem Programmpaket PHYSAC [60] mittels eines χ^2-Tests die Konfiguration bestimmt, bei der sich die gegebenen Photonen am besten zu $\pi°$'s und η's kombinieren ließen. Übrig gebliebene Photonenkandidaten, welche nicht einem $\pi°$ oder einem η zugeordnet werden konnten, wurden als sogenannte Splitoff-Kandidaten ignoriert. Als Splitoff werden die Energie-

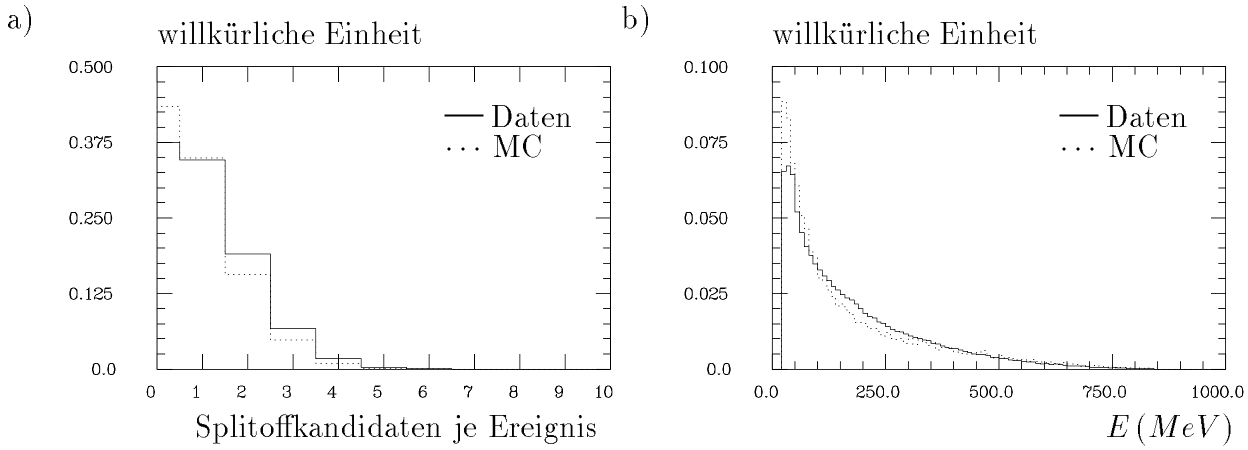
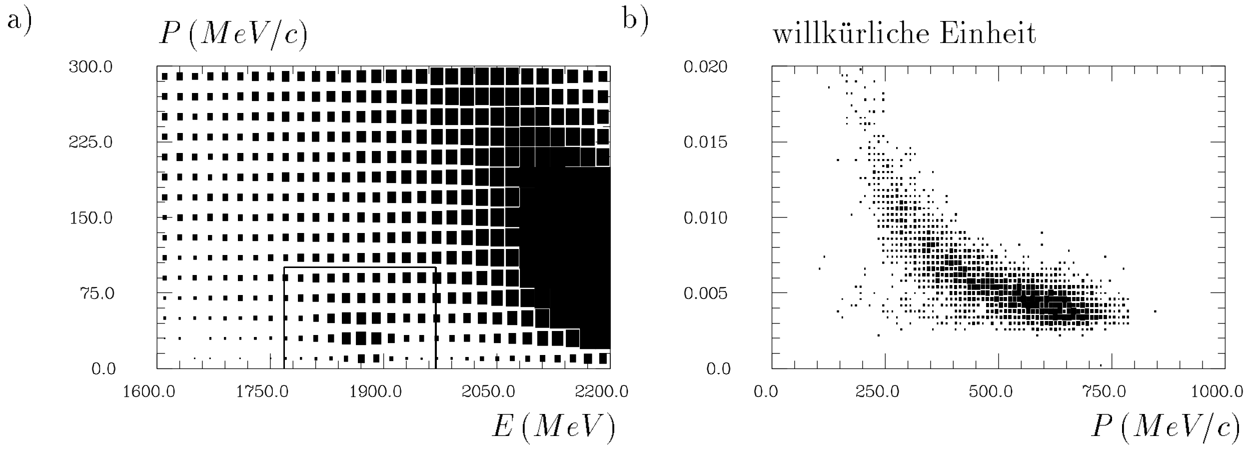


Abbildung 3.5: a) Häufigkeitsverteilung und b) Energieverteilung der Splitoffkandidaten

depositionen bezeichnet, welche nicht von einem Photon hervorgerufen wurden. So hinterlassen die geladenen Pionen aufgrund der hadronischen Wechselwirkung mit dem Kalorimeter keine regelmäßigen elektromagnetischen Schauer sondern recht unsymmetrische Gebilde, welche mehr als nur ein lokales Energiemaximum aufweisen können. Von der Rekonstruktionssoftware werden primär alle lokalen Energiemaxima als Photonen aufgefaßt. Deswegen wurden alle Energiedepositionen ignoriert, die sich in einem zusammenhängenden Gebiet befinden, welches dem Durchgang eines geladenen Teilchens zugeordnet werden konnte. Darüber hinaus kommt es mit einer Wahrscheinlichkeit von ungefähr 50% je geladener Spur vor, daß in einem anderen Ort im Kalorimeter Energie deponiert wird, welche nicht direkt einer geladenen Spur zugeordnet werden kann.

Von den Ereignissen mit der geforderten π°- und η- Multiplizität wurden diejenigen selektiert,



Die Gesamtenergie ist in a) unter der Annahme berechnet worden, daß es sich bei den geladenen Teilchen um Kaonen handelt. Im Bereich der zweifachen Protonenmasse ist eine Anhäufung von K^+K^-X Kandidaten zu beobachten (Vgl. Abb. 3.4). Die dE/dx Verteilung in b) zeigt, daß die so selektierten Ereignisse nur noch Kaonen als geladene Spuren enthalten (Vgl. Abb. 2.4).

Abbildung 3.6: a) Gesamtimpuls gegen Gesamtenergie eines Ereignisses b) dE/dx in Abhängigkeit vom Impuls

welche der Energie- und der Impulserhaltung genügen. Dazu wurde die Gesamtenergie und der Gesamtimpuls der Ereignisse berechnet und verlangt, daß diese sich in den in Tabelle 3.1 angegeben Grenzen befinden. Bei der Berechnung der Gesamtenergie wurde für die geladenen Teilchen die der jeweiligen Hypothese entsprechende Ruhemasse berücksichtigt. Der Energieunterschied,

Endzustand	Energieerhaltung	Impulserhaltung
$\omega\pi^{\circ}$	$1726MeV \leq E_{Gesamt} \leq 2026MeV$	$P_{Gesamt} \leq 150MeV/c$
$\omega\eta$	$1726MeV \leq E_{Gesamt} \leq 2026MeV$	$P_{Gesamt} \leq 150MeV/c$
$\phi\pi^{\circ}$	$1776MeV \leq E_{Gesamt} \leq 1976MeV$	$P_{Gesamt} \leq 100MeV/c$

Tabelle 3.1: Grenzen des Energie- und Impulserhaltungsschnittes

welcher sich aus der Annahme ergibt, daß es sich bei den geladenen Teilchen um Kaonen anstelle von Pionen handelt, ist ausreichend groß um eine sichere Auswahl von $K^+K^-\pi^{\circ}$- Ereignissen zu ermöglichen (Abb. 3.6). Auf die Verwendung des spezifischen Energieverlustes (Abschnitt 2.4) zur Identifizierung der Kaonen konnte somit verzichtet werden.

3.4 Kinematische Anpassungsrechnung

Die Tatsache, daß die gesuchten Ereignisse vollständig nachgewiesen werden sollen und somit der Energie- und Impulserhaltung genügen müssen, kann mittels einer kinematischen Anpassungsrechnung zu einer genaueren Bestimmung der Vierervektoren der Teilchen genutzt werden:

$$\sum_{i=1}^{n} \vec{P}_i^4 = \vec{P}_0^4 \tag{3.2}$$

Dabei bezeichnen $\vec{P}_i^4 = (P_x, P_y, P_z, E)$ die Vierervektoren der gemessenen Teilchen. Für die Proton- Antiprotonannihilation in Ruhe gilt die Randbedingung $\vec{P}_0^4 = (0, 0, 0, 2m_p)$. Eine derartige Anpassungsrechnung wird wegen den Randbedingungen in den 3 Impulsrichtungen und der Energie als ein 4C - Fit bezeichnet (**C**onstraints). Als weitere Randbedingung können auch die Massen von bekannten Teilchenresonanzen dienen, deren Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. In dieser Untersuchung wurde dazu die invariante Masse des $\gamma\gamma$-Paares vom $\pi°$- und η-Zerfall (Gl. 3.1) verwendet.

Die Anpassungsrechnung variiert die gemessenen Vierervektoren gleichmäßig im Rahmen ihrer Fehler, bis eine Lösung gefunden wird, bei der die gegebenen Randbedingungen erfüllt sind. Dieses setzt voraus, daß für die Vierervektoren ein Koordinatensystem gewählt wurde, in dem sich die gemessenen Größen Gaußförmig um die wahren Werte verteilen. Für Photonen sind das $(\theta, \phi, \sqrt{E})$ mit

$$\begin{aligned} P_x &= E \sin\theta \cos\phi \\ P_y &= E \sin\theta \sin\phi \\ P_z &= E \cos\theta \\ E &= \sqrt{E}^2 \end{aligned} \tag{3.3}$$

und für geladene Pionen bzw. Kaonen $(1/P_{xy}, \tan\lambda, \psi, m)$ mit:

$$\begin{aligned} P_x &= P_{xy} \cos\psi \\ P_y &= P_{xy} \sin\psi \\ P_z &= P_{xy} \tan\lambda \\ E &= \sqrt{P_{xy}^2 (1 + \tan\lambda)^2 + m^2} \end{aligned} \tag{3.4}$$

Dabei bezeichnet θ den Winkel zur Strahlachse und ϕ den Rotationswinkel um die Strahlachse. P_{xy} stellt den aus der Krümmung der geladenen Spur in der JDC gemessenen Anteil des Impulses in der xy-Ebene, ψ den Rotationswinkel der geladenen Spur um die Strahlachse am Ort des Vertex und λ den Winkel der Spur zwischen xy-Ebene und Strahlachse dar [39, 36, 48]. Diese gemessenen Vektoren $\vec{x}$ und deren Fehler ausgedrückt in der Kovarianzmatrix C_x werden mittels Koordinatentransformation in das System der Vierervektoren $\vec{P}^4$ übertragen [12].

$$C_P = T C_x T^T \, ; \qquad (T)_{ij} = \frac{\partial P_i}{\partial x_j} \tag{3.5}$$

Es werden nun Korrekturvekoren $\vec{\varepsilon}$ bestimmt, welche, auf die gemessenen Werte x_i addiert, die aus den Randbedingungen abgeleiteten Bestimmungsgleichungen $f_k(x_i + \varepsilon_i) = 0$ erfüllen. Dabei wird nach der Lösung gesucht, bei der die Größe

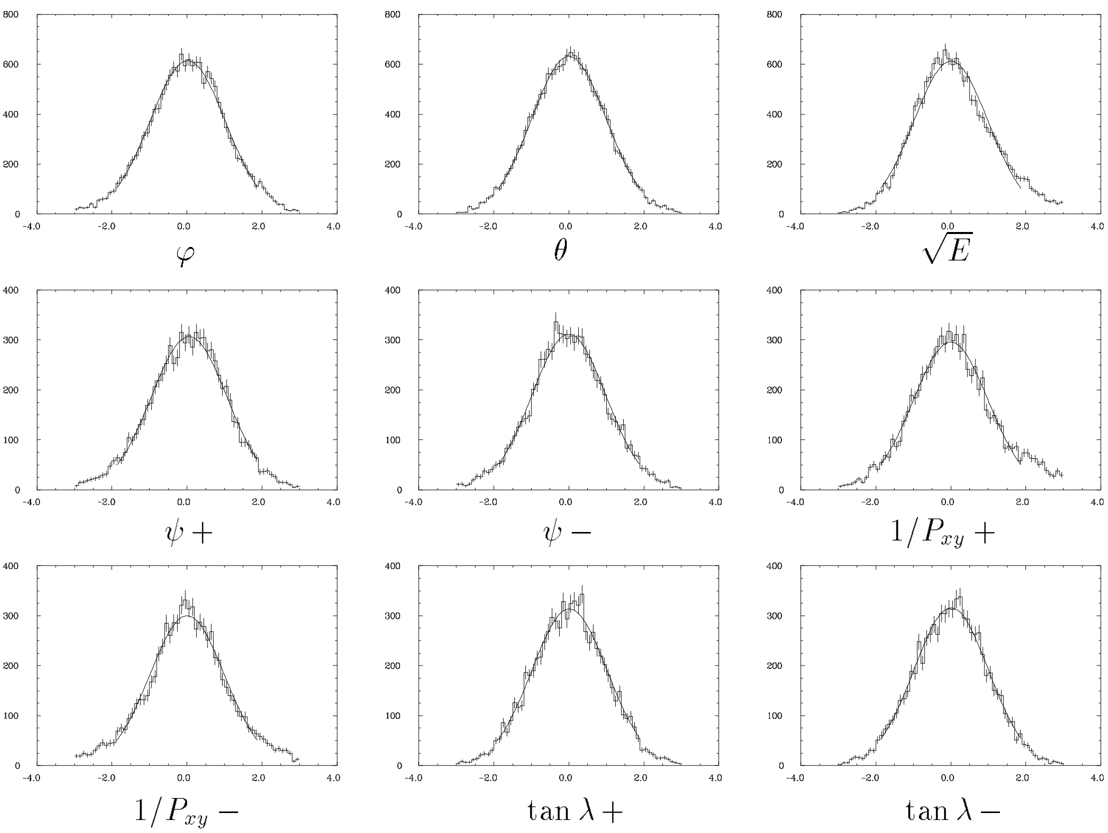
$$\chi^2 = (T\vec{\varepsilon})^T G_P (T\vec{\varepsilon}) \, ; \qquad G_P = C_P^{-1} \tag{3.6}$$

minimal wird.

Es gibt zwei Arten von Verteilungen, anhand derer die Güte der kinematischen Anpassung beurteilt werden können: Wenn die Fehlerparametrisierung die wahren Meßfehler wiedergibt, dann folgen die Pullverteilungen

$$\Delta x_i = \frac{\varepsilon_i}{\sqrt{\sigma_{x_i}^2 - \sigma_{x_i+\varepsilon_i}^2}} \tag{3.7}$$

einer Gauß-Verteilung der Breite $\sigma = 1$ und dem Mittelwert 0 (siehe Abb. 3.7). Weichen dagegen die Pullverteilungen mit ihrem Mittelwert von 0 ab, so deutet dieses auf bis dahin unberücksichtigte systematische Abweichungen der Meßwerte von den wahren Werten hin. Aus dem Wert



$(\varphi, \theta, \sqrt{E})$ stellen die Pull - Verteilungen für Photonen und $(\psi, 1/P_{xy}, \tan\lambda)$ für geladene Teilchen dar. Die geladenen Teilchen wurden separat nach ihrem Ladungsvorzeichen betrachtet. Die Parameter der an die Verteilungen angepaßten Gauß-Funktionen sind Tabelle 3.2 zu entnehmen

Abbildung 3.7: Pull - Verteilungen für $\pi^+\pi^-\pi^\circ\eta$ Ereignisse

des χ^2 der kinematischen Anpassung läßt sich eine Wahrscheinlichkeit dafür bestimmen, mit der das betrachtete Ereignis der angenommenen Hypothese entspricht. Dieses auch als Vertrauensintervall (CL)[1] bezeichnete Wahrscheinlichkeitsmaß ergibt für eine untergrundfreie Menge von Ereignissen eine flache Verteilung zwischen 0 und 1. Untergrundereignisse, welche die Selektion passieren, führen zu einer Anhäufung um 0, während Abweichungen im Bereich von

[1]engl. **C**onfidence **L**evel

0.01 bis 1.00 von einer flachen Verteilung auf eine nicht zutreffende Beschreibung der Meßfehler schließen lassen.

Parameter		CL	Flächeninhalt	Mittelwert	Breite
φ		0.996	$20634 \pm 3 * 10^{-04}$	-0.010 ± 0.036	0.994 ± 0.030
θ		0.997	$20833 \pm 3 * 10^{-04}$	0.012 ± 0.036	1.006 ± 0.031
$\sqrt{E}$		0.678	$20325 \pm 3 * 10^{-04}$	0.109 ± 0.037	0.996 ± 0.030
ψ	+	1.000	$5111 \pm 3 * 10^{-04}$	0.099 ± 0.074	0.997 ± 0.061
	−	1.000	$5148 \pm 3 * 10^{-04}$	-0.067 ± 0.072	0.996 ± 0.060
$1/P_{xy}$	+	0.998	$5016 \pm 3 * 10^{-04}$	0.009 ± 0.074	1.006 ± 0.062
	−	1.000	$5100 \pm 3 * 10^{-04}$	-0.001 ± 0.072	1.000 ± 0.062
$\tan\lambda$	+	0.999	$5113 \pm 3 * 10^{-04}$	0.069 ± 0.072	1.002 ± 0.060
	−	0.999	$5151 \pm 3 * 10^{-04}$	0.077 ± 0.072	0.998 ± 0.061

Mit CL wird das Vertrauensintervall der Anpassung bezeichnet, der Flächeninhalt entspricht der Anzahl der Ereignisse. Es sind die Fehler der Anpassungsrechnung angegeben.

Tabelle 3.2: Parameter der Pull - Verteilungen für $\pi^+\pi^-\pi^\circ\eta$ Ereignisse

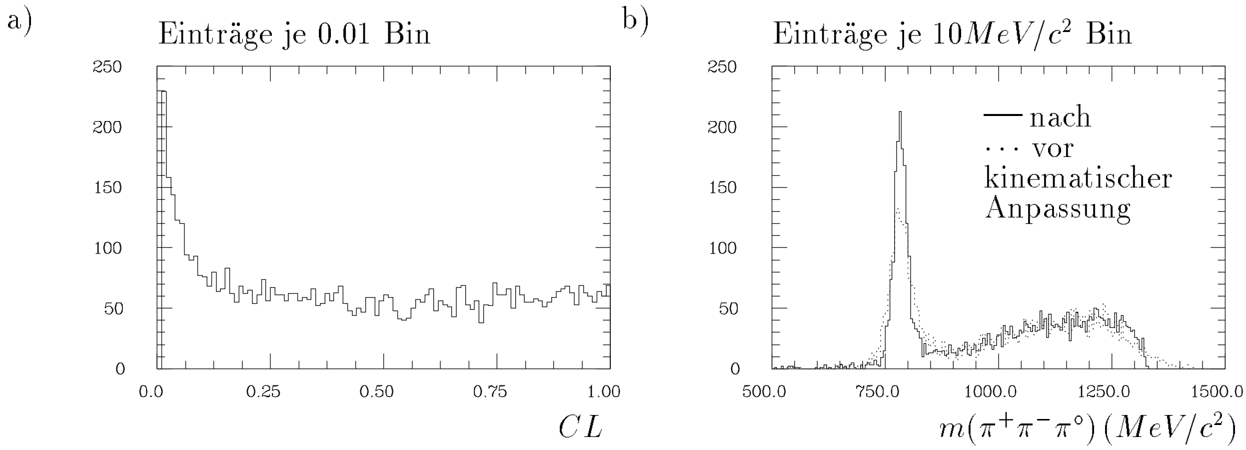


Abbildung 3.8: Verteilung des a) Vertrauensintervalls (CL) und b) der $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ invarianten Masse für $\pi^+\pi^-\pi^\circ\eta$ Ereignisse

3.5 Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse

Zur Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse wurde die Anzahl der ω- bzw. ϕ-Mesonen in den Verteilungen der $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ bzw. K^+K^- invarianten Masse ermittelt. Dieses setzte eine Beschreibung der gemessenen Verteilungen im Bereich der nachzuweisenden Resonanzen voraus, wobei die charakteristische Form der Resonanzen sowie ein Untergrundanteil zu berücksichtigen war.

3.5.1 Parametrisierung von Resonanzen

Die Wellenfunktion eines Zustands mit der Lebensdauer T läßt sich darstellen als:

$$\psi(t) = e^{i\frac{E_R t}{\hbar} - \frac{t}{2T}} \tag{3.8}$$

Durch Fouriertransformation kann daraus die energieabhängige Wahrscheinlichkeitsdichte [46]

$$|\psi(E)|^2 = \frac{1}{2\pi} \frac{\hbar^2}{(E - E_R)^2 + \hbar^2/4T^2} \tag{3.9}$$

gewonnen werden. Mit $\Gamma = \hbar/T$ ergibt sich damit der als Breit-Wigner Resonanzkurve bekannte Zusammenhang für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma(E) \propto \frac{\Gamma^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \tag{3.10}$$

Die tatsächlich gemessene Form der Resonanzkurve wird nicht nur durch die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bestimmt, sondern ist zusätzlich durch die Massenauflösung der Rekonstruktion verbreitert, wobei letztere als Gauß-verteilt angenommen wird. Ist die natürliche Linienbreite einer Resonanz sehr viel kleiner als die Massenauflösung, so kann die gemessene Verteilung durch eine einfache Gauß-Funktion beschrieben werden. Ist die Massenauflösung vernachlässigbar gegenüber der natürlichen Linienbreite, so reicht die Berücksichtigung der Breit-Wigner-Verteilung.

Bei den hier betrachteten Resonanzen jedoch, sind natürliche Linienbreite und Massenauflösung von annähernd gleicher Größenordnung. Deswegen ist eine Faltung der Breit-Wigner- mit der Gauß-Verteilung zu verwenden:

$$\frac{dN}{dE} = N \int \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\Gamma}{2}}{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + (E' - E_r)^2} \times \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(E-E')^2}{2\sigma^2}} dE' \tag{3.11}$$

Mit N wird dabei die Anzahl der Zerfälle bezeichnet, welche sich mit der Dichte $\frac{dN}{dE}$ auf ein Energieintervall dE verteilen.

3.5.2 Die Endzustände $\omega\pi^\circ$ und $\omega\eta$

Von den selektierten $\pi^+\pi^-\pi^\circ\pi^\circ$- und $\pi^+\pi^-\pi^\circ\eta$-Ereignissen wurden die Verteilungen der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^\circ$-Masse gebildet (Abb. 3.9a, 3.10a).

Das Massenspektrum im Kanal $\pi^+\pi^-\pi^\circ\pi^\circ$ wurde durch eine Faltung einer Gauß- und Breit-Wigner- Verteilung sowie von einem Legendre-Polynom bis zum dritten Grad für den Untergrund beschrieben. Die natürliche Breite des ω-Mesons wurde mit $\Gamma = 8.43 MeV/c^2$ [53] fest vorgegeben. Die Masse vom ω wurde zu $782.0 MeV/c^2$ bei einer experimentellen Massenauflösung von $13.9 MeV/c^2$ bestimmt. Im Kanal $\pi^+\pi^-\pi^\circ\eta$ wurde ein Legendre-Polynom lediglich bis zum ersten Grad für den Untergrund benötigt. Die Masse des ω-Mesons ergab sich zu $783.9 MeV/c^2$ bei einer Massenauflösung von $10.7 MeV/c^2$. Die Anzahl der rekonstruierten $\omega\pi^\circ$- und der $\omega\eta$-Ereignisse sind in Abhängigkeit vom Schnitt im Vertrauensintervall in Tabelle 3.3 zusammengefaßt.

Um die Nachweiswahrscheinlichkeit der Rekonstruktion zu bestimmen, wurden jeweils 60000 $\pi^+\pi^-\pi^\circ\pi^\circ$- bzw. $\pi^+\pi^-\pi^\circ\eta$-Monte-Carlo-Ereignisse generiert. Auf diese Ereignisse wurde die gesamte Rekonstruktion und Selektion angewandt. Die so gewonnenen Verteilungen der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^\circ$-Masse wurden auf die entsprechenden Verteilungen normiert, welche aus den vom

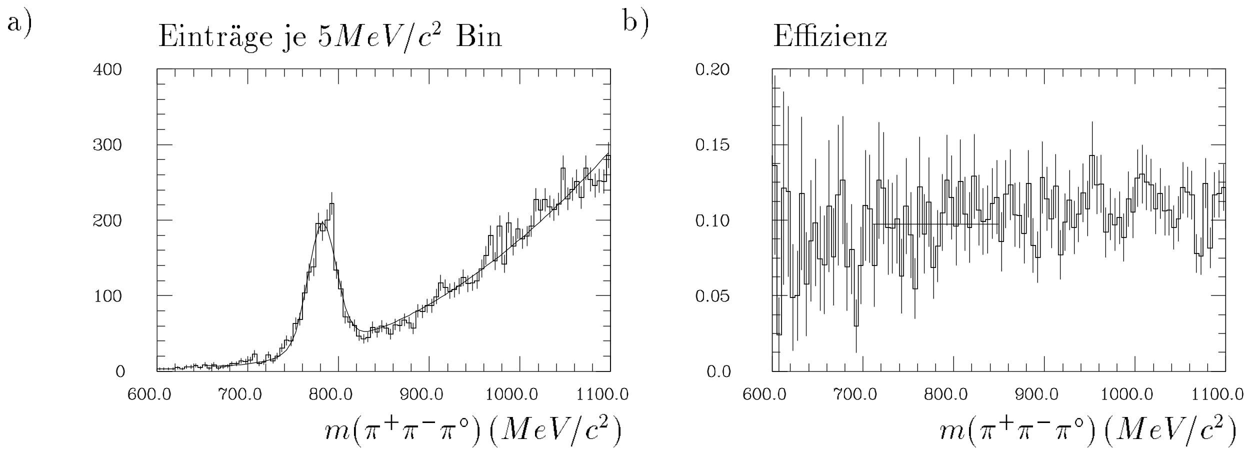


Abbildung 3.9: a) Verteilung der $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ invarianten Masse und b) deren Nachweiswahrscheinlichkeit für $\pi^+\pi^-\pi^\circ\pi^\circ$ Ereignisse

Monte-Carlo-Programm generierten Vierervektoren gebildet wurden (Abb. 3.9b, 3.10b). Die Verzweigungsverhältnisse von π° und η nach $\gamma\gamma$ wurden bereits vom Monte-Carlo-Programm berücksichtigt, das von ω nach $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ von $88.8 \pm 0.6\%$ [53] mußte nachträglich eingerechnet werden. Die in Abhängigkeit vom Schnitt im Vertrauensintervall ermittelte Anzahl von

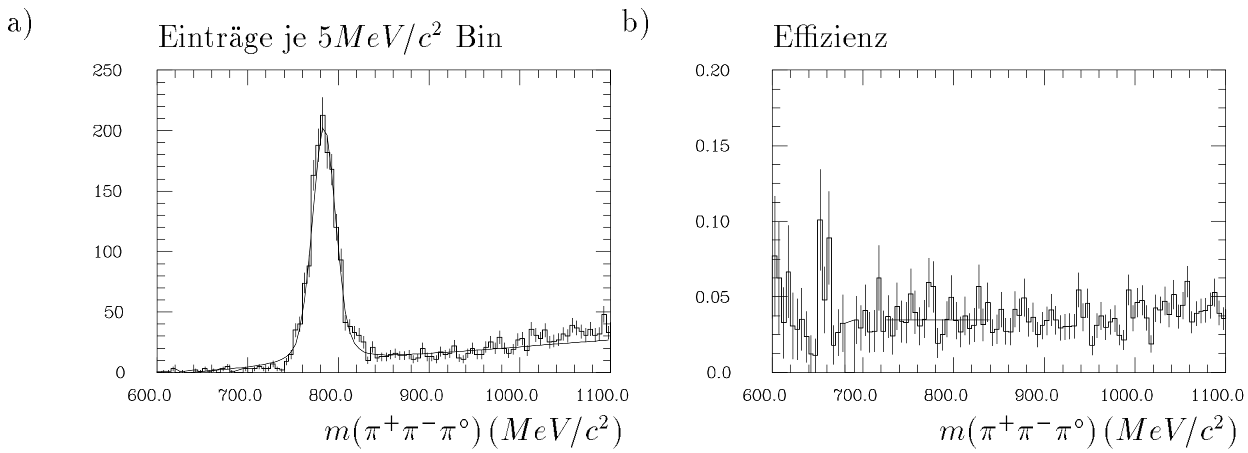


Abbildung 3.10: a) Verteilung der $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ invarianten Masse und b) deren Nachweiswahrscheinlichkeit für $\pi^+\pi^-\pi^\circ\eta$ Ereignisse

$\pi^+\pi^-\pi^\circ\pi^\circ$-, $\omega\pi^\circ$-, $\pi^+\pi^-\pi^\circ\eta$- und $\omega\eta$-Ereignissen, die zugehörige Nachweiswahrscheinlichkeiten (Eff) und das resultierende relative Verhältnis $R_\omega = BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ)/BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\eta)$ ist Tabelle 3.3 zu entnehmen.

3.5.3 Der Endzustand $K^+K^-\pi^\circ$

Analog zu dem oben beschriebenen Verfahren wurde aus den selektierten $K^+K^-\pi^\circ$ Ereignissen die K^+K^- invariante Masse berechnet und in einem Histogramm aufgetragen (Abb. 3.11a).

CL	$N_{\pi^+\pi^-\pi^\circ\pi^\circ}$	$N_{\omega\pi^\circ}$	$\omega\pi^\circ_{Eff}$	$N_{\pi^+\pi^-\pi^\circ\eta}$	$N_{\omega\eta}$	$\omega\eta_{Eff}$	R_ω	$\sigma_{Stat}(R_\omega)$
10%	31808	1674	0.09608	5115	1600	0.03561	0.3878	0.0136
20%	28054	1501	0.08658	4438	1411	0.03099	0.3808	0.0141

Tabelle 3.3: Relatives Verzweigungsverhältnis R_ω

Die Beschreibung dieser Verteilung wird durch die Tatsache erschwert, daß mit Einsetzen der K^+K^--Schwelle bei $987.3MeV/c^2$ die Mesonen $f_0(975)$ und $a_0(980)$ in Konkurrenz zum ϕ zum Spektrum beitragen können. Um den Einsatz der Schwelle unabhängig von Modellannahmen zu betrachten, wurde die untere Grenze der Anpassungsrechnung von $990MeV/c^2$ bis $1005MeV/c^2$ in $5MeV/c^2$ Schritten variiert und über die jeweiligen Resultate gemittelt. Ein eventueller Beitrag von $f_0(975)$ und $a_0(980)$ wurde durch eine zusätzliche Breit-Wigner-Verteilung mit festgelegter Masse $m = 974.1MeV/c^2$ und Breite $\Gamma = 47.0MeV/c^2$ berücksichtigt. Lediglich die Amplitude blieb frei. Es zeigte sich, daß diese Verteilung wegen ihrer Breite im flach verlaufenden Bereich oberhalb des ϕ-Signals in ihrer Amplitude begrenzt wurde, und somit deren Anteil im Bereich des ϕ-Signals klein blieb.
Das ϕ-Meson selbst wurde durch eine Faltung einer Gauß- und einer Breit-Wigner-Verteilung

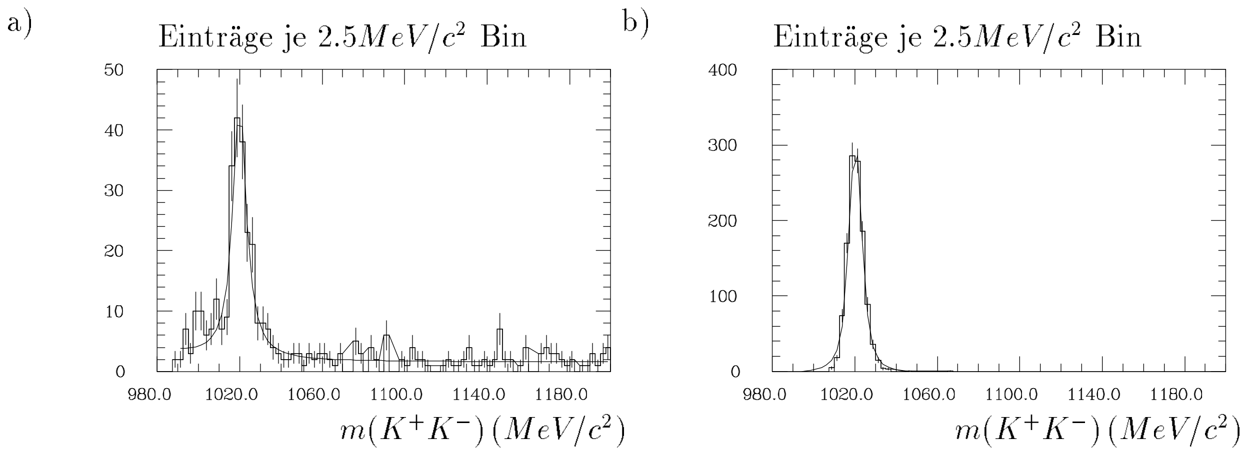


Abbildung 3.11: Verteilung der K^+K^- invarianten Masse a) für Daten und b) für Monte-Carlo $K^+K^-\pi^\circ$ Ereignisse

beschrieben, wobei die natürliche Breite mit $\Gamma = 4.43MeV/c^2$ [53] fest vorgegeben war. Der verbleibende Untergrund konnte mit einem Legendre-Polynom vom Grade Null (Konstante Funktion) angenähert werden. Die Masse des ϕ Mesons ergab sich zu $1020.0MeV/c^2$ und die Massenauflösung zu $7.7MeV/c^2$.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit konnte nicht wie im Falle der Kanäle $\omega\pi^\circ$ und $\omega\eta$ bestimmt werden, da bei phasenraumverteilten $K^+K^-\pi^\circ$-Monte-Carlo nur ein kleiner Teil der Ereignisse im Bereich des ϕ-Signals generiert wird. Ein erheblicher Mehrbedarf an Monte-Carlo Ereignissen wäre erforderlich, um eine äquivalente Statistik zu erreichen. Deswegen wurden

10148$\phi\pi^\circ$-Monte-Carlo Ereignisse, bei denen das ϕ nach K^+K^- zerfiel, verwendet. Die Zahl der rekonstruierten Monte-Carlo ϕ Ereignisse wurde durch Anpassung der gleichen Faltung von Gauß- und Breit-Wigner-Verteilung, wie sie bei den gemessenen Daten verwendet wurde, bestimmt. Das Verzweigungsverhältnis vom ϕ nach K^+K^- wurde anschließend mit $49.1 \pm 0.8\%$ [53] berücksichtigt. Die jeweils ermittelte Anzahl von $K^+K^-\pi^\circ$ und $\phi\pi^\circ$ Ereignissen und das resultierende Verhältnis $R_{\pi^\circ} = BR(p\overline{p} \to \omega\pi^\circ)/BR(p\overline{p} \to \phi\pi^\circ)$ sind in Tabelle 3.4 aufgeführt.

CL	$N_{\omega\pi^\circ}$	$\omega\pi^\circ_{Eff}$	$N_{K^+K^-\pi^\circ}$	$N_{\phi\pi^\circ}$				$\phi\pi^\circ_{Eff}$	R_{π°	$\sigma_{Stat}(R_{\pi^\circ})$
				990	995	1000	1005			
10%	1674	0.09608	1543	210	202	193	199	0.06962	6.035	0.450
20%	1501	0.08658	1364	189	181	174	178	0.06167	5.923	0.467

Tabelle 3.4: Relatives Verzweigungsverhältnis R_{π°

3.6 Bestimmung der systematischen Fehler

Schnitt	CL	$N_{\omega\pi^\circ}$	$\omega\pi^\circ_{Eff}$	$N_{\omega\eta}$	$\omega\eta_{Eff}$	R_ω	$\sigma(R_\omega)$
HitA> 850	10%	1674	0.09688	1600	0.03614	0.3903	+0.0060
HitA> 850	20%	1501	0.08702	1411	0.03108	0.3799	−0.0044
HitA> 950	10%	1674	0.09386	1600	0.03525	0.3929	+0.0086
HitA> 950	20%	1501	0.08525	1411	0.03072	0.3833	−0.0010
L_{Spur}	10%	1791	0.10558	1726	0.04060	0.3990	+0.0147
L_{Spur}	20%	1633	0.09493	1521	0.03604	0.4076	+0.0233
E_L	10%	1671	0.09608	1570	0.03562	0.3946	+0.0103
E_L	20%	1485	0.08658	1392	0.03096	0.3815	−0.0028
E_H	10%	1680	0.09608	1609	0.03562	0.3871	+0.0028
E_H	20%	1528	0.08658	1417	0.03096	0.3856	+0.0013

Tabelle 3.5: Systematischer Fehler für R_ω

Um die einzelnen zu messenden Endzustände von dem aus verschiedenen Quellen stammenden Untergrund zu trennen, wurden die zuvor in Abschnitt 3.2 beschriebenen Schnitte angewandt. Damit ein Verzweigungsverhältnis berechnet werden kann, ist es notwendig die Nachweiswahrscheinlichkeit mit Hilfe der Monte-Carlo Methode zu bestimmen. Dieses setzt voraus, daß die

Verteilungen, in denen Schnitte vorgenommen wurden, in der MC- Simulation wie in den Daten die gleiche charakteristische Form beschreiben. Dieser Idealfall wird jedoch selten vorgefunden. Damit die Resultate nicht zu sehr von der Wahl der Schnitte abhängen, werden hierfür Bereiche mit geringer Steigung in den Verteilungen ausgesucht. Wo dieses nicht möglich ist, sollten die Steigungen in den Verteilungen nahe beieinander liegen. Die verbleibende Unsicherheit dieser Methode wird im sogenannten *systematischen Fehler* ausgedrückt.

Schnitt	CL	$N_{\omega\pi^\circ}$	$\omega\pi^\circ_{Effizienz}$	$N_{\phi\pi^\circ}$				$\phi\pi^\circ_{Effizienz}$	R_{π°	$\sigma(R_{\pi^\circ})$
				990	995	1000	1005			
HitA> 850	10%	1674	0.09688	210	202	193	199	0.06948	5.973	−0.006
HitA> 850	20%	1501	0.08702	189	181	174	178	0.06157	5.884	−0.095
HitA> 950	10%	1674	0.09386	210	202	193	199	0.06957	6.173	+0.194
HitA> 950	20%	1501	0.08525	189	181	174	178	0.06187	6.035	+0.056
L_{Spur}	10%	1791	0.10558	229	221	212	220	0.07120	5.478	−0.501
L_{Spur}	20%	1633	0.09493	208	200	192	197	0.06344	5.477	−0.502
E_L	10%	1671	0.09608	208	200	191	197	0.06962	6.084	+0.105
E_L	20%	1485	0.08658	187	180	173	179	0.06167	5.885	−0.094
E_H	10%	1680	0.09608	210	202	193	200	0.06962	6.049	+0.070
E_H	20%	1528	0.08658	189	181	174	178	0.06167	6.030	+0.051

Tabelle 3.6: Systematischer Fehler für R_{π°

Um diesen zu bestimmen, werden die Grenzen der Schnitte variiert und die resultierenden Änderungen der Verzweigungsverhältnisse registriert. Es wurden die folgenden Beiträge zum systematischen Fehler berücksichtigt:

HitA: Zum Zeitpunkt dieser Analyse war das Rekonstruktionsverfahren für die geladenen Spuren noch nicht endgültig und deswegen war die Monte-Carlo Simulationssoftware nicht optimal an die Rekonstruktion angepaßt. Um die Wahrscheinlichkeit einzustellen, mit der ein geladenes Teilchen in der Simulation einen Hit auf einem Draht hinterläßt, wurde nachträglich bei der Rekonstruktion der Monte-Carlo generierten Daten ein Schnitt auf die sogenannte Hit-Amplitude durchgeführt. Der Wert für die Hit-Amplitude wurde mit HitA= 900 derart gewählt, daß sich die Verteilung der Anzahl der angesprochenen Drähte je geladener Spur für Daten und Monte-Carlo möglichst deckte (Abb. 3.2b).

L_{Spur}: Des weiteren wurden die Bedingungen für die Definition einer Spur, die alle Lagen der JDC durchquert, variiert (Abs.3.2, Abb.3.3). So wurde der erste Hit einer Spur in Lage 1 bis 5 anstelle in Lage 1 bis 4 und der letzte Hit in Lage 21 bis 23 anstelle in 22 oder 23 erwartet.

E_L,E_H: Die Schnitte in der Gesamtenergie und des Gesamtimpulses eines Ereignisses wurde um 10% nach unten (E_L) und nach oben (E_H) variiert.

CL: Abweichungen von einer flachen Verteilung des Vertrauensintervalls wurden durch Bildung des Mittelwerts der Meßwerte bei einem Schnitt von $CL = 10\%$ und $CL = 20\%$ berücksichtigt, wobei die Differenz der Meßwerte Eingang in den systematischen Fehler fand.

$N_{\phi\pi^\circ}$: Die in Abschnitt 3.5.3 geschilderte Variation der Grenze der Anpassungsrechnung im Bereich von $990 MeV/c^2$ bis $1005 MeV/c^2$ führt zu vier verschiedenen Meßwerten von $N_{\phi\pi^\circ}$ über die gemittelt wurde (Tab. 3.4). Die Streuung um den Mittelwert trägt zum systematischen Fehler bei.

Zur Berechnung des systematischen Fehlers wurden die mittleren Abweichungen $\sigma(R)$ aus den Tabellen 3.5 und 3.6 zu den Komponenten HitA, L_{Spur} und E zusammengefaßt. Der Anteil CL ergibt sich aus den Verhältnissen in den Tabellen 3.3 bzw. 3.4. Für das Verhältnis R_{π° ist zusätzlich der Beitrag von der Bestimmung von $N_{\phi\pi^\circ}$ zu berücksichtigen. Daraus resultiert der systematische Fehler $\sigma^2(R)_{Syst} = \sigma^2(CL) + \sigma^2(\text{HitA}) + \sigma^2(L_{Spur}) + \sigma^2(E)[+\sigma^2(N_{\phi\pi^\circ})]$ wie folgt:

$$\begin{array}{lclclclclcl} \sigma^2(R_\omega)_{Syst} & = & 0.0035^2 & + & 0.0028^2 & + & 0.0138^2 & + & 0.0028^2 & & & = & 0.0015^2 \\ \sigma^2(R_{\pi^\circ})_{Syst} & = & 0.025^2 & + & 0.056^2 & + & 0.355^2 & + & 0.237^2 & + & 0.180^2 & = & 0.467^2 \end{array} \tag{3.12}$$

3.7 Zusammenfassung der Meßergebnisse

Die in den voran gehenden Abschnitten geschilderte Analyse führt als Endergebnis zu folgenden relativen Verzweigungsverhältnissen:

$$\begin{array}{lclclclcl} R_\omega & = & \frac{BR(p\overline{p}\to\omega\pi^\circ)}{BR(p\overline{p}\to\omega\eta)} & = & 0.384 & \pm & 0.014_{Stat} & \pm & 0.015_{Syst} \\ R_{\pi^\circ} & = & \frac{BR(p\overline{p}\to\omega\pi^\circ)}{BR(p\overline{p}\to\phi\pi^\circ)} & = & 5.98 & \pm & 0.46_{Stat} & \pm & 0.47_{Syst} \end{array} \tag{3.13}$$

Dadurch, daß die Monte-Carlo Simulationssoftware nicht ausreichend an die Rekonstruktion der geladenen Teilchen angepaßt war, mußte auf eine Bestimmung der absoluten Verzweigungsverhältnisse verzichtet werden. Wenn man trotzdem mit den Werten aus den Tabellen 3.3 und 3.4 versucht, absolute Verzweigungsverhältnisse zu bestimmen, so ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{array}{lclcl} BR(p\overline{p} \to \omega\pi^\circ) & = & \frac{1588}{4156316\cdot 0.09133} & = & 4.18 \cdot 10^{-3} \\ BR(p\overline{p} \to \omega\eta) & = & \frac{1506}{4156316\cdot 0.0333} & = & 10.9 \cdot 10^{-3} \\ BR(p\overline{p} \to \phi\pi^\circ) & = & \frac{191}{4156316\cdot 0.06565} & = & 0.7 \cdot 10^{-3} \end{array} \tag{3.14}$$

Vergleicht man diese Werte mit $BR(p\overline{p} \to \omega\pi^\circ) = (5.73 \pm 0.47) \cdot 10^{-3}$ und $BR(p\overline{p} \to \omega\eta) = (15.1 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}$ [6], so sind diese um einen Faktor 1.38 größer als in (Gl. 3.14). Das relative Verzweigungsverhältnis $R_\omega = 0.379 \pm 0.04$, welches sich aus den Werten aus [6] ergibt, ist jedoch innerhalb der Fehler mit dem hier ermittelten Verhältnis kompatibel. Auf diese Tatsache gründet sich die Annahme, daß es sich bei dem Faktor von 1.38 um einen globalen Faktor handelt, welcher in der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Endzustände mit zwei geladenen Teilchen vom Monte-Carlo-Programm bisher unberücksichtigt blieb, und sich daher ebenso bei dem Verhältnis R_{π° heraus fallen sollte. Mögliche Abweichungen von dieser Annahme konnten im systematischen Fehler nicht berücksichtigt werden.

Kapitel 4

Diskussion der Ergebnisse

In den folgenden Abschnitten werden die gewonnenen Meßergebnisse mit den Vorhersagen der in Kapitel 1 genannten Modelle verglichen und deren Aussagekraft bezüglich eines $s\overline{s}$-Seequarkanteils im Proton diskutiert.

4.1 Erweiterung des OZI - Modells

Wir betrachten die Quarkanteile im $p\overline{p}$-System und deren Kopplung an ω und ϕ separat. Es wird, durch einen von Null verschiedenen Anteil z^2, ein $s\overline{s}$-Seequarkanteil berücksichtigt[42]. Die Anteile x^2 und y^2 sind für ω und ϕ identisch.

$$x^2 \equiv \frac{< p\overline{p}|u\overline{u}|p\overline{p} >}{< p\overline{p}|u\overline{u}|p\overline{p} > + < p\overline{p}|d\overline{d}|p\overline{p} > + < p\overline{p}|s\overline{s}|p\overline{p} >} \tag{4.1}$$

$$y^2 \equiv \frac{< p\overline{p}|d\overline{d}|p\overline{p} >}{< p\overline{p}|u\overline{u}|p\overline{p} > + < p\overline{p}|d\overline{d}|p\overline{p} > + < p\overline{p}|s\overline{s}|p\overline{p} >} \tag{4.2}$$

$$z^2 \equiv \frac{< p\overline{p}|s\overline{s}|p\overline{p} >}{< p\overline{p}|u\overline{u}|p\overline{p} > + < p\overline{p}|d\overline{d}|p\overline{p} > + < p\overline{p}|s\overline{s}|p\overline{p} >} \tag{4.3}$$

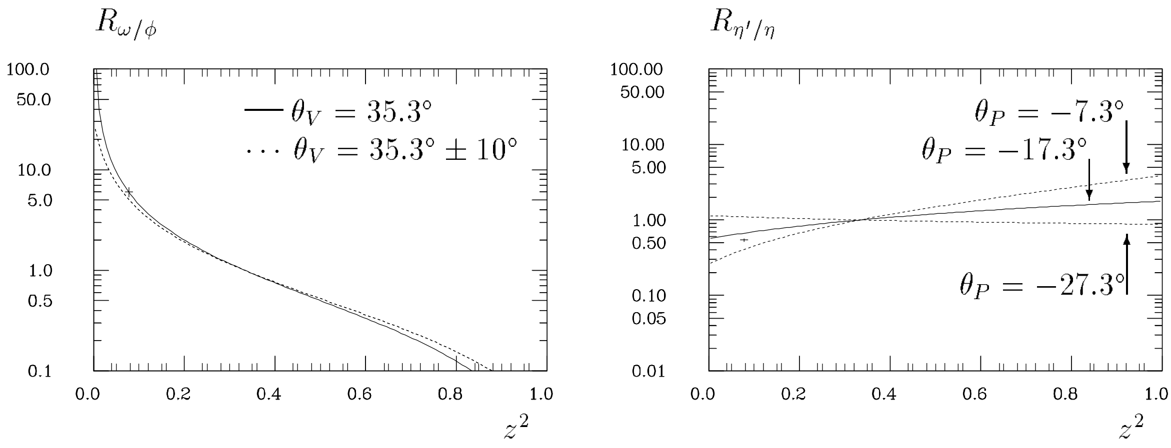
Unter der Voraussetzung, daß das Partnermeson X von ω oder ϕ keinen oder nur einen vernachlässigbaren $s\overline{s}$-Anteil enthält, läßt sich analog zu Abschnitt 1.3 eine Vorhersage für das relative Verzweigungsverhältnis R_{π° gewinnen. Der Geltungsbereich ist dabei auf kleine z^2 beschränkt. Ein Schluß von dem relativen Verzweigungsverhältnis R_{π° auf das Verhältnis $R_\eta = BR(p\overline{p} \to \omega\eta)/BR(p\overline{p} \to \phi\eta)$ ist nicht möglich.

$$R_{\pi^\circ} = \frac{BR(p\overline{p} \to \omega\pi^\circ)}{BR(p\overline{p} \to \phi\pi^\circ)} = \frac{x^2 < \omega|u\overline{u}|\omega > +y^2 < \omega|d\overline{d}|\omega > +z^2 < \omega|s\overline{s}|\omega >}{x^2 < \phi|u\overline{u}|\phi > +y^2 < \phi|d\overline{d}|\phi > +z^2 < \phi|s\overline{s}|\phi >} \tag{4.4}$$

Unter Benutzung der Mischung von ω und ϕ Meson (Gl. 1.5) und der Normierungsbedingung $x^2 + y^2 = 1 - z^2$ sowie $< \omega|u\overline{u}|\omega >=< \omega|d\overline{d}|\omega >= \frac{1}{2}(1- < \omega|s\overline{s}|\omega >)$ und $< \phi|u\overline{u}|\phi >=< \phi|d\overline{d}|\phi >= \frac{1}{2}(1- < \phi|s\overline{s}|\phi >)$ folgt:

$$R_{\pi^\circ} = \frac{(1-z^2) - \frac{1}{3}(1-3z^2)(2\sin^2\theta_V - \frac{4}{\sqrt{2}}\sin\theta_V\cos\theta_V + \cos^2\theta_V)}{2z^2 + \frac{1}{3}(1-3z^2)(2\sin^2\theta_V - \frac{4}{\sqrt{2}}\sin\theta_V\cos\theta_V + \cos^2\theta_V)} \tag{4.5}$$

Im Falle einer idealen Mischung besteht das ϕ nur aus $s\overline{s}$. Definiert man die Differenz δ_V



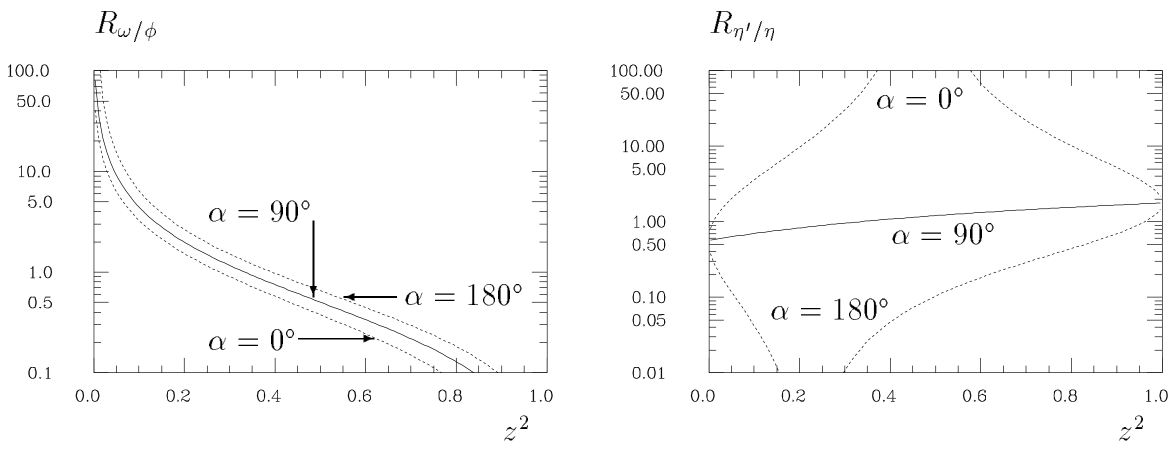
Mit $R_{\omega/\phi}$ wird das Verhältnis $BR(p\overline{p} \to \omega X)/BR(p\overline{p} \to \phi X)$ und mit $R_{\eta'/\eta}$ das Verhältnis $BR(p\overline{p} \to \eta' X)/BR(p\overline{p} \to \eta X)$ bezeichnet, wobei X für ein weiteres Meson steht.

Abbildung 4.1: Verhältnis R in Abhängigkeit von z^2 und dem Mischungswinkel θ

des Mischungswinkel θ_V vom idealen Mischungswinkel θ_{ideal}, so erhält man $\theta_V = \theta_{ideal} + \delta_V$ wobei $\sin\theta_{ideal} = \sqrt{\frac{1}{3}}$ und $\cos\theta_{ideal} = \sqrt{\frac{2}{3}}$. Es folgt daraus $\sin\theta_V = \sqrt{\frac{1}{3}}\cos\delta_V + \sqrt{\frac{2}{3}}\sin\delta_V$ und $\cos\theta_V = \sqrt{\frac{2}{3}}\cos\delta_V - \sqrt{\frac{1}{3}}\sin\delta_V$. Durch Einsetzen in Gleichung 4.5 ergibt sich

$$R_{\pi^\circ} = \frac{z^2(3\sin^2\delta_V - 1) + \cos^2\delta_V}{z^2(3\cos^2\delta_V - 1) + \sin^2\delta_V} \tag{4.6}$$

Das Verhältnis läßt sich durch Ersetzen von ω mit η', ϕ mit η und $\delta_V = \theta_V - 35.3°$ mit $\delta_P = \theta_P - 35.3°$ auf die Pseudoskalaren übertragen. In Abbildung 4.1 ist die Abhängigkeit der



Mit $R_{\omega/\phi}$ wird das Verhältnis $BR(p\overline{p} \to \omega X)/BR(p\overline{p} \to \phi X)$ und mit $R_{\eta'/\eta}$ das Verhältnis $BR(p\overline{p} \to \eta' X)/BR(p\overline{p} \to \eta X)$ bezeichnet, wobei X für ein weiteres Meson steht.

Abbildung 4.2: Verhältnis R in Abhängigkeit von z^2 und der Phase α

Verhältnisse vom Anteil z^2 dargestellt. Danach folgt aus dem gemessenen Wert[1] von $R_{\pi^\circ} = 5.98 \pm 0.66$ ein $s\bar{s}$-Seequarkanteil von $z^2 = (7.7 \pm 0.9)\%$ im Proton. Dieser Wert ist mit dem in [4] angegebenen Verhältnis von $R_{\eta'/\eta} = 0.541 \pm 0.024$ kompatibel.

In [7] wurde der hier vorgestellte Ansatz durch Einführung eines Terms zur Berücksichtigung von Interferenzen zwischen dem $n\bar{n}$- und dem $s\bar{s}$-Anteil erweitert. Mit $n = \sqrt{1-z^2}e^{i\alpha}$ und Wahl des Realteils $Ren^* = \sqrt{1-z^2}\cos\alpha$ ergibt sich dann für das Verhältnis R_{π°:

$$R_{\pi^\circ} = \frac{z^2(3\sin^2\delta_V - 1) + \cos^2\delta_V - 2\sqrt{2}z\sqrt{1-z^2}\sin\delta_V\cos\delta_V\cos\alpha}{z^2(3\cos^2\delta_V - 1) + \sin^2\delta_V + 2\sqrt{2}z\sqrt{1-z^2}\sin\delta_V\cos\delta_V\cos\alpha} \tag{4.7}$$

Wie man den Abbildungen 4.1 und 4.2 entnehmen kann, reicht bereits ein kleiner $s\bar{s}$-Seequarkanteil im Proton aus, um das gemessene Verzweigungsverhältnis R_{π° innerhalb eines erweiterten OZI-Modells zu erklären. Übertragen auf das Verhältnis $R_{\eta'/\eta}$ ergibt sich allerdings, daß ein Schluß von diesem Verhältnis und dem Mischungswinkel θ_{PS} auf den $s\bar{s}$-Anteil nicht möglich ist.

	dynamisches Modell					
	[15, 34]	[43]	[49]	[63]	Experiment	
f_{dyn}	q	1	qE_aE_b	$qe^{A\sqrt{s-(m_a+m_b)^2}}$		
a	-6.97	-6.96	-6.99	-6.95		
b	-11.7	-12.5	-11.9	-13.2		
$\frac{BR(p\bar{p}\to\omega\pi^\circ)}{BR(p\bar{p}\to\phi\pi^\circ)}$	14.0	11.9	14.7	11.7	5.98 ± 0.66	
$\frac{BR(p\bar{p}\to\omega\pi^\circ)}{BR(p\bar{p}\to\omega\eta)}$	0.289	0.247	0.282	0.199	0.384 ± 0.021	
$\frac{BR(p\bar{p}\to\phi\pi^\circ)}{BR(p\bar{p}\to\phi\eta)}$	8.6	8.5	8.6	8.5	8.3 ± 2.1	[5]
$\frac{BR(p\bar{p}\to\rho^\circ\eta)}{BR(p\bar{p}\to\rho^\circ\eta')}$	17.6	9.7	17.7	8.5	2.54 ± 0.68	[64]
$\frac{BR(p\bar{p}\to\rho^\circ\eta)}{BR(p\bar{p}\to\rho^\circ\pi^\circ)}$	0.182	0.212	0.186	0.263	0.279 ± 0.033	[43, 64]
$\frac{BR(p\bar{p}\to\rho^\circ\eta')}{BR(p\bar{p}\to\rho^\circ\pi^\circ)}$	0.010	0.022	0.011	0.031	0.11 ± 0.03	[43, 64]
χ^2/N_F	80	58	82	67		

Mit q wird der Impuls der Mesonen mit den Massen $m_{a,b}$ und den Energien $E_{a,b}$ bezeichnet. s ist hier durch $4m_p^2$ zu ersetzen. Die Konstante $A = -1.2GeV^{-1}$ wurde experimentell bestimmt.

Tabelle 4.1: Bestimmung des Beitrags der zusätzlichen Diagramme a und b

[1] Der statistische Fehler und der systematische Fehler wurden zu einem Fehler zusammengefaßt.

4.2 Beitrag zusätzlicher Diagramme für $s\overline{s}$-Seequarks

Wie in Abschnitt 1.4 geschildert wurde, weist bei Abwesenheit von $s\overline{s}$-Seequarks im Proton eine Abweichung des Verhältnisses $\frac{R_\omega}{R_\phi}$ von 1 auf eine Verletzung der OZI-Regel hin. Mit den hier bestimmten Wert für $R_\omega = 0.384 \pm 0.014 \pm 0.015$ und mit $R_\phi = 8.3 \pm 2.1$ aus [5] ergibt sich $\frac{R_\omega}{R_\phi} = 0.046 \pm 0.012$. Nimmt man die angegebenen Amplituden und bestimmt die Konstanten a und b aus Gleichung 1.10 in einer Anpassungsrechnung unter Hinzunahme der Verzweigungsverhältnisse $BR(\overline{p}p \to \rho^\circ\pi^\circ) = (1.65 \pm 0.08) * 10^{-2}$ [43], $BR(\overline{p}p \to \rho^\circ\eta) = (4.6 \pm 0.5) * 10^{-3}$ und $BR(\overline{p}p \to \rho^\circ\eta') = (1.81 \pm 0.44) * 10^{-3}$ [64], so erhält man die in Tabelle 4.1 angegebenen Werte. Aus dem χ^2 pro Freiheitsgrad der Anpassungsrechnung ergibt sich allerdings, daß die Verzweigungsverhältnisse von diesem Modell [22, 67] nicht richtig wiedergegeben werden.

4.3 Annahme einer Endzustandswechselwirkung

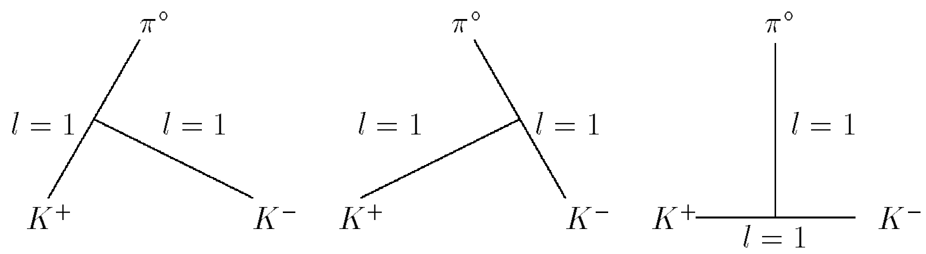


Abbildung 4.3: Bahndrehimpulse l des Endzustands $K^+K^-\pi^\circ$ produziert aus dem $^3S_1$ Zustand.

Entsprechend der Darstellung in Abschnitt 1.3 ist die Produktion von *zwei* seltsamen Mesonen in der $p\overline{p}$-Annihilation OZI-erlaubt. Wenn diese beiden auslaufenden Mesonen miteinander in Wechselwirkung treten, so daß es zu einer Austauschreaktion kommt, ist eine Produktionsrate eines OZI-verbotenen Endzustand über die nach der OZI-Regel zu erwartenden Rate hinaus möglich. Bedingung für einen derartigen Prozeß ist, daß die Quantenzahlen des Endzustands erhalten bleiben. Betrachtet man nun die OZI-verbotene Reaktion $p\overline{p} \to \phi\pi^\circ$ im Vergleich zu der OZI-erlaubten Reaktion $p\overline{p} \to K^*K$, so ergibt sich, daß beide von den Quantenzahlen

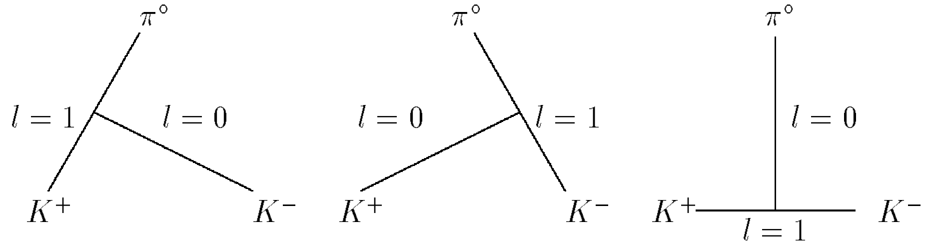


Abbildung 4.4: Bahndrehimpulse l des Endzustands $K^+K^-\pi^\circ$ produziert aus dem $^1P_1$ Zustand.

her aus dem $^3S_1$- und dem $^1P_1$-Zustand des $p\overline{p}$-Systems erzeugt werden können. Beide Reaktionen können durch Zerfall von ϕ bzw. K^* in den Endzustand $K^+K^-\pi^\circ$ übergehen. Für diesen Fall sollen hier nun die Bahndrehimpulse l zwischen den Teilchen im Endzustand verglichen werden. Der Drehimpuls zwischen $K^\pm$ und π° bzw. K^+ und K^- ist durch den Spin von $K^{*\pm}$ bzw. ϕ auf 1 festgelegt, der Drehimpuls des dritten Teilchens relativ zu den anderen beiden ergibt sich aus der Drehimpulserhaltung. Im $^3S_1$-Zustand hängt es nur von der relativen Kopplung von zwei der drei Teilchen ab, ob gerade ein $K^{*\pm}K^\mp$ oder ein $\phi\pi^\circ$ vorliegt, ein Austausch zwischen diesen Zuständen ist somit naheliegend. Dem gegenüber kann es im $^1P_1$-Zustand nur zu einem Austausch kommen, wenn der Drehimpuls übertragen wird, weswegen die Wahrscheinlichkeit für einen derartigen Prozeß geringer sein dürfte. Tatsächlich wurde von dem ASTERIX-Experiment[56] beobachtet (siehe Tabelle 1.6), daß die Reaktion $p\overline{p} \rightarrow \phi\pi^\circ$ nur aus dem $^3S_1$-Zustand verstärkt auftritt, während die Produktionsrate aus dem $^1P_1$-Zustand sich so verhält, wie man es aus der Vorhersage der OZI-Regel ohne seltsame Seequarks im Proton erwarten würde. In Rechnungen von Locher, Lu und Zou[45] wurde das Verzweigungsverhältnis von $BR(p\overline{p} \rightarrow \phi\pi^\circ)$ aufgrund der Endzustandswechselwirkung zu $(0.9 - 2.6) * 10^{-4}$ bestimmt, welches unterhalb der gemessenen Werte liegt.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Die relativen Verzweigungsverhältnisse $R_{\pi^\circ} = BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ)/BR(p\overline{p} \rightarrow \phi\pi^\circ)$ und $R_\omega = BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\pi^\circ)/BR(p\overline{p} \rightarrow \omega\eta)$ wurden im Rahmen des Crystal-Barrel-Projekts experimentell bestimmt.

Das Resultat $R_{\pi^\circ} = 5.98 \pm 0.46 \pm 0.47$ weicht stark von der Vorhersage $R_{\pi^\circ} = 240$ ab, die sich bei strenger Gültigkeit der OZI-Regel ergibt. Letztere Abschätzung vernachlässigt Beiträge zur ϕ-Produktion, die aus einem möglichen $s\overline{s}$-Seequarkgehalt im Proton resultieren können oder durch Endzustandswechselwirkung im OZI-erlaubten und stark populierten Kanal $p\overline{p} \rightarrow K^*K \rightarrow (K\overline{K})\pi^\circ$ entstehen.

Die Analyse der Daten ergibt bei weiterer Vernachlässigung der Endzustandswechselwirkung einen $s\overline{s}$-Seequarkgehalt von 8%. Experimentelle Indizien sprechen aber dafür, daß der K^*K-Kanal beträchtlich zur ϕ-Produktion beiträgt und somit aus dem beobachteten Verhältnis R_{π° der Schluß eines $s\overline{s}$-Gehalts des Protons nicht zwingend notwendig erscheint bzw. deutlich unter 8% liegen kann.

Einen ursprünglich im Zusammenhang mit den Resultaten der tief inelastischen Myon-Proton-Streuung sowie der Pion-Nukleon-Streuung diskutierten $s\overline{s}$-Seequarkgehalt von 20% kann als ausgeschlossen angesehen werden.

Literaturverzeichnis

[1] L. Adiels et al., Z. Physik C42(1989)49.

[2] E. Aker et al., Meson Spectroscopy at LEAR, Crystal Barrel Proposal, CERN/PSCC/85-86, PSCC/P90, October 1985.

[3] E. Aker et al., The Crystal Barrel Detector at LEAR, Nuclear Instruments and Methods, A321(1992)69.

[4] C. Amsler et al., The Pseudoscalar mixing angle θ_{ps} from η and η' production in $\overline{p}p$ annihilation at rest, Phys. Lett. B294(1992)451-456.

[5] C. Amsler et al., Protonium annihilation into $K_L^\circ K_S^\circ \pi^\circ$ and $K_L^\circ K_S^\circ \eta$, Phys. Lett. B319(1993)373.

[6] C. Amsler et al., Anti-proton - proton annihilation at rest into two body final states, Z. Phys. C58(1993)175-190.

[7] C. Amsler, How much $s\overline{s}$ in the proton ?, CB-note 230, 3. 5. 1993, unveröffentlicht.

[8] E. Bassler, T. Kiel, GEP - Graphical Editor Program for Presenting User Data, Version 5.3, 15.2.1993, unveröffentlicht.

[9] A. Bettini et al., Nuov. Cim. 63A(1969)1199.

[10] J. D. Bjorken, S. D. Drell, Relativistische Quantenmechanik, ISBN 3-411-0098-8.

[11] R. Bossingham, Monte Carlo Software CBGEANT, CB-Note 169, University of California, 1992, unveröffentlicht.

[12] S. Brandt, Datenanalyse, ISBN 3-411-01591-8.

[13] R. Brun et al., GEANT3, CERN Report DD/ee/84-1(1987).

[14] M. Burchell, Global Tracking Particle Bank Structure, CB-note 118 (1991), unveröffentlicht.

[15] J. Carbonell, G. Ihle and J. M. Richard, Z. Phys. A334(1989)329.

[16] LEAR PS182, S. Carius, PhD Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm, May 1986.

[17] M.S. Chanowitz, Resonances in photon photon scattering, Proceedings of the VIth International Workshop on Photon-Photon Collisions, Lake Tahoe, 10-13 september 1984. Edited by R. L. Lander.

[18] M. Chiba et al., Phys. Lett. B202(1988)447.

[19] M. Chiba et al., Phys. Rev. D39(1989)3227.

[20] F.E. Close, The Nucleon Spin Crisis Bible, Invited talk at the 6th ICTP Workshop, Trieste, Italy, 3-14. May 1993, RAL-93-034.

[21] F.E. Close, R.G. Roberts, Consistent Analysis of the Spin Content of the Nucleon, Phys. Lett. B316(1993)165-171.

[22] R. Decker, D. Woitschitzky,
A test of the OZI-rule in proton-antiproton annihilation, Phys. Lett. B273(1991)301-305.

[23] H.-P. Dietz, Zerfall von Protonium in $\phi\pi^{\circ}$, Diplomarbeit, U. München, Januar 1991, unveröffentlicht.

[24] J. Ellis, E. Gabathuler, M. Karliner, Phys. Lett. B217(1989)173.

[25] EMC collaboration, J. Ashman et al.,
Phys. Lett. B206(1988)364.; Nucl. Phys. B328(1990)1.

[26] G. Folger, M. Doser, Offline Reconstruction Software, CB-note 121 (1993), unveröffentlicht.

[27] J. Gasser, H. Leutwyler, Quark Masses, Phys. Reports C87(1982)77.

[28] J. Gasser, The QCD Vacuum and Chiral Symmetry, BUTP-89/27, Inst. f. Theor. Physik, Universität Bern, November 1989.

[29] J. Gasser, H. Leutwyler, M. E. Sainio,
Phys. Lett. B253(1991)252.; Phys. Lett. B253(1991)260.

[30] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8(1964)214.

[31] H. Genz, Phys. Rev. D28(1983)1094.

[32] J. Goldstone, Field Theories with ≪Superconductor≫ Solutions, Nuovo Cim. 19(1961)154.

[33] J. Goldstone, A. Salam, S. Weinberg, Broken Symmetries, Phys. Rev. 127(1962)965.

[34] U. Hartmann, E. Klempt, J. Körner, Proton- Antiproton Annihilation at Rest into Two Mesons and the Quark Line Rule, Z. Phys. A 331(1988)217-222.

[35] F.-H. Heinsius, Untersuchung der η-Zerfälle in 3 Pionen, Dissertation, Universität Hamburg (1989), unveröffentlicht.

[36] F.-H. Heinsius, T. Kiel, Crystal Data Reconstruction Software, CB note 92 Rev. 11 (1992), unveröffentlicht.

[37] F.-H. Heinsius, Calibration Constants Database Software, CB note 122 (1991), unveröffentlicht.

[38] F.-H. Heinsius, B. Kämmle, T. Kiel, P. Schmidt,
Data Quality Checks and 2/4 Prong DST Production,
CB note 203, unveröffentlicht.

[39] P. Hidas, G. Pinter, Kinematic Fitting Software, CB-note 138 (1993), unveröffentlicht.

[40] F. v. Hippel and C. Quigg, Phys. Rev. 5(1972)624.

[41] J. Iizuka, A Systematics and Phenomenology of Meson Family,
Prog. Theor. Phys. Suppl. 37-38(1966)21.

[42] T. Kiel, Protokoll vom Crystal Barrel Kollaborationstreffen am 27.4.1993, unveröffentlicht.

[43] E. Klempt, Phys. Lett. B 244(1990)122.

[44] H. Kolanoski, Two Photon Physics at e^+e^- Storage Rings, Springer Tracts in Modern Physics Vol.105(1984).

[45] M. P. Locher, Y. Lu, B.S. Zou, Rates for the reactions $\overline{p}p \to \pi\phi$ and $\gamma\phi$

[46] E. Lohrmann, Hochenergiephysik, Teubner, ISBN 3-519-13043-2

[47] A. J. Macfarlane, R. H. Socolow, Phys. Rev. 144(1966)1194.

[48] C. A. Meyer, Chamber Reconstruction Software, CB note 93 (1991), unveröffentlicht.
C. A. Meyer, User Guide for Locater 1.50, CB note 123 (1991), unveröffentlicht.

[49] S. Mundigl, M. Vicente Vacas, W. Weise, Protonium annihilation into two mesons, Z. Phys. A 338(1991)103-110.

[50] S. Okubo, Note on Unitary Symmetry in Strong Interactions,
Prog. Theor. Phys. (Kyoto) I, 27(1962)949.

[51] S. Okubo, Phys. Lett. 5(1963)165.

[52] H. Pagels, Departures from Chiral Symmetry, Phys. Reports 16(1974)219.

[53] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Rev. D45(1992).

[54] D. H. Perkins, Introduction to high energy physics,
Addison-Wesley, ISBN 0-201-05757-3

[55] M. Pohlenz, Die Stoa - Geschichte einer geistigen Bewegung,
Bd. I + II, ISBN 3-525-25711-2 + ISBN 3-525-25712-0.

[56] J. Reifenröther et al., ϕ Production in $\overline{p}p$ Annihilation at Rest, ASTERIX Collaboration, Phys. Lett. B267(1991)299-308.

[57] R. Van Royen, V.F. Weisskopf, Nuov. Cim. 50, 617(1967); 51, 583(1967)

[58] D. Schmele, Das Lichtpulser-System des Crystal Barrels,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, November 1992,
unveröffentlicht

[59] B. Schmid, Proton- Antiproton Annihilation into $\pi^+\pi^-\pi^\circ\pi^\circ$ and $\pi^+\pi^-\pi^\circ\eta$, Dissertation, Universität Zürich (1991), unveröffentlicht.

[60] P. Schmidt, π° Reconstruction and Optional Fitting Software (PI0FND), CB note 133 (1991), unveröffentlicht.

[61] D. Sievers, Bestimmung der $\gamma\gamma$-Partialbreite des η-Mesons und Suche nach anderen Zuständen in $\gamma\gamma \to \pi^\circ\pi^\circ\pi^\circ$, Dissertation, Universität Hamburg (1989), interner Bericht DESY F31-89-04.

[62] B. v. Uitert, Formation of $\eta\prime$ mesons in photon-photon collisions, Dissertation, SLAC/TPC, unveröffentlicht

[63] J. Vandermeulen, $N\overline{N}$ Annihilation creates two mesons, Z. Phys. C 37(1988)563-567.

[64] P. Weidenauer et al., Z. Phys. - Particles and Fields C 47(1990)353.

[65] U. Wiedner et al., Hidden strangeness in the Proton ? Determination of the real part of the isospin-even forward-scattering amplitude of pion-nucleon scattering at $54.3 MeV$, Phys. Rev. D40(1989)3568.

[66] U. Wiedner, Untersuchungen der OZI-Regel in der Proton- Antiproton Annihilation und weitere Studien zum Quarkinhalt des Protons, Habilitationsschrift, Universität Hamburg (1992).

[67] D. Woitschitzky, Mesonenmischungen unter Einbeziehung von Glueballs sowie Sea-Quark-Betrachtungen in Proton-Antiproton- Reaktionen bei kleinen und mittleren Energien, Dissertation, Universität Karlsruhe (1991).

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Danksagung

Diese Arbeit enstand im Rahmen des Crystal Barrel Projekts am I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg. Dem CERN sei als Standort des Crystal Barrel Experiments für dessen Gastfreundschaft und der Bereitstellung von Resourcen gedankt, sowie den vielen Kollegen in der Kollaboration für deren Einsatz. Im besonderen möchte ich mich bedanken bei

- Herrn Prof. Dr. U. Strohbusch, der mir diese Arbeit ermöglichte und betreute,
- meinen Mitdoktoranden Herrn Dr. Fritz-Herbert Heinsius, Dipl.Phys. Bernd Kämmle, und Dipl.Phys. Peter Schmidt für die allzeit fruchtbare Zusammenarbeit, ohne unsere Diplomanden Dirk , Filis, Friedrich, Irmgard, Jan, Michael, Rainer dabei zu vergessen, sowie Herrn Dipl.Phys. Reinhardt Lekebusch für die vielen anregenden Diskussionen.
- Für die gute Zusammenarbeit in allen Rechnerfragen, speziell bei der Betreuung der VAXen, danke ich Herrn Dr. Helmut Kreiser sowie Herrn Dr. Erich Bassler bei der Pflege von GEP.
- Ebenso danke ich Herrn Dr. Ulrich Wiedner für viele Diskussionen und der kritschen Durchsicht des Manuskripts.

Nicht zuletzt gehört der Dank meinen Eltern, die mich stets unterstützten, sowie meinen Freunden für die notwendige Zerstreuung jenseits der Arbeit.