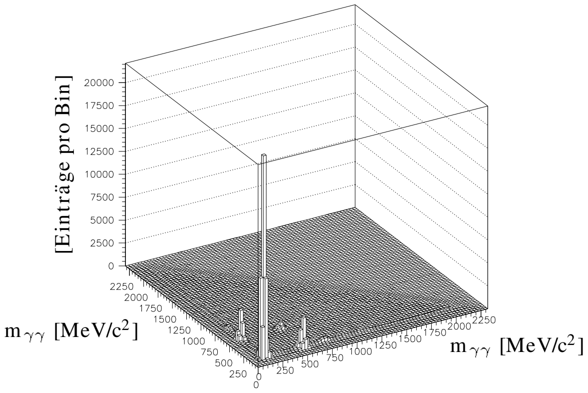
RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

Untersuchungen zur $\bar{p}p$-Annihilation im Fluge am Crystal-Barrel-Detektor



Dissertation zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich
Experimentalphysik I
der
Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von **Karsten Beuchert**
geb. in Bad Schwalbach

Bochum, im November 1995

RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

Untersuchungen zur $\bar{p}p$-Annihilation im Fluge am Crystal-Barrel-Detektor

Dissertation zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften"
am Fachbereich
Experimentalphysik I
der
Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von **Karsten Beuchert**
geb. in Bad Schwalbach

Bochum, im November 1995

Titelbild:
Goldhaber-Darstellung von selektierten Ereignissen des Reaktionstyps $\bar{p}p \longrightarrow 0^-0^-$ $\longrightarrow 4\gamma$ bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c

1. Gutachter : Prof. Dr. H. Koch (Ruhr-Universität Bochum)
2. Gutachter : Prof. Dr. W. Meyer (Ruhr-Universität Bochum)

[. . .]

GALILEI [. . .] Meine Absicht ist nicht, zu beweisen, daß ich bisher recht gehabt habe, sondern: herauszufinden, ob. Ich sage: laßt alle Hoffnung fahren, ihr, die ihr in die Beobachtung eintretet. Vielleicht sind es Dünste, vielleicht sind es Flecken, aber bevor wir Flecken annehmen, welche uns gelegen kämen, wollen wir lieber annehmen, daß es Fischschwänze sind. Ja, wir werden alles, alles noch einmal in Frage stellen. Und wir werden nicht mit Siebenmeilenstiefeln vorwärtsgehen, sondern im Schneckentempo. Und was wir heute finden, werden wir morgen von der Tafel streichen und erst wieder anschreiben, wenn wir es noch einmal gefunden haben. Und was wir zu finden wünschen, das werden wir, gefunden, mit besonderem Mißtrauen ansehen. Also werden wir an die Beobachtung der Sonne herangehen mit dem unerbittlichen Entschluß, den S t i l l s t a n d der Erde nachzuweisen! Und erst wenn wir gescheitert sind, vollständig und hoffnungslos geschlagen und unsere Wunden leckend, in traurigster Verfassung, werden wir zu fragen anfangen, ob wir nicht doch recht gehabt haben und die Erde sich dreht!

Mit einem Zwinkern:

Sollte uns aber dann jede andere Annahme als diese unter den Händen zerronnen sein, dann keine Gnade mehr mit denen, die nicht geforscht haben und doch reden. Nehmt das Tuch vom Rohr und richtet es auf die Sonne!

[. . .]

Bertolt Brecht, ***Leben des Galilei***

quark strangeness and charm

einstein was not a handsome fellow
nobody ever called him al
he had a long moustache to pull on
it was yellow
i don't believe he ever had a girl
one thing he missed out in his theory
of time and space and relativity
is something that makes it very clear he
was never gonna score like you and me
he didn't know about

quark strangeness and charm

i had a dangerous liaison
to be found out would have been a disgrace
we had to rendevouz some days on
the corner of an undiscovered place
we got sick of chat chat chatter
and the look upon everybody's face
but all that does not anti-matter
now we found ourselves a black hole out in space
and we're talking 'bout

quark strangeness and charm

here it comes it goes quark quark
quark now

copernicus had those renaissance ladies
crazy about his telescope
and galileo had a name that made his
reputation higher than his hope
did none of those astronomers discover
while they were staring out into the dark
that what a lady looks for in her lover
is charm strangeness and quark

quark strangeness and charm

Robert Calvert & Dave Brock: ***Quark strangeness and charm***

Abstract

In order to analyze complicated decay channels of the proton antiproton system in flight it is useful if not necessary to know the initial angular momentum states. Since complicated decay channels contain a lot of not or badly known parameters (such as resonance masses and widths e.g.) an estimate of the contributing initial states is obtained by investigating relatively simple and non-resonant (no intermediate resonance from a production process) final states such as $\bar{p}p \longrightarrow 0^-0^-$ or $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega$ ($0^- = \pi^0, \eta, \eta'$) and determining their initial angular momentum states for antiproton momenta of 0.6, 1.2 and 1.94 GeV/c. A partial wave analysis of these decay channels is performed.
The highest contributing angular momenta found in this analysis are:

- 600 MeV/c: $J_{max} = 3\hbar$
- 1200 MeV/c: $J_{max} = 4\hbar$
- 1940 MeV/c: $J_{max} = 6\hbar$

Furthermore these channels offer a valuable possibility of comparing the performance of our detector with previous experiments.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Das Problem der unbekannten Anfangszustände

Um Zerfallskanäle in der p̄p-Annihilation vollständig analysieren zu können, ist es notwendig, die Drehimpuls-Anfangszustände des p̄p-Streuzustandes zu kennen. Im Gegensatz zur p̄p-Annihilation in Ruhe, d. h. aus einem elektromagnetisch gebundenen Atomzustand, dem sogenannten Protonium, existieren für die Annihilation im Fluge keine leistungsfähigen Modelle, die in der Lage wären, die beitragenden Drehimpulszustände theoretisch vorherzusagen. Da komplizierte Kanäle viele schlecht oder überhaupt nicht bekannte Parameter (wie z.B. Resonanzmassen und -breiten) enthalten, werden im Rahmen dieser Arbeit die relativ einfachen und nicht-resonanten (keine intermediäre Resonanz aus einem Produktionsprozeß) Endzustände 0^-0^- und $0^-\omega$ ($0^- = \pi^0, \eta, \eta'$) bei den bisher mit dem Crystal-Barrel-Detektor vermessenen Antiprotonimpulsen von 0.6, 1.2 und 1.94 GeV/c untersucht, um hieraus eine möglichst allgemeine Abschätzung der beitragenden Anfangszustände zu gewinnen.

Vor der Darstellung der Analyse selbst werden kurz einige Aspekte der zugrundeliegenden Physik sowie die wichtigsten Elemente des Crystal-Barrel-Detektors erläutert. Für eine ausführlichere Darstellung der physikalischen Grundlagen sei auf Lehrbücher zu diesem Thema verwiesen [25] [46].

1.2 Der Aufbau der Materie

Um über den Weg einer Systematisierung zu einem besseren Verständnis beobachteter Phänomene zu gelangen, versucht die Teilchenphysik, diese durch die Existenz und Wechselwirkung einer kleinen Anzahl elementarer Teilchen zu beschreiben.
Nach dem Standardmodell läßt sich die bekannte Materie im Universum aus zwei Typen von Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen, Quarks mit drittelzahliger elektrischer Ladung und Leptonen mit ganzzahliger elektrischer Ladung, die sogenannte Antimaterie entsprechend aus ihren Antiteilchen aufbauen. Beide Fermion-Typen existieren nach heutigem Wissen in drei Generationen bzw. Familien. Ein Hauptunterschied zwischen den Generationen sind die auftretenden Massen, wobei das heutige Universum aufgrund seiner relativ niedrigen Energiedichte fast vollständig von den leichtesten Teilchengenerationen aufgebaut wird.
Im Rahmen des Standardmodells wechselwirken diese Grundbausteine der Materie über vier fundamentale Kräfte miteinander:

- den Elektromagnetismus,
- die starke Wechselwirkung,
- die schwache Wechselwirkung sowie
- die Gravitation.

Nach dem überwältigenden Erfolg der ersten Eichtheorie, der Quantenelektrodynamik (QED) zur Beschreibung des Elektromagnetismus, wurde versucht, auch die anderen Kräfte als Eichtheorien zu beschreiben. Aus der jeweils zugrundeliegenden Eichgruppe resultieren Anzahl und Eigenschaften der Feldquanten, der sogenannten Eichbosonen. Lediglich die Gravitation entzieht sich aufgrund ihrer engen Verzahnung mit Raum-Zeit-Symmetrien bisher einer befriedigenden Beschreibung als Eichtheorie.
Eine sehr elegante Art, die Wechselwirkung zwischen Teilchen darzustellen, bieten die sogenannten Feynman-Diagramme bzw. Feynman-Graphen, da sie sowohl eine anschauliche Vorstellung der ablaufenden Prozesse vermitteln, als auch eine exakte Rechenvorschrift hierfür beinhalten. Abb. 1.1 zeigt solche Diagramme niedrigster und zweitniedrigster Ordnung am einfachen Beispiel der Bhabha-Streuung.
Die Tabellen 1.1 und 1.2 zeigen eine Übersicht der Grundbausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen.

Im folgenden sollen die Eichtheorien, welche die einzelnen Wechselwirkungen beschreiben, kurz vorgestellt werden.

Quantenelektrodynamik

Die Quantenelektrodynamik ist gewissermaßen der Prototyp aller Eichtheorien. Sie beschreibt vollständig die Wechselwirkung zwischen elektrisch geladenen Teilchen mittels Austausch virtueller Photonen.

Grundbausteine der Materie im Standardmodell				
	Quarks (q)		Leptonen	
1. Generation	up (u)	down (d)	e^-	ν_e
2. Generation	charm (c)	strange (s)	μ^-	ν_μ
3. Generation	top (t)	bottom (b)	τ^-	ν_τ
Ladungen				
elektrisch	+2/3	-1/3	-1	0
Farbe	rot,grün,blau	rot,grün,blau	farblos	farblos
Wechselwirkungen				
stark	•	•		
elektromagnetisch	•	•	•	
schwach	•	•	•	•
gravitativ	•	•	•	•

Tabelle 1.1: *Die elementaren Bausteine der Materie nach dem Standardmodell. e^- steht für das Elektron, μ^- für das Myon und das Symbol ν für das zum entsprechenden geladenen Lepton gehörige Neutrino.*

Fundamentale Wechselwirkungen im Standardmodell		
	Träger (Eichboson)	**Ladung der Bosonen**
Elektromagnetismus	Photon	keine
Schwache Kraft	W^+ W^- Z^0	schwacher Isospin elektrische Ladung ($W^\pm$)
Starke Kraft	8 Gluonen	Farbladung
Gravitation	Graviton	?

Tabelle 1.2: *Die fundamentalen Wechselwirkungen im erweiterten Standardmodell. Das Graviton konnte bisher noch nicht nachgewiesen werden. Seine Existenz beruht auf der Annahme, daß sich die Gravitation analog zu den anderen Kräften als Eichtheorie formulieren läßt.*

Die Struktur der QED resultiert aus der Forderung der Invarianz physikalisch beobachteter Phänomene unter lokaler Phasentransformation der Wellenfunktion geladener Teilchen:

$$\psi(x) \longrightarrow e^{i\theta(x)} \cdot \psi(x) \tag{1.1}$$

Hierbei ist $\theta(x)$ eine beliebige skalare Funktion der Raum-Zeit-Koordinaten x. Die Familie der Phasentransformationen $U(\alpha) \equiv e^{i\theta(x)}$ bildet die unitäre abelsche Gruppe U(1). Eine direkte Konsequenz aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz ist die Erhaltung der elektrischen Ladung sowie die Masselosigkeit des Feldquants, des Photons.

Die dimensionslose Kopplungskonstante, die die Stärke der Wechselwirkung charakterisiert, ist hierbei die aus der Atomphysik bekannte Feinstrukturkonstante

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar\, c} \approx \frac{1}{137}. \tag{1.2}$$

Da diese Kopplungskonstante multiplikativ für jeden auftretenden Wechselwirkungspunkt bzw. Vertex in die Berechnung der Übergangsamplituden eingeht, lassen sich die zu einem vorgegeben Anfangs- und Endzustand gehörigen Prozesse nach der Anzahl der benötigten Vertices klassifizieren. Um die Übergangsamplitude vollständig zu berechnen ist prinzipiell die Hinzunahme aller möglichen intermediären Prozesse erforderlich. Die Kleinheit von α ermöglicht in der QED jedoch die Anwendung störungstheoretischer Methoden. Ein möglicher Teilprozess ist in diesem Fall umso unwahrscheinlicher, je mehr Vertices auftreten.
Während die Störungstheorie in niedrigster Ordnung in α, d.h. der Austausch lediglich eines einzigen Photons, konvergente Resultate liefert, die mit den experimentellen Befunden bereits gut übereinstimmen, bereitete anfangs die Berechnung der Graphen höherer Ordnung, bei denen im Verlauf des Prozesses mehrere Teilchen ausgetauscht werden, große Probleme, da sie divergente Beiträge zur Übergangsamplitude lieferten. Erst das Konzept der Renormierung ermöglichte die exakte Berechnung von elektromagnetischen Prozessen bis zu beliebiger Ordnung in α [1].

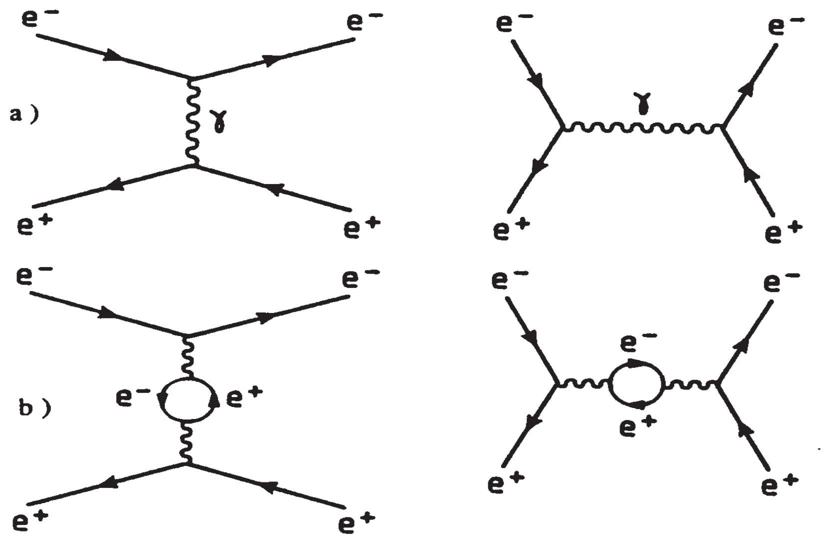


Abbildung 1.1: *Feynman-Diagramme zur Bhabha-Streuung: a) Die Graphen führender Ordnung beinhalten sowohl den Ein-Photon-Austausch als auch die Annihilationsreaktion. b) Bei den Graphen höherer Ordnung werden virtuelle e^+e^--Paare gebildet. Der Beitrag eines Graphen zum gesamten Wirkungsquerschnitt ist proportional zur n-ten Potenz der Kopplungskonstante α, wenn n die Anzahl der Vertices ist.*

Die QED stellt heutzutage eine der am genauesten getesteten und weitestgehend bestätigten Theorien dar. In einer Verallgemeinerung des zugrundeliegenden Prinzips werden sowohl Renormierbarkeit als auch lokale Eichinvarianz als allgemeine Prinzipien auch für andere Feldtheorien betrachtet.

Elektroschwache Wechselwirkung

Die Anwendung dieses Prinzips auf die schwache Wechselwirkung, als deren Träger die massiven Vektorbosonen $W^{\pm}$ und Z^0 identifiziert werden konnten, führte direkt zur Entwicklung der elektroschwachen Theorie von Glashow, Weinberg und Salam [59]. Im Rahmen dieses Modells werden die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung durch eine gemeinsame lokale Eichtheorie beschrieben. Die hierbei zugrundeliegende Symmetrie verlangt die Existenz von vier Feldern mit zunächst masselosen Feldquanten, von denen eines das Photon der QED repräsentiert. Durch den sogenannten Higgs-Mechanismus, der die Wechselwirkung aller Felder mit einem zusätzlichen skalaren Teilchen, dem sogenannten Higgs-Boson, postuliert, gelingt es, die drei anderen Feldquanten ($W^{\pm}$, Z^0) mit der beobachteten Masse zu versehen, ohne die lokale Eichinvarianz zu zerstören [9, 30, 31].

Quantenchromodynamik

Analog zur QED wurde die Eichtheorie der starken Wechselwirkung aufgebaut. Da die mit der starken Kraft assoziierten Ladungen als „Farbladungen“[1] bezeichnet werden, heißt diese Eichtheorie Quantenchromodynamik[2]. Die Eichgruppe der QCD ist die $SU(3)_{\text{colour}}$ der Phasentransformationen im dreidimensionalen Raum der Farbfreiheitsgrade[3]. Die Invarianz der starken Wechselwirkung unter der $SU(3)_{\text{colour}}$-Eichtransformation fordert die Existenz von acht masselosen Eichbosonen, den sogenannten Gluonen[4], als Träger der starken Kraft [24]. Die nichtabelsche Struktur der QCD korrespondiert hierbei mit der physikalischen Feststellung, daß die Gluonen ihrerseits Farbladungen tragen und somit selbst den gleichen Farbkräften ausgesetzt sind, die sie vermitteln. Das hat zur Folge, daß durch Polarisationseffekte im Vakuum die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s mit zunehmendem Quarkabstand, entsprechend einem abnehmenden Impulsübertrag q^2, wächst:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot log(\frac{q^2}{\Lambda^2})} \tag{1.3}$$

In dieser phänomenologischen Beschreibung ist n_f die Zahl der für den betreffenden Energiebereich relevanten Quarkflavours und $\Lambda \approx 0.1 - 0.5\frac{(GeV)^2}{c^2}$ ein freier Parameter. Man spricht in diesem Zusammenhang von einer „running coupling constant“.
Für Impulsüberträge in der Größenordnung $q \geq 30\ GeV/c$, entsprechend Abständen von $r \leq 10^{-3}\ fm$, wird diese Kopplung klein ($\alpha_s \leq 0.1$). In diesem Bereich verhalten sich die Quarks quasi als freie Teilchen, man spricht von „asymptotischer Freiheit“. In diesem Grenzfall dominiert der Ein-Gluon-Austausch, und die Gleichungen der QCD lassen sich analog zur QED mit störungstheoretischen (auch „pertubativ“ genannten) Näherungsmethoden lösen[5].
Unbefriedigend ist jedoch bislang die Beschreibung der starken Wechselwirkung für Quarkabstände um 1 fm, wie sie charakteristisch sind für stark gebundene Zustände

[1] im folgenden wird häufig der gebräuchliche englische Begriff „colour“ verwendet

[2] von griechisch „chroma“ = Farbe

[3] Die $SU(3)_{\text{colour}}$ ist nicht zu verwechseln mit der $SU(3)_{\text{flavour}}$, die unter Ausnutzung der annähernden Massengleichheit der Quarks u, d und s das Isospin-Konzept erweitert.

[4] von engl. *glue*; zu deutsch etwa „Klebeteilchen“

[5] Eine Abhängigkeit von q^2 wird auch in der QED festgestellt, jedoch in sehr viel geringerem Maße und mit umgekehrter Tendenz. Durch Vakuumfluktuationen entstehen kurzlebige Elektron-Positron-Paare, die einen Abschirmungseffekt erzeugen, so daß die effektive Kopplungskonstante für kleine Abstände zunimmt. Für die meisten Anwendungen ist dieser Effekt allerdings ohne praktische Bedeutung, denn selbst bei Impulsüberträgen von $q^2 = (100\ GeV/c)^2$ ist $\alpha(q^2)$ nur um 2% größer als der bekannte Wert $\frac{1}{137}$ [54].

(Hadronen), also die Mesonen (q$\bar{q}$) und die Baryonen (qqq). Aufgrund der großen Kopplungskonstante ($\alpha_s \approx 1$) dominiert in diesem Gebiet der mehrfache Gluonen-Austausch zwischen Trägern starker Ladung, so daß die Methoden der pertubativen QCD versagen. So läßt sich aus der QCD gegenwärtig noch nicht herleiten, wie der Einschluß (Confinement) der Quarks zustande kommt, der es unmöglich macht, freie Quarks zu beobachten [36]. Man bedient sich daher zur Beschreibung gebundener hadronischer Zustände phänomenologischer Modelle (Bag-Modell, Potentialmodelle), sowie numerischer Lösungsansätze (Gittereichtheorie). Das Ziel dieser Verfahren ist sowohl die Erklärung des Spektrums der klassischen Hadronen, als auch die Abschätzung qualitativer und quantitativer Eigenschaften sogenannter exotischer Teilchen, wie sie im Rahmen der QCD erlaubt sind und deren Existenz somit erwartet werden kann[16]. Da die Suche nach diesen Zuständen eine Hauptaufgabe und ihre Erkennung ein Hauptziel des Crystal-Barrel-Experiments sind, werden diese Teilchen im folgenden etwas näher erläutert. Zu diesen Exotica zählt man die folgenden Zustände:

- die sogenannten Glueballs[6] sind quarklose Zustände aus zwei (gg), drei (ggg) oder mehr reellen Gluonen (constituent gluons), die wie Mesonen und Baryonen als Farbsinguletts in Erscheinung treten. Die Bindung zwischen den konstituierenden Gluonen versteht man nach den Regeln der QCD durch den Austausch virtueller Gluonen.
- die sogenannten Hybridzustände oder einfach Hybride ($q\bar{q}g^k$, $k = 1, 2, \ldots$) bestehen im einfachsten Fall aus einem Quark-Antiquark-Paar, dem ein konstituierendes reelles Gluon beigemischt ist. Vorstellbar ist auch eine Kette solcher Gluonen (String). Ein solcher würde zusätzliche Vibrations- und Rotationsfreiheitsgrade aufweisen. Ein höherer Gehalt an konstituierenden Quark-Antiquark-Paaren ist prinzipiell zulässig.
- die sogenannten Baryonia bezeichnen Multiquarkzustände ($q^k\bar{q}^k$). Die wichtigsten Klassen sind die Baryonia im engeren Sinne mit k=3 ($N\bar{N}$) und die sogenannten Diquonia mit k=2 ($qq\bar{q}\bar{q}$).
- des weiteren wird die Existenz molekülartiger Bindungszustände aus zwei Mesonen oder zwei Baryonen vermutet. Diese würden nach außen als ein Teilchen erscheinen, im Gegensatz zu den Diquonia jedoch im Inneren die Struktur der Mesonen bzw. Baryonen aufrechterhalten.

Der zweifelsfreie Nachweis dieser exotischen Zustände wäre ein wichtiger Beitrag zur Verifizierung der theoretischen Grundannahmen der QCD. Bis heute sind jedoch lediglich von verschiedenen Experimenten eine Vielzahl von Teilchen gefunden worden, die gute Kandidaten für Exotica wie Glueball- oder Hybridzustände darstellen. Keines dieser Teilchen konnte jedoch bis heute eindeutig als Exoticum identifiziert werden, da Verwechslungen mit gewöhnlichen Mesonen und deren Radialanregungen nicht ausgeschlossen werden können (Abb. 1.2).

Verschiedene Modellrechnungen geben einige Anhaltspunkte für die Erkennung exotischer Teilchen. So lassen sich die Massen von Exotica bei vorgegebenen Quantenzahlen berechnen. Diese Rechnungen sind jedoch stark modellabhängig und somit

[6] engl. Fachterminus, zu deutsch etwa „Gluonenbälle“

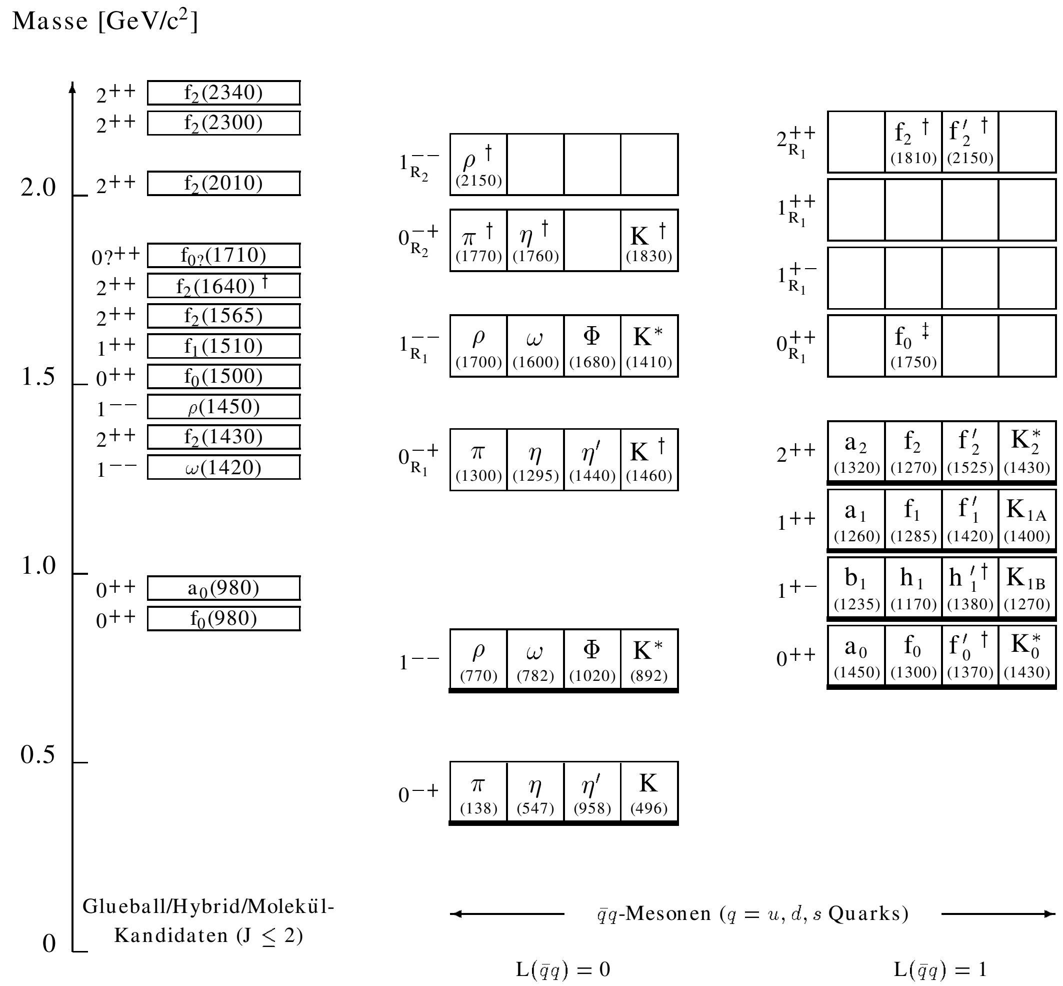


Abbildung 1.2: *Diese Übersicht zeigt das nach J^{PC}-Nonetts klassifizierte Spektrum der Mesonen und die nicht zugeordneten Resonanzen (Exoticum-Kandidaten), die im Rahmen der Energien im Crystal-Barrel-Experiment erzeugt werden könnten. Die Mesonen sind gemäß der mittleren Masse ihres Nonetts gegen den Drehimpuls des $q\bar{q}$-Systems aufgetragen. Die Grundzustände sind durch dicke Balken hervorgehoben. Darüber liegen die einfach bzw. zweifach radial angeregten Niveaus (R_1 bzw. R_2). Für Zustände ohne Eintrag wurde noch kein Kandidat gefunden. Speziell für die Zustände mit $L(\bar{q}q) = 1$ und die radialen Anregungen ist diese Zuordnung modell- und interpretationsabhängig. Die mit † gekennzeichneten Zustände bedürfen der Bestätigung und wurden aus der Kurzfassung des Particle Data Books [45] entfernt. Der mit ‡ gekennzeichnete Zustand unterliegt zusätzlicher Unsicherheit bezüglich seiner Quantenzahlen.*

für eine eindeutige Klassifikation der gefundenen Kandidaten nur von begrenztem Wert. Ein deutliches Indiz für die Existenz von Exotica wäre die Entdeckung eines Teilchens mit Quantenzahlen, die von einem gewöhnlichen Hadron nicht angenommen werden können (exotische Quantenzahlen). Der zweifelsfreie Nachweis eines solchen Teilchens steht noch aus. Andererseits können exotische Teilchen auch Quantenzahlen annehmen, wie sie gewöhnliche Hadronen tragen. Man spricht dann von

Krypto-Exoten. Um diese zu erkennen, müssen subtilere Argumente angewendet werden.
So läßt sich im mesonischen Sektor unter Zugrundelegung des Standardmodells und bei Beschränkung der Quarkarten auf u, d und s, d. h. auf die näherungsweise gültige $SU(3)_{flavour}$, zu jeder relativen Einstellung der Quarkspins zueinander, zu jedem Bahndrehimpuls und zu jeder radialen Anregung ein Nonett von Mesonen mit gleichem J^P aufstellen. Gemäß der Näherung der $SU(3)_{flavour}$ werden diese in etwa dem gleichen Massenbereich erwartet. Findet man nun in einem Massenbereich, der bereits ein vollständiges Nonett einer Quantenzahlkombination enthält, weitere Mesonen dieses Typs, so kann man davon ausgehen, daß es sich bei den überzähligen Teilchen um Exotica handelt. Die Schwierigkeit besteht darin, experimentell festzulegen, welche dieser gefundenen Teilchen tatsächlich die Exotica sind, und welche die Standardmesonen.
Eine Entscheidungshilfe bieten hierbei die theoretisch vorhergesagten Zerfallsmoden von exotischen und nicht-exotischen Teilchen. Im folgenden sollen die unter den verschiedenen Modellen konsistenten Eigenschaften von Glueballs und Hybriden aufgeführt werden [36]:

- Da Glueballs aus flavourlosen, elektrisch neutralen Gluonen bestehen, existiert von Phasenraum-Argumenten abgesehen keine bevorzugte Kopplung an besondere Quarkflavours oder Ladungen. Daher zerfallen Glueballs zu Flavoursingulett-Endzuständen. Nach Korrektur auf Phasenraum- und Isospinfaktoren sollte der Zerfall in Mesonen mit u-, d- und s-Quarks gleich wahrscheinlich sein.

- Gluonen koppeln aufgrund ihrer elektrischen Ladungsneutralität nicht direkt an Photonen. Daher sollten radiative Zerfälle gegenüber starken Zerfällen noch stärker unterdrückt sein als bei gewöhnlichen Mesonen.

- Bei Zerfällen von Glueballs treten naturgemäß nicht-verbundene Quarklinien auf. Solche Zweig-Regel verletzenden Prozesse werden als unterdrückt angenommen[7]. Daher könnten Glueballs mit schmalen Zerfallsbreiten in der Größenordnung von 10 MeV/c^2 auftreten.

- Hybrid-Zerfälle in die leichten pseudoskalaren (0^{-+}) und vektoriellen (1^{--}) Mesonen mit L=0 sollten zugunsten von Zerfällen in massivere Mesonen mit L=1 unterdrückt sein.

Aus diesen Eigenschaften kann jedoch keine eindeutige Zuordnung, sondern nur eine Zuordnung im Sinne einer Interpretation abgeleitet werden. Eine direkte Evidenz für die Existenz exotischer Teilchen wäre lediglich das erwähnte Auftreten exotischer Quantenzahlkombinationen, wie z.B. $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, \ldots$, die aus Symmetriegründen für $q\bar{q}$-Systeme verboten sind.
Solange das experimentell gefundene Spektrum der Hadronen nicht mit den theoretischen Vorhersagen übereinstimmt, kann nicht mit Sicherheit von einer Gültigkeit des Standardmodells der starken Wechselwirkung gesprochen werden. Aus diesem

[7]Die Zweig-Regel (auch Okubo-Zweig-Iizuka-Regel oder kurz OZI-Regel) ist eine empirische Regel, der zufolge Prozesse, die mit einer großen Zahl von Paarvernichtungen und -erzeugungen von Quarks verbunden sind, unterdrückt sind. Diese Regel spielt eine wichtige Rolle beim Verständnis der schmalen Breiten von massiven Mesonen (ψ, Υ) aus b- und c-Quarks.

Grund ist es zum Verständnis der starken Wechselwirkung, und sei es nur zur Verifikation des Standardmodells, eminent wichtig, die Natur der gefundenen Mesonen zu klären sowie zu einer zweifelsfreien Zuordnung der gefundenen Standard-Mesonen zu den vohandenen Plätzen im $SU(3)_{\text{flavour}}$-Schema[8] und zu einer Klassifizierung der übrigen Zustände zu gelangen.
Ein leistungsfähiges Werkzeug hierzu stellt die Mesonenspektroskopie der Proton-Antiproton-Annihilation dar, wie sie mit dem Crystal-Barrel-Detektor am LEAR[9] betrieben wird [2, 4]. Das Proton-Antiproton-System ist ein vielversprechender Ausgangskanal zur Erzeugung vielfältiger mesonischer Zustände, unter anderem auch exotischer Zustände, da der p̄p-Annihilationsprozeß, im Gegensatz zur e^+e^--Physik, auch bei kleinen Energien reich an Quarks und Gluonen ist und so zur Produktion von Glueballs, Hybriden und Baryonia führen könnte.
Zudem läßt der p̄p-Annihilationsmechanismus eine Fülle von J^{PC}-Quantenzahlen zu, so daß die Generierung von exotischen Quantenzahlen leicht vorstellbar ist.
So wurde die Spektroskopie der p̄p-Annihilation in Ruhe mit großem Erfolg durchgeführt und lieferte eine Vielzahl interessanter, jedoch gerade in der wichtigen Frage der Meson-Klassifizierung nicht eindeutiger, Ergebnisse. Um weitere Kenntnis des niederenergetischen Mesonenspektrums zu erhalten, wurden am Crystal-Barrel-Experiment auch Annihilationen mit Antiprotonen im Fluge spektroskopiert. Dies liefert neben einem größeren Phasenraum auch die Möglichkeit, Resonanzen mit höherem Spin anzuregen. Zudem lassen sich hieraus Hinweise gewinnen, inwieweit in der p̄p-Annihilation möglicherweise direkte Resonanzformation vorliegt.
Jedoch hat die p̄p-Annihilation, speziell im Vergleich mit e^+e^--Physik, auch Nachteile. So liegt hierbei bereits unter Vernachlässigung des sogenannten „Sees“ virtueller Quarks und Gluonen ein Sechs-Teilchen-Problem vor. Es existieren Modelle, aber letztendlich ist nicht bekannt, inwieweit bei der sogenannten „p̄p-Annihilation“ tatsächlich auch Annihilation aller Konstituenten-Quarks und -Antiquarks vorliegt, und inwieweit lediglich Rekombination derselben zu neuen Teilchen, vorzugsweise Mesonen, auftritt.
Läßt sich für die Annihilation in Ruhe zumindest noch die Menge der möglichen Drehimpulsanfangszustände des Protoniums als Gesamtobjekt bestimmen [51], so ist auch diese Information für Annihilation im Fluge beim jetzigen Stand der Annihilations-Modelle nicht unabhängig verfügbar und muß erst aus den Meßdaten gewonnen werden. Lediglich anhand der prinzipiell möglichen Quantenzahlen sowohl des p̄p-Streuzustandes als auch der mesonischen Endzustände lassen sich Auswahlregeln finden, die eine gewisse Einschränkung möglicher Übergänge darstellen. Insbesondere über den maximal möglichen beitragenden Drehimpuls lassen sich a priori nur sehr grobe Abschätzungen angeben, die anhand der Meßdaten geprüft werden müssen.
Genau die Extraktion dieser Information aus zwei verschiedenen Typen von Reaktionen war Anliegen und Ziel der hier vorliegenden Arbeit.

[8] Dies gilt für die mit dem Crystal-Barrel-Experiment erreichbaren Energien. Für höhere Energien wird die Hinzunahme der schwereren Quarks notwendig.

[9] **L**ow **E**nergy **A**ntiproton **R**ing

Kapitel 2

Der Aufbau des Experiments

2.1 Der LEAR Speicherring

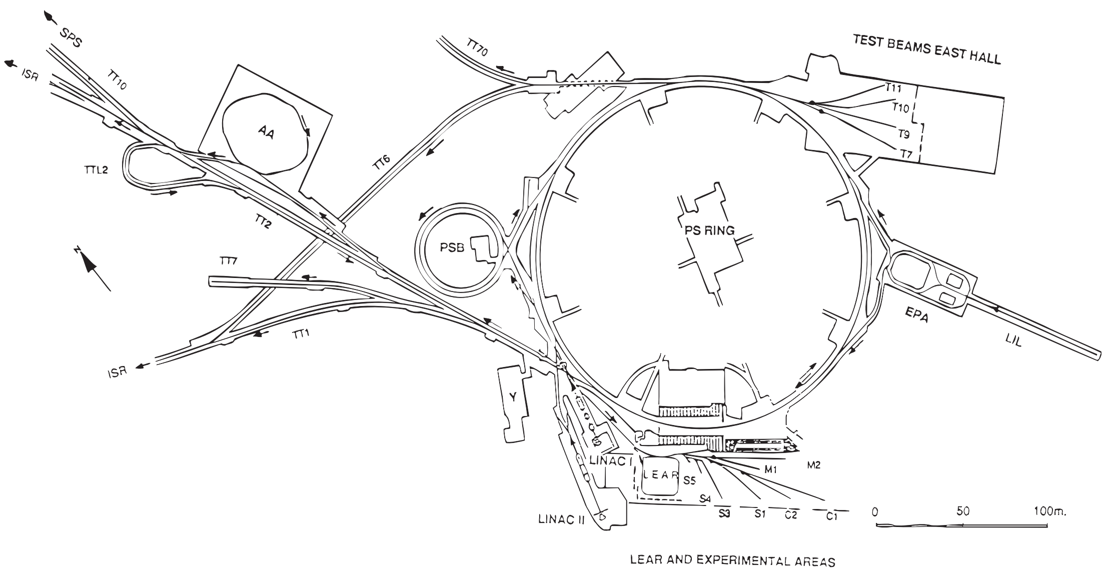


Abbildung 2.1: *Der Protonen-Antiprotonen-Beschleuniger-Komplex des CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) in Genf*

Die Produktion der Antiprotonen, mit denen das Crystal-Barrel-Experiment und andere arbeiten, erfolgt durch Proton-Proton-Streuung gemäß der Reaktion

$$p + p \longrightarrow p + p + p + \bar{p} \tag{2.1}$$

Die hierzu verwendeten Protonen werden durch ein System von Beschleunigern auf einen Impuls von 26 GeV/c gebracht und danach auf eine Wolframprobe geschossen. Dieses Beschleunigersystem besteht aus einem Linearbeschleuniger (LINAC), dem Protonensynchrotron-Booster (PSB) und dem Protonensynchrotron (PS). Die Impulsverteilung der so erzeugten Antiprotonen hat ein Impulsmaximum bei 3.5 GeV/c. Man erhält auf diese Weise ca. 10^{12} Antiprotonen pro Tag. Die so gewonnenen Antiprotonen werden im Antiprotonen-Akkumulator (AA) gesammelt und zwischengespeichert, wobei ihr Phasenraum mittels stochastischer Kühlung reduziert wird. Von dort gelangen die Antiprotonen wieder zum PS, wo sie zunächst auf einen Impuls von 600 MeV/c abgebremst und anschließend mit einer Rate von ca. 10^{10} Antiprotonen pro Stunde dem LEAR zugeführt werden. Mit stochastischer Strahlkühlung werden hier horizontale Strahlemittanzen von $2\pi\ mm \cdot mrad$ und relative Impulsunschärfen $\Delta p/p$ von $5 \cdot 10^{-4}$ erreicht. Die dort arbeitenden Experimente können nun Antiprotonen im Impulsbereich von 60 MeV/c bis 2 GeV/c erhalten. Im Gegensatz zu früheren Antiprotonenquellen enthält der Stahl keinerlei Verunreinigungen durch geladene Pionen oder Kaonen, da diese Mesonen während der langen Speicherzeit im AA sämtlich zerfallen [37].

2.2 Das Crystal-Barrel-Detektorsystem

Das Crystal-Barrel-Detektorsystem wurde in den Jahren 1985 bis 1989 zum Zweck der Spektroskopie der Proton-Antiproton-Annihilation entwickelt und aufgebaut. Die physikalischen Zielsetzungen des Experiments lassen sich wie folgt zusammenfassen [2]:

- Die Suche nach neuen hadronischen Zuständen, z.B. Glueballs, Hybride und Baryonia.
- Das Studium der zugrundeliegenden Annihilationsmechanismen und die Suche nach seltenen Annihilationsmoden. Besonderes Interesse gilt dabei der Untersuchung rein neutraler Endzustände, für die bisher wenig experimentelle Daten vorliegen.
- Die Spektroskopie mesonischer Resonanzen und die Untersuchung seltener Mesonenzerfälle.

Die Grundvoraussetzung für eine möglichst untergrundfreie Separation der verschiedenen Annihilationskanäle ist die eindeutige Identifikation und vollständige kinematische Erfassung aller Teilchen im Endzustand. Damit waren für die Auslegung des Detektorsystems die folgenden Rahmenbedingungen bestimmend :

- Der simultane Nachweis aller geladenen und neutralen Teilchen mit einem aktiven Raumwinkel von nahezu 4π.
- Gute Energie- und Ortsauflösung für Photonen im elektromagnetischen Kalorimeter.

- Gute Impuls- und Ortsauflösung für geladene Teilchen in der Driftkammer.
- Separation geladener Pionen und Kaonen über den spezifischen Energieverlust im Driftgas.
- Möglichst geringes Eigenrauschen des Detektors.
- Schneller Auslösemechanismus (Trigger) bei der Datenerfassung zur Anreicherung seltener Zerfallsreaktionen.

Diese Anforderungen können nur von einem modernen Mehr-Komponenten-Detektor annähernd erfüllt werden. Einen solchen stellt das in Abb. 2.2 schematisch dargestellte Crystal-Barrel-Detektorsystem dar [4].

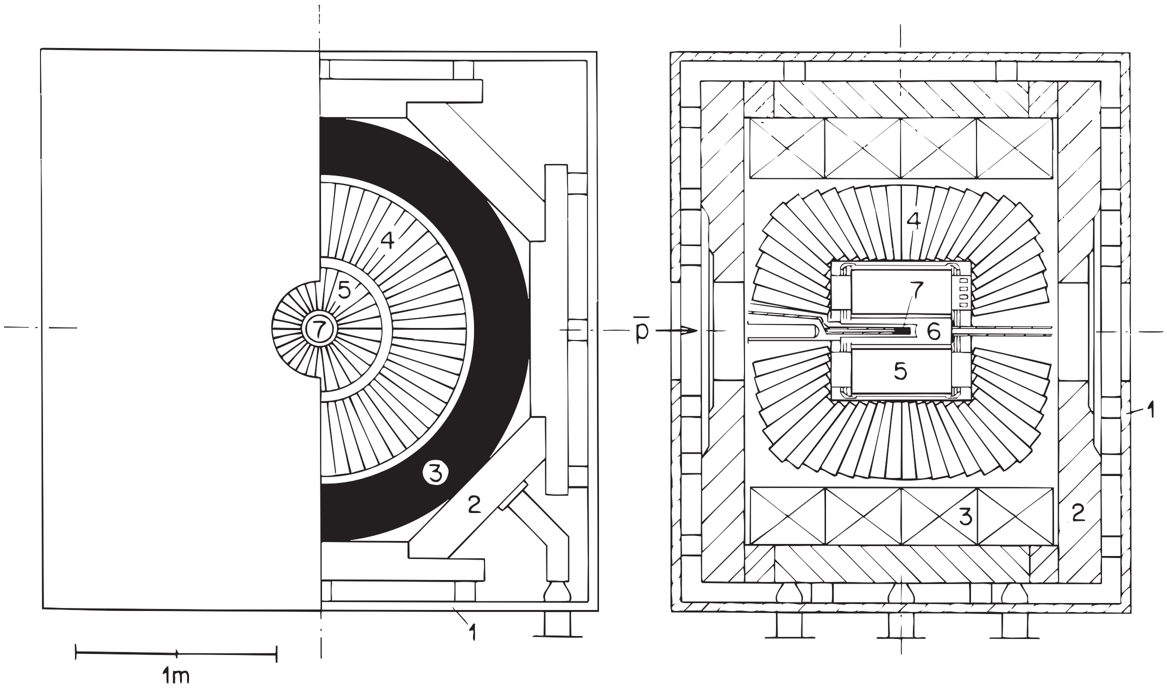


Abbildung 2.2: *Längs- und Querschnitt durch den Crystal-Barrel-Detektor am LEAR: von außen nach innen erkennt man (1) die Detektorabschirmung (Eisen), (2) das Joch (Eisen), (3) die Magnetspule, (4) das Cäsiumiodid-Kristallkalorimeter, (5) die Jet-Driftkammer, (6) die Proportionaldrahtkammern und (7) das Target.*

Im folgenden soll auf die einzelnen Detektorkomponenten näher eingegangen werden. Da es sich bei der hier vorliegenden Arbeit um die Analyse rein neutraler Endzustände handelt, werden die Kammern zur Detektion geladener Teilchen nur kurz beschrieben.

2.2.1 Die Proportionaldrahtkammern

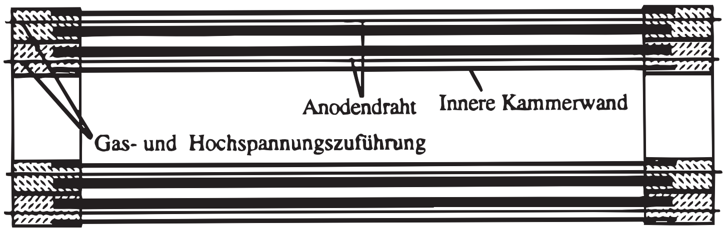


Abbildung 2.3: *Querschnitt durch die Proportionaldrahtkammern*

Technische Daten der PWCs		
Abmessungen		
Innenradius	10 mm	
Außenradius	25 mm	
Drahtkennwerte		
Sensitive Länge	350 mm	
Durchmesser	15 μm	
Material	Wolfram-Rhenium	
Betriebsspannung	2450 V	
Anzahl der Drähte		
PWC 1	90	
PWC 2	120	
Driftgas		
Mischungsverhältnis	Argon (Ar):	69.5 %
	Ethan (C_2H_6):	30.0 %
	Freon ($CBrF_3$):	0.5 %
Druck	101 kPa	

Tabelle 2.1: *Zusammenfassung der technischen Daten der beiden Proportionaldrahtkammern [3]*

Die beiden zylinderförmigen Proportionaldrahtkammern (PWC[1]) stellen die innerste Detektorkomponente dar. Sie umschließen konzentrisch das Target und bestehen aus je einer Lage von 90 bzw. 120 Wolfram-Signaldrähten [57].
Bei einer sensitiven Länge von 35 cm umfassen die PWCs einen aktiven Raumwinkel von etwa 99%$\cdot 4\pi$ und lassen damit die schnelle Ermittlung der Multiplizität geladener Teilchen im Endzustand zu. Der Abstand der beiden Drahtlagen ist mit Strahlachsenabständen von 25.2 mm und 43 mm so gewählt, daß eine hohe Erkennungswahrscheinlichkeit für den K_S-Zerfall in ein Paar geladener Pionen zu erwarten ist ($c\tau = 2.675\ cm$). Die Ortsauflösung der Kammer ist in der r-φ-Ebene durch den Drahtabstand von ca. 2 mm gegeben. Die longitudinale z-Koordinate wird nicht aus-

[1]**P**roportional **W**ire **C**hamber

gelesen. Der Aufbau der PWCs ist in Abb. 2.3 dargestellt, die technischen Daten sind in Tab. 2.1 zusammengefaßt.

2.2.2 Die Jet-Driftkammer

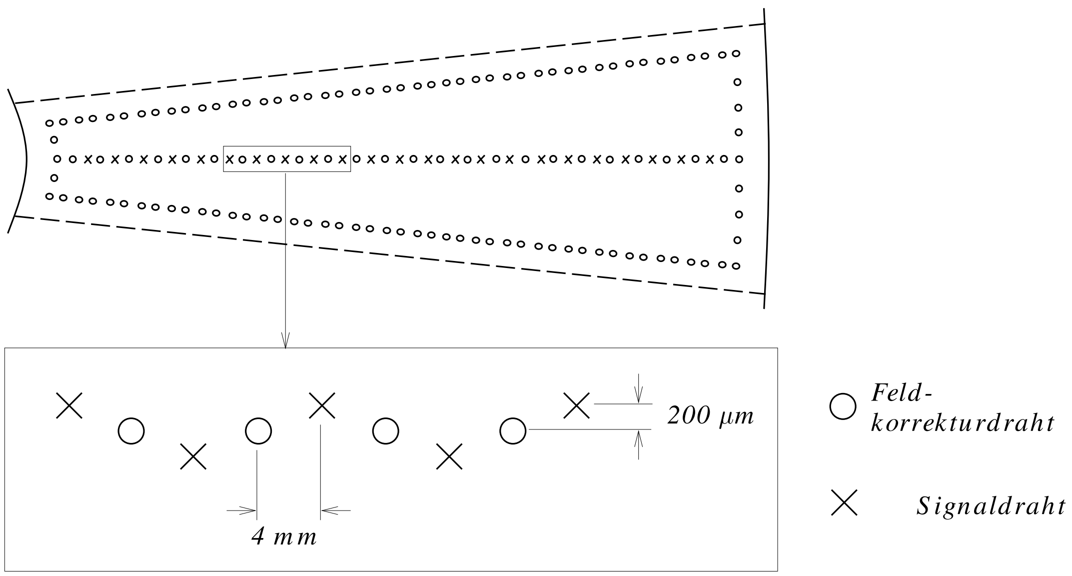


Abbildung 2.4: *Anordnung der Feld- und Signaldrähte in einem Sektor der JDC*

Die genaue Vermessung der geladenen Spuren und somit die Impulsmessung der geladenen Teilchen erfolgt in der Jet-Driftkammer (JDC[2]). Der Vorteil einer Jet-Driftkammer gegenüber herkömmlichen zylindrischen Driftkammern liegt in einer beträchtlich größeren Anzahl von Meßpunkten entlang einer radial verlaufenden Teilchenspur [34]. Das Volumen der JDC am Crystal-Barrel-Detektorsystem ist in 30 gleichartige Sektoren unterteilt, die durch 46 Felddrähte voneinander separiert sind. Jeder dieser Sektoren enthält in der Mittelebene 23 Signaldrähte, zwischen denen insgesamt 22 Feldkorrekturdrähte zur Einstellung der Gasverstärkung gespannt sind [12]. Bei einer sensitiven Länge von 400 mm überdeckt die JDC einen aktiven Raumwinkel von ca. 95%$\cdot 4\pi$. Verläuft eine Teilchenspur vollständig innerhalb eines Sektors, so ist bei einer planaren Anordnung der Signaldrähte keine Unterscheidung zwischen der tatsächlichen Spur und seinem an der Mittelebene des Sektors gespiegelten Bild möglich. Zur Auflösung dieser Rechts-Links-Zweideutigkeit werden aufeinanderfolgende Signaldrähte abwechselnd um jeweils 0.2 mm vesetzt auf entgegengesetzten Seiten der durch die Feldkorrekturdrähte definierten Sektormitte angeordnet (*Staggering*). Durch einen Vergleich der Driftzeiten an drei aufeinanderfolgenden Signaldrähten gelingt eine eindeutige Festlegung auf den linken oder rechten Teilbereich des Sektors.

[2]**J**et **D**rift **C**hamber

Technische Daten der JDC	
Abmessungen	
Innenradius	50 mm
Außenradius	257 mm
Radius der innersten Drahtlage	63 mm
Radius der äußersten Drahtlage	239 mm
Drahtkennwerte Signaldraht	
Anzahl der Drähte	690
Anzahl pro Sektor	23
Abstand der Lagen	8 mm
Sensitive Länge	400 mm
Durchmesser	20 μm
Material	Edelstahl
Drahtkennwerte Feldkorrekturdraht	
Anzahl der Drähte	660
Anzahl pro Sektor	22
Durchmesser	150 μm
Material	Aluminium, vergoldet
Drahtkennwerte Felddraht	
Anzahl der Drähte	1740
Anzahl pro Sektor	58
Durchmesser	150 μm
Material	Aluminium, vergoldet
Driftgas	
Mischungsverhältnis	Kohlendioxid (CO_2): 90 %
	Isobutan (C_4H_{10}): 10 %
Druck	101 kPa
mittleres elektrisches Feld	1 kV/cm
mittlere Driftgeschwindigkeit	8 m/ms
maximale Driftzeit	3 μs
maximaler Lorentzwinkel	7.2° bei 1.5 Tesla
Gasverstärkungsfaktor	ca. $5 \cdot 10^4$
Auflösungsvermögen	
r - φ - Ebene	200 μm
z - Richtung	7.5 mm

Tabelle 2.2: *Zusammenfassung der technischen Daten der Jet-Driftkammer [3]*

Die Ortsbestimmung in der r-φ-Ebene erfolgt über die Driftzeit der ausgelösten Ionisationselektronen mit einem Auflösungsvermögen von 0.2 mm. Die z-Koordinate erhält man durch die beidseitige Registrierung der Pulshöhen an den Drahtenden. Aus den relativen Signalhöhen kann mit einer Ortsauflösung von 7.5 mm auf die longitudinale Position der Spur geschlossen werden [42, 43]. Dieses Vefahren wird als Ladungsteilung (*Charge Division*) bezeichnet. Darüberhinaus liefert die Auslese der Signalhöhen Informationen über die spezifische Ionisation (dE/dx) der gelade-

nen Teilchen und kann damit zur Separation von geladenen Pionen und Kaonen herangezogen werden [56].
Um bei den kleinen räumlichen Ausmaßen der JDC die Forderung nach hoher Impulsauflösung zu erfüllen, ist eine große magnetische Feldstärke nötig. Hierzu wurden 1.5 T gewählt. Durch den Einfluß der Lorentzkraft $e \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ weicht die Richtung der im Kammergas driftenden Elektronen von derjenigen des elektrischen Feldes um den sogenannten Lorentzwinkel α_L ab. Dadurch kann der Verlauf der Isochronen, d.h. der Flächen mit gleicher Driftzeit zum Signaldraht, sehr kompliziert geformt sein, was eine einfache Zuordnung zwischen Driftzeit und Ort der Primärionisation erschwert. Durch den Einsatz eines langsamen Kammergases, in dem die Elektronen bei einem mittleren Driftfeld von 1 kV/cm außergewöhnlich kleine Driftgeschwindigkeiten von ca. 0.8 cm/μs haben, bleibt die Abweichung der Driftrichtung von der Richtung des elektrischen Feldes gering. Bei einem homogenen Magnetfeld von 1.5 T wird ein Lorentzwinkel von 7.2° nicht überschritten [49]. Da die Driftgeschwindigkeit empfindlich von der elektrischen Feldstärke, sowie dem Druck, der Temperatur und der Zusammensetzung des Gasgemisches abhängt, müssen diese Parameter während der Datenaufnahme kontrolliert und nach Möglichkeit stabilisiert werden. Die technischen Daten der JDC sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.
Für die Datennahme im Jahr 1994 wurde eine Jet-Drift-Kammer eingesetzt, die gegenüber der hier beschriebenen einige geringfügige Modifikationen aufweist. Da die Detektion geladener Spuren für die hier vorliegende Arbeit von untergeordneter Bedeutung ist, soll darauf nicht näher eingegangen werden.

2.2.3 Der Magnet

Technische Daten des Crystal Barrel Magneten	
Abmessungen im Inneren	
Länge	157 cm
Radius	76.5 cm
Spulenkennwerte	
Material	Aluminium
Betriebsspannung	500 V
Betriebsstrom	4848 A
Kühlvorrichtung	
Kühlmittel	Wasser
Durchfluß	70 m^3/h
Wassereingangsdruck	26 bar
Temperaturdifferenz	30 K

Tabelle 2.3: *Zusammenfassung der technischen Daten des Magneten [3]*

Um mit Hilfe der Jet-Driftkammer eine Impuls-Bestimmung geladener Teilchen vornehmen zu können, ist es notwendig, daß diese ein Magnetfeld durchlaufen,

welches längs der Flugrichtung der einlaufenden Antiprotonen gerichtet ist. Hierdurch wird eine Krümmung ihrer Trajektorie erreicht, aus der der Teilchenimpuls rückgerechnet werden kann.
Hierzu dient ein Magnet von solenoidaler Form. Als Folge dieser Geometrie geht die radiale und $\phi-$Komponente des Magnetfelds gegen Null, während ein konstantes Feld in z-Richtung besteht.
Er ist in der Lage eine maximale Feldstärke von 1.5 Tesla bei einer Anschlußleistung von ca. 2.5 MW zu erzeugen.
Weitere technische Details sind in Tabelle 2.3 angegeben.
Obwohl der Magnet seine wesentliche Bedeutung für die Vermessung geladener Spuren besitzt, wird er dennoch auch für die Aufnahme vollständig neutraler Ereignisse verwendet. Der Grund hierfür liegt darin, daß sich das Kalorimeter vollständig im Inneren des Magneten befindet, so daß ein Einfluß des Feldes auf die Ausbreitung elektromagnetischer Schauer in den Kristallen nicht ausgeschlossen werden kann, da diese in hohem Maße geladene Teilchen enthalten. Um die vollständige Kompatibilität gemessener neutraler Ereignisse und der Messung neutraler Teilchen in geladenen Ereignissen zu gewährleisten, ist es sinnvoll, auch im Hinblick auf das anliegende Magnetfeld gleiche Bedingungen zu schaffen.

2.2.4 Das Kalorimeter

Zum Nachweis der in der $\bar{p}p$-Reaktion entstehenden Photonen, in der Regel aus mesonischen Zerfällen ($\pi^0, \eta \longrightarrow \gamma\gamma$, $\omega \longrightarrow \pi^0\gamma$, …), sehr selten durch direkte Photon-Produktion, wird ein modulares elektromagnetisches Kalorimeter eingesetzt. Das Kalorimeter besteht aus 1380 Kristallmodulen, deren Grundmaterial CsI mit 0.1 mol·% Thallium dotiert sind[3]. Diese umschließen in einer faßförmigen Anordnung (daher der Name „Crystal Barrel“, zu deutsch „Kristall-Faß“) alle anderen aktiven Detektorkomponenten derart, daß das Target und somit der Schwerpunkt der Vertex-Verteilung im Zentrum liegt [55]. Um den Zentralteil des Detektors zur Wartung erreichen zu können, ist das Kalorimeter entlang einer Ebene zwischen den Kristallagen vom Typ 1 in zwei mechanisch getrennte identische Hälften geteilt. Dies führt zu einem etwas vergrößerten Kristallabstand zwischen diesen beiden Lagen.
Die Einzelkristalle haben eine Länge von 30 cm (16.1 Strahlungslängen) und sind zum mechanischen Schutz in eine 100 μm starke Titan-Hülle eingeschweißt. Detaillierte Simulationsrechnungen zeigten, daß diese Länge ausreichend für den Nachweis von Photonen mit einer Energie von bis zu 2000 MeV ist. Der Aufbau eines solchen Kristallmoduls ist in Abbildung 2.5 dargestellt.
Da das Kalorimeter innerhalb der Magnetspule angeordnet ist, kann das Szintillationslicht der Kristalle nicht auf konventionelle Weise mittels Photovervielfachern ausgelesen werden, da diese in dem hier vorliegenden starken Magnetfeld nicht einsetzbar sind. Aus diesem Grunde werden magnetfeldunempfindliche Photodioden verwendet, deren Signale vorverstärkt, einer zeitlichen Pulsformung unterzogen und anschließend digitalisiert werden. Über einen Wellenlängenschieber wird die

[3] Man schreibt hierfür CsI(Tl) oder alternativ CsI_{Tl}.

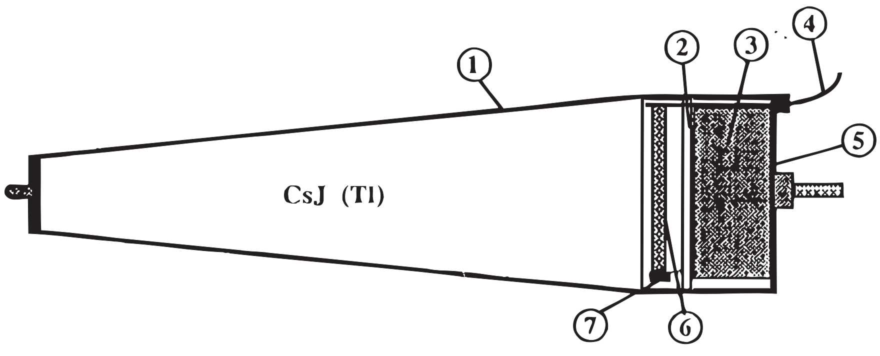


Abbildung 2.5: *Schematischer Aufbau eines CsI(Tl)-Kristall des elektromagnetischen Kalorimeters: (1) Titanhülle, (2) und (3) Leiterplatinen, (4) optische Faser, (5) Schutzkappe, (6) Wellenlängenschieber, (7) Photodiode.*

emittierte Strahlung des Kristalls in den sensitiven Spektralbereich der verwendeten Photodioden verschoben. Zur Überwachung der zeitlichen Stabilität sowie zur Identifizierung defekter Module sind alle Kanäle über eine optische Faser an einen sogenannten Lichtpulser angeschlossen [23]. Dieser besteht aus je einer Xenon-Blitzlampe pro Barrel-Hälfte, deren Spektrum dem des CsI ähnlich ist. Durch die Einspeisung dieser Lichtsignale definierter Intensität können bestimmte Energiedepositionen in den Kristallen simuliert und das Langzeitverhalten der Ausleseketten kontrolliert werden. Hierzu wird das Licht in den Wellenlängenschieber eingekoppelt und von der Standard-Kristallelektronik ausgelesen. Zur Überwachung der zeitlichen Stabilität der Blitzintensität ist ein Monitorsystem installiert. Eventuell auftretende Änderungen in der Lichtausbeute der Kristalle werden auf diese Weise allerdings nicht erfaßt.
Mit Hilfe dieses Lichtpulsersystems wird eine Vorkalibration vorgenommen und diese während der Datenaufnahme in regelmäßigen Abständen kontrolliert. Die endgültige Kalibration findet nach der Datenaufnahme in einem iterativen Verfahren durch Normierung auf die Nominalmasse des π^0-Mesons statt.
Die Topologie des Kalorimeters wird aus der Projektion auf eine ϑ-φ-Ebene in Abbildung 2.6 ersichtlich: Die einzelnen Module sind in 26 Ringen zu je 60 bzw. 30 Kristallen angeordnet, wobei die geringere Segmentierung für die schmalen Randkristalle in der Nähe der Strahlachse gilt. Vom Zentrum des Detektors aus betrachtet deckt ein Kristall bei der gewählten Größe einen Winkel von 6° in polarer sowie 6° (bzw. 12° für die Randkristalle) in azimutaler Richtung ab. Zwei diametral entgegengesetzte Öffnungen um die Strahlachse erlauben den Eintritt des Antiprotonenstrahls, sowie die elektronische Versorgung und Auslese der inneren Detektorkomponenten. Dadurch ist der geometrische Raumwinkel des Kalorimeters auf $97.8\% \cdot 4\pi$ begrenzt[4]. Der Grund für diese Öffnungen liegt jedoch nicht in ihrer derzeitigen Nutzung, sondern ist darin zu sehen, daß der Crystal-Barrel-Detektor ursprünglich konzipiert wurde, um im Collider-Modus betrieben zu werden. Tatsächlich erweisen

[4]Allerdings entstehen bezüglich der Winkel-Akzeptanz des Detektors weitere Einschränkungen, da bei Energiedepositionen an den Randkristallen durch Leckverluste eine vollständige Energiebestimmung erschwert ist.

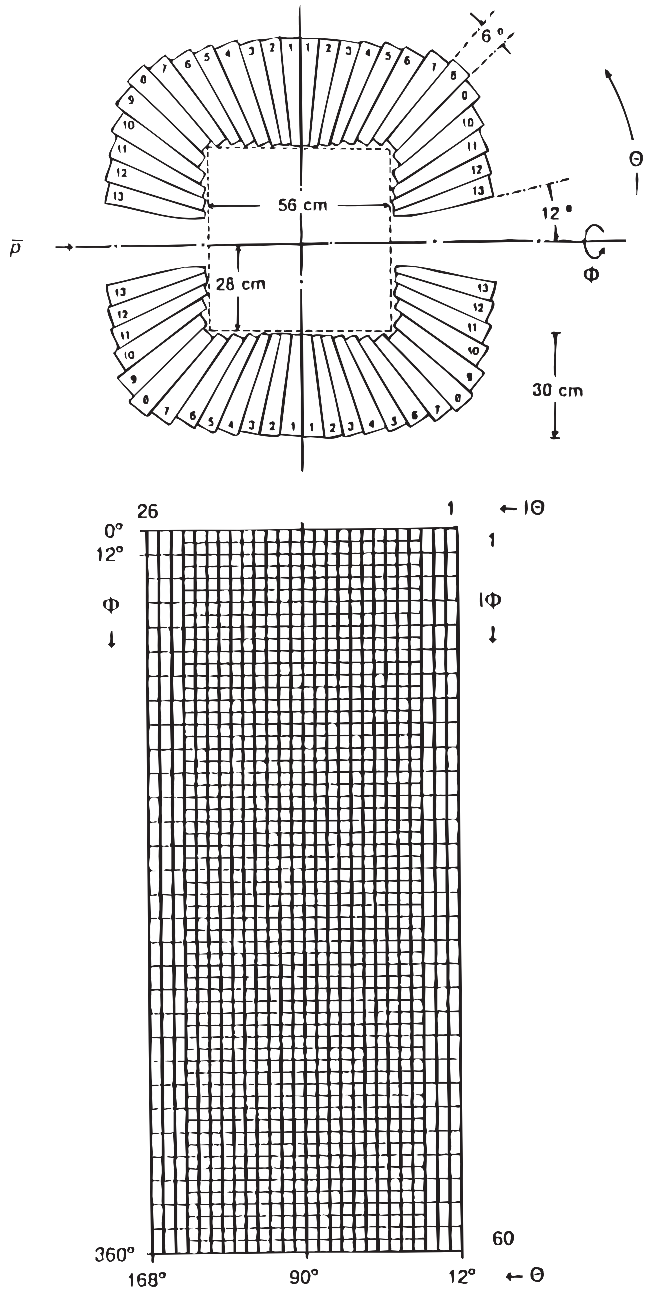


Abbildung 2.6: *Anordnung der Kristalle im Kalorimeter. Aufgrund der faßförmigen Geometrie und der Ausrichtung der Kristall-Stirnseiten zum Detektorzentrum ist es möglich, diese Stirnseiten auf eine ϑ-φ-Ebene zu projizieren und in Form einer Matrix darzustellen. In bezug auf die Strahlachse ist ϑ der Meridian und φ der Azimut. Der größere Kristallabstand zwischen den Kristallagen vom Typ 1, also zwischen den mechanisch getrennten Barrel-Hälften, wird in dieser Auftragung vernachlässigt.*

sich diese Öffnungen zwar nicht bei Annihilation in Ruhe, aber bei Annihilation im Fluge als schwerwiegende Einschränkung einer vollständigen Analysierbarkeit gemessener Kanäle.
Jedes Photon aus der Annihilation, welches im Kalorimeter absorbiert wird, induziert in den Kristallen über e^+e^--Paarbildung und Bremstrahlung einen elektromagne-

Technische Daten des CsI(Tl) Kalorimeters		
Abmessungen		
Innenradius	270 mm	
Außenradius	711 mm	
Raumwinkel	97.8 $\%\cdot 4\pi$	
Anzahl der Kristalle	1380	
Anzahl der Kristall-Typen	13	
Gesamtkristallgewicht	3.8 t	
Kristallkennwerte		
Material	CsI · 0.1 Mol-% Tl	
Strahlungslänge X_0	1.86 cm	
Photonenausbeute	ca. 4000/MeV	
Länge der Kristalle	ca. 16.1 X_0 (30 cm)	
Energieauflösung	$2-3\%/(E[GeV])^{1/4}$	
Segmentierung ϑ	26 Kristallagen à 6°	
Winkelauflösung ϑ		
Einzelphotonen	$\approx$ 20 mrad (1.1°)	
überlapp. Photonen	$\approx$ 45 mrad (2.6°)	
Kristall-Typ	1 - 10	11 - 13
Segmentierung φ	60 Kristalle à 6°	30 Kristalle à 12°
Winkelauflösung φ		
Einzelphotonen	$\approx$ 20 mrad (1.1°)	$\approx$ 40 mrad (2.2°)
überlapp. Photonen	$\approx$ 45 mrad (2.6°)	$\approx$ 90 mrad (5.2°)
Stütz- und Schutzmaterial (inaktives Material)		
vor den Kristallen	Innenstruktur	10 mm Al (0.112 X_0)
	Titantüten	2 mm Ti (0.056 X_0)
zwischen den Kristallen	Titantüten	0.2 mm Ti (0.0006 X_0)
	Al-Mylar	0.012 mm
	Teflon	0.228 mm
	Luft	0.66 mm
Barrel-Mittelebene	Al-Struktur	4 mm

Tabelle 2.4: *Die technischen Daten des CsI(Tl)-Kalorimeters*

tischen Schauer. Während die longitudinale Entwicklung des Schauers durch die Strahlungslänge X_0 gekennzeichnet ist, wird die laterale Ausbreitung durch den Moliere-Radius R_M des Kalorimetermaterials bestimmt [5]. Im Mittel wird 99% der Schauerenergie in einem Zylinder des Radius $3{\cdot}R_M$ deponiert. In Cäsiumiodid beträgt der Moliere-Radius 3.8 cm. Daher breitet sich der Schauer vom getroffenen Zentralkristall in die benachbarten Kristalle aus, so daß für jedes absorbierte Photon eine ganze Gruppe von zusammenhängenden Kristallen (Cluster) anspricht. Die Richtung des auftreffenden Photons wird über eine Schwerpunktsbestimmung der Energieverteilung innerhalb des Clusters rekonstruiert. Auf diese Weise erhält man eine Winkelauflösung von bis zu 20 mrad (1.1°) in ϑ und φ für Cluster, die von nur einem Photon erzeugt wurden. Die Energieauflösung des Kalorimeters liegt in einem

Bereich von $\frac{\Delta E}{E} = 2 - 3\% \cdot \sqrt[4]{\frac{GeV}{E}}$.
Aus [33] und eigenen Simulationen ergibt sich, daß die Photonen aus dem Zerfall $\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$ bis zu einer Pion-Energie von etwa 500 MeV räumlich separiert im Kalorimeter auftreten. Ab dieser Energie beginnen die durch die Photonen-Einschläge induzierten Cluster von Kristallen mit Energiedeposition zu einem nicht trennbaren Cluster zu verschmelzen. Bis zu einer Pion-Energie von etwa 1 GeV sind jedoch in diesem Cluster zwei lokale Energiemaxima erkennbar und separierbar. Ab dieser Energie, die einem minimalen Öffnungswinkel von 16.6° zwischen den Gammaquanten entspricht, reicht die Modularität des Kalorimeters häufig nicht mehr aus, um das Cluster als durch das Auftreffen zweier Photonen induziert zu erkennen. Die genannten Werte sind nicht als Absoluta, sondern als gute Grenzwerte zu verstehen, da der beschriebene Effekt neben der Pion-Energie auch vom Pion-Zerfallswinkel abhängt.
Die technischen Daten zum Kalorimeter sind in Tabelle 2.4 zusammengestellt.

2.2.5 Das Triggersystem

Da die auftretende Datenmenge nicht vollständig erfaßt und gespeichert werden kann, ist es notwendig, ein schnelles und zuverlässiges Triggersystem zu benutzen, um einerseits schnell auf physikalisch interessante Ereignisse reagieren zu können und andererseits die Statistik von seltenen Zerfallskanälen zu erhöhen.
Hierbei kann eine Triggerentscheidung nach den folgenden Auswahlkriterien gefällt werden:

- Multiplizität geladener Spuren in den PWCs und der JDC,
- Multiplizität von lokalen Energiemaxima im Kalorimeter,
- abgeschätzte Anzahl der Mesonen π^0 und η,
- Anzahl möglicher K_s^0-Zerfälle zwischen den Signaldrahtlagen der PWC,
- Energieerhaltung (für rein neutrale Ereignisse).

Zur Minimierung der Totzeit des Detektorsystems ist das Triggersystem des Crystal-Barrel-Experiments hierarchisch gegliedert. Hierdurch wird erreicht, daß nur die aussichtsreichen Ereigniskandidaten zur nächsten Triggerstufe gelangen, die weitergehende Informationen verwendet und daher zeitaufwendiger ist [38]. Im folgenden soll kurz die Konzeption des Triggersystems skizziert werden.
Die unterste Trigger-Stufe soll lediglich sicherstellen, daß tatsächlich ein Antiproton-Proton-Ereignis stattgefunden hat (Stufe 0). Hierzu wird ein System von Zählern vor und hinter dem Target verwandt, deren Signale verglichen werden. Ein stattgefundenes Ereignis wird hierbei dadurch definiert, daß der Eintritt eines Antiprotons in das Target festgestellt wurde, jedoch kein Antiproton das Target wieder verlassen hat.

Aus den digitalisierten Trefferinformationen der Proportionaldrahtkammern sowie der Jet-Driftkammer wird mittels eines CPM-Prozessors[5] die Multiplizität an geladenen Teilchen ermittelt [58]. Entspricht diese Multiplizität nicht dem gewünschten Wert, wird die gesamte Elektronik zurückgesetzt und das nächste Startsignal erwartet.
Zur Bestimmung der neutralen Multiplizität des Ereignisses werden die Signale der einzelnen Kristallmodule des Kalorimeters über Diskriminatoren einem FACE-Prozessor[6] zugeführt, der nach zusammengehörigen Mengen von Kristallen (Clustern) in der Kristallmatrix sucht und diese abzählt [13]. Diese Trigger bezüglich der Multiplizitäten werden zum Stufe-1-Trigger zusammengefaßt.
Entspricht die Zahl der geladenen und neutralen Teilchen dem gewünschten Ereignismuster, kann in einer zweiten Stufe ein programmierbarer Trigger (Software-Trigger) nachgeschaltet werden. Auf der Grundlage der digitalisierten Kalorimeterdaten erlaubt dieser Trigger für rein neutrale Ereignisse in guter Näherung eine Berechnung der Gesamtenergie des Ereignisses und die Berechnung der invarianten Massen aller Photonenpaare, so daß die Zahl der π^0 und η-Mesonen im Annihilationsereignis abgeschätzt werden kann. Entspricht auch auf dieser Stufe die Topologie des Ereignisses dem gewünschten Muster, werden die Daten aller Detektorkomponenten zusammengefaßt und auf einem Speichermedium aufgezeichnet.
Insbesondere für Daten im Fluge besteht ein großer Teil der erzeugten Ereignisse aus unvollständigen Ereignissen. Von diesen ist aus prinzipiellen Gründen nur ein kleiner Teil analysierbar, da über kinematische Erhaltungsgrößen lediglich ein fehlendes Teilchen rekonstruiert werden kann. Aus diesem Grund wurde für einen Großteil der Datennahme im Fluge eine relativ hohe Schwelle auf die Gesamtenergie des Ereignisse gesetzt. Hierdurch werden natürlich auch die prinzipiell rekonstruierbaren unvollständigen Ereignisse verworfen. Auf die hieraus resultierende Problematik wird näher in den Kapiteln über Daten-Selektion und Analyse eingegangen.

2.2.6 Die Datenerfassung

Die Datenerfassung ist analog zum Triggersystem hierarchisch angelegt [38]. Nach einem gültigen Triggersignal wird zunächst die parallele Datenauslese der Subkomponenten des Detektorsystems gestartet. Die Pulsinformationen der JDC werden für jede Kammerhälfte von jeweils acht Mikroprozessoren ausgelesen und einem lokalen Ereignisprozessor übertragen. Die Daten der Kristalle werden über den Triggerprozessor ausgelesen und zwischengespeichert.
In einer zweiten Stufe werden die Informationen der Subsysteme sowie der PWCs mit Hilfe eines globalen Ereignisprozessors (*Global Event Builder*) für jedes Ereignis zu einem geschlossenen Datenblock zusammensetzt. Die zusammengesetzten Daten werden an die Magnetbandeinheiten weitergeleitet und dort auf ein Rohdaten-Band (RDT[7]) aufgezeichnet. Als Speichermedium werden zur Zeit IBM 3480 Magnetbänder mit 200 Mbyte Speicherkapazität (*Cartridges*) verwendet.

---
[5] **C**harged **P**article **M**ultiplicity
[6] **Fa**st **C**luster **E**ncoder
[7] **R**aw **D**ata **T**ape

Verschiedene Kontrollprogramme (*Monitore*) überwachen den Ablauf der Datennahme, so daß zu jeder Zeit Informationen über den aktuellen technischen Zustand der Detektorkomponenten (Spannungen, Ströme, Temperaturen, . . .) und den physikalischen Gehalt der aufgenommenen Daten (Energiespektren, invariante Zweiphotonenmassen, . . .) zur Verfügung stehen [27, 28, 48].

Kapitel 3

Die Datenselektion

Ziel der Mesonenenspektroskopie, wie sie zum Beispiel am Crystal-Barrel-Experiment betrieben wird, ist es, zum Verständnis der Dynamik hadronischer Prozesse beizutragen. Von besonderem Interesse ist hierbei die nicht-pertubative Region der starken Wechselwirkung, welche die hadronischen Prozesse in diesem Energiebereich dominiert. Um hierüber mit Hilfe der Mesonenenspektroskopie Aussagen machen zu können, ist es notwendig, die Kinematik einer ausreichenden Anzahl von Ereignissen genügend gut zu messen. Hierbei werden häufig nicht die benötigten kinematischen Größen, die Viererimpulse der Mesonen, direkt gemessen, sondern abgeleitete Parameter, aus denen die Viererimpulse rückgerechnet werden müssen. Oft ist es nicht möglich, die interessierenden Mesonen selbst zu detektieren, so daß ihre Zerfallsprodukte vermessen werden, wie es bei der Detektion von Photonen aus dem elektromagnetischen Zerfall pseudoskalarer Mesonen der Fall ist.
Um aus den so gewonnenen Meßwerten die benötigten kinematischen Teilchenparameter zu rekonstruieren, stehen Crystal-Barrel-spezifische, überwiegend in FORTRAN geschriebene Programmpakete zur Verfügung. Hiervon sind die wichtigsten

- der LOCATER [44], der die Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen in den Kammern (JDC und PWC's), übernimmt,
- das Programmpaket BCTRAK [26], das die Meßwerte des Kristallkalorimeters, des eigentlichen „Barrels", auswertet,
- das sogenannte Global Tracking (GTRACK [15]), das die Ergebnisse der beiden vorgenannten Programme zu einem einheitlichen Teilchensatz pro Ereignis verbindet,
- der kinematische Fit CBKFIT [29], der unter Ausnutzung des elementaren Prinzips der Viererimpulserhaltung hilft, im Rahmen der Meßfehler die Datenqualität zu verbessern.

Im Rahmen dieser vorgefertigten Programmpakete hat der Anwender eine gewisse Freiheit, einige Parameter, wie z. B. die Schwelle, ab der ein Energieeintrag in der Kristallmatrix als Energiedeposition eines Teilchen betrachtet werden soll, nach den

Erfordernissen seiner Arbeit frei einzustellen. Darüber hinaus bedingt jede Datenselektion und Analyse eine vollständig eigene programmtechnische Ausarbeitung im Sinne einer Parameteroptimierung, die in die vorgenannten Standardprogrammpakete über vorgegebene Schnittstellen per Benutzer-Routinen eingefügt werden kann [22]. Hierauf soll für die in dieser Arbeit interessierenden Zerfallsmoden in den folgenden Kapiteln näher eingegangen werden. Zur Realisierung der hierfür benötigten Analyseprogramme wurde die moderne höhere Programmiersprache „C“ verwendet, mit der auch eine reichhaltige Bibliothek elementarer Standardprozeduren erstellt wurde [11].
Zur Monte-Carlo-Simulation der p̄p-Annihilation im Crystal-Barrel-Detektor steht das Programmpaket CBGEANT [47] zur Verfügung, das auf dem grundlegenden CERN-Programmpaket GEANT [14] aufbaut.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden diverse elektrisch neutrale Zweiteilchen-Endzustände des p̄p-Streusystems bei Antiproton-Einschußimpulsen von 600 MeV/c, 1200 MeV/c und 1940 MeV/c untersucht. Die untersuchten Kanäle lassen sich in zwei Gruppen zusammenfassen, nämlich

- $\bar{p}p \longrightarrow 0^-0^-$
- $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega$,

die jeweils unterschiedliche Analysestrategien erfordern. Ideal wäre auch eine strahlimpulsabhängige Optimierung der in der Analyse verwendeten Parameter, da sich der beobachtete Untergrund bei gleichem selektiertem Zerfallskanal impulsabhängig ändert. Diese Variation ist jedoch verglichen mit den kanalabhängigen Unterschieden gering, so daß darauf verzichtet werden konnte.
Eine Gemeinsamkeit beider Gruppen besteht darin, daß es sich um relativ einfache Zerfallkanäle handelt. Einfach heißt in diesem Zusammenhang, daß die Zerfallskette keine höheren mesonischen Resonanzen, insbesondere keine breiten und schlecht bekannten, enthält. Die Frage, ob während des Prozesses der p̄p-Streuung Resonanzen formiert wurden, läßt sich mit lediglich drei Datenpunkten (drei Strahlimpulsen) nicht klären.
Auch ohne den Aspekt der Resonanzformation sind diese Zerfallskanäle von großem Interesse. Wie bereits in den einleitenden Kapiteln erwähnt, ist eine Analyse komplizierterer, mehrstufiger Zerfallsketten nur dann möglich, wenn eine ausreichende Kenntnis der möglichen Anfangszustände vorliegt. Eine weitgehende Einschränkung dieser möglichen Anfangszustände erhält man über Erhaltungssätze. Prinzipiell unbekannt ist jedoch, welche Drehimpulszustände in der Annihilation im Fluge angeregt werden. Da leistungsfähige Modelle fehlen, ist für den Bahndrehimpuls im Schwerpunktsystem lediglich eine klassische Abschätzung gemäß

$$L^{CMS} = 2 \times p_{\bar{p}}^{CMS} \times b \tag{3.1}$$

möglich, wobei b den klassischen Stoßparameter bezüglich des Schwerpunktes bezeichnet. Nimmt man weiterhin den Durchmesser von Proton und Antiproton zu 1 fm an und geht man davon aus, daß eine Reaktion bei streifender Berührung gerade noch stattfindet, so erhält man für die maximal beitragenden Drehimpulse eine Abschätzung von:

$$\begin{aligned} L_{max,600\ MeV/c} &\approx 1.45\,\hbar \\ L_{max,1200\ MeV/c} &\approx 2.65\,\hbar \\ L_{max,1940\ MeV/c} &\approx 3.83\,\hbar \end{aligned} \tag{3.2}$$

Wie sich im Verlauf dieser Arbeit herausgestellt hat, werden die gefundenen Drehimpulse hierbei unterschätzt, selbst wenn man eine Drehimpulseinheit aufgrund des Spins hinzunimmt. Klassisch würde dies auf einen größeren Stoßparameter und somit auf eine größere Teilchenausdehnung hindeuten.
Prinzipiell lassen sich die beobachteten Daten durch Einführung einer ausreichenden Anzahl von Parametern gemäß den physikalisch möglichen Prozessen beschreiben. Tatsächlich übersteigt die Menge der benötigten Parameter zur vollständigen Beschreibung komplizierter Annihilationskanäle[1] die Möglichkeiten der verfügbaren Programme zur Datenbeschreibung (Fit). Dies gilt auch für das in dieser Arbeit verwendete sehr leistungsfähige Programmpaket MINUIT [7]. Eine direkte Bestimmung der in komplizierten Kanälen auftretenden Drehimpulse ist somit nicht möglich.
Aus diesem Grund besteht das Hauptziel dieser Arbeit darin, durch die Festlegung der in einfacheren Zerfallsmoden auftretenden Drehimpulszustände Aussagen im Sinne von Abschätzungen bzw. Extrapolationen über die in komplizierteren Zerfallskanälen beitragenden Drehimpulse machen zu können.
Für die 0^-0^--Kanäle ist zudem ein weiterer Punkt von Interesse. Während geladene mesonische Endzustände bereits von vielen Experimenten[2] gemessen wurden, leistet der Crystal-Barrel-Detektor Pionierarbeit auf dem Gebiet rein neutraler Endzustände. Speziell die Kanäle $\pi^0\pi^0$ und $\pi^0\eta$ wurden jedoch bereits früher von anderen Experimenten im Fluge in Impulsbereichen, die auch dem Crystal-Barrel-Experiment zugänglich sind, vermessen [19] [20] und sind zudem vergleichbar mit früheren Messungen der Annihilation in geladene Pionen [21]. Der Vergleich mit den Ergebnissen dieser Experimente bietet eine wertvolle Kontrollmöglichkeit der mit dem Crystal-Barrel-Detektor gewonnenen Resultate. Insbesondere können hierdurch auch Schwachstellen des Detektors erkannt und danach beseitigt oder kompensiert werden. Tatsächlich wurde erst durch den Vergleich der in dieser Arbeit gefundenen Spektren mit denen älterer Experimente die Wichtigkeit der Berücksichtigung verschmelzender Photonschauer aus dem Zerfall leichter Mesonen für Analysen am Crystal-Barrel-Experiment deutlich. Dieser Punkt wird im folgenden genauer erläutert.

3.1 Identifizierung von Photonen und Mesonen im Kalorimeter

Ein Photon, das in einem Szintillationskristall des Kalorimeters reagiert, induziert einen elektromagnetischen Schauer, der sich über eine Kaskade von Paarbildung und Bremsstrahlung der so erzeugten geladenen Teilchen fortpflanzt. Bei ausreichender Photonenergie kann sich dieser Schauer vom primär getroffenen Kristall auch in benachbarte Kristalle ausbreiten (Abb. 3.1.a).

[1] Als komplizierter Annihilationskanal in diesem Sinn ist bereits der sehr starke Kanal $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0 f_2 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ bei hohen Strahlimpulsen anzusehen.

[2] Es sei hier lediglich beispielhaft das ASTERIX-Experiment genannt.

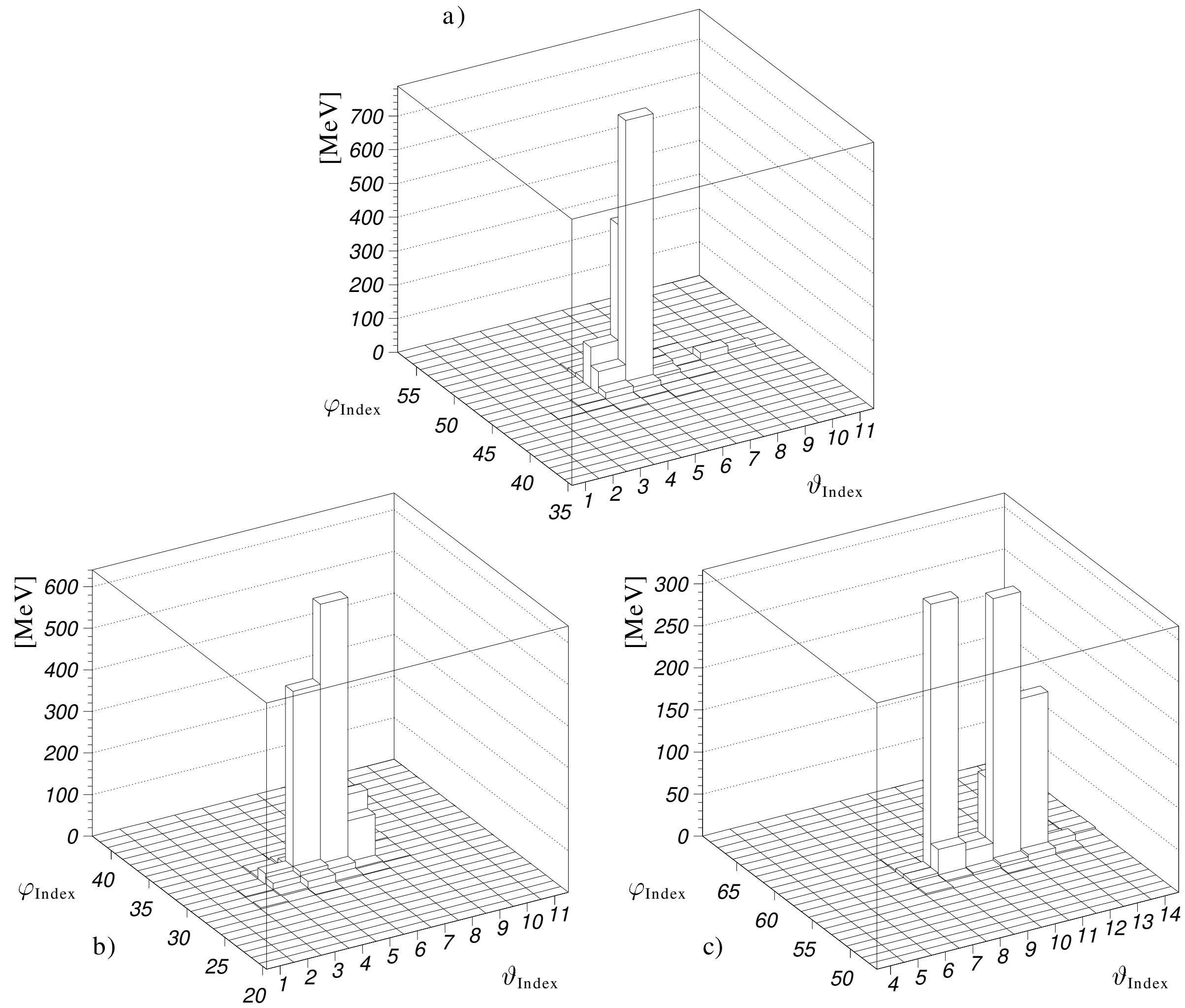


Abbildung 3.1: *Energieverteilung in Monte-Carlo-simulierten Clustern unterschiedlichen Ursprungs. Die x-Achsen numerieren die Kristallagen entsrechend dem ϑ-Index, aufgetragen auf den y-Achsen ist der φ-Index. Die z-Achsen bedeuten den Energieeintrag im Kristall. Mittelpunkt der Darstellungen ist jeweils der Kristall mit dem höchsten Energieeintrag (Zentralkristall). Abb. a) zeigt ein Cluster, das vollständig von einem Photon erzeugt wurde und in Kristalllage 9 eine elektromagnetische Schauerfluktuation enthält (aus $\bar{p}p \longrightarrow \gamma\gamma$ bei 1940 MeV/c). Abb. b) zeigt ein Cluster, das vollständig von einem Pion erzeugt wurde, aber nur ein PED aufweist (aus $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\gamma$ bei 1940 MeV/c). Abb. c) zeigt ein Cluster, das vollständig von einem Pion erzeugt wurde und zwei PEDs aufweist (aus $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\pi^0$ bei 1940 MeV/c).*

Aus den gemessenen Szintillationssignalen wird unter Verwendung von Kalibrationskonstanten die vom Photon deponierte Energie rückgerechnet. Die räumliche Lage der getroffenenen Kristalle ergibt die Impulsrichtung des Photons. Um den Einfluß des unvermeidlichen Rauschens der Kristalle und der Ausleseelektronik zu unterdrücken, werden mehrere Energieschwellen notwendig, die für jede Analyse frei gewählt werden können. Die für den Benutzer und seine spezifische Selektion wichtigsten dieser Energieschwellen sind

- die Mindestenergie eines Kristalls, um als Startpunkt für die Rekonstruktion einer Teilchen-Energiedeposition zugelassen zu werden (ECLSBC),
- die Mindestenergie eines Kristalls, um als Beitrag zu einen Teilchen-Energiedeposit zugelassen zu werden (EXTLBC),
- die Mindestgesamtenergie einer zusammenhängenden Menge (Cluster) von Kristallen mit jeweils $E_{\mathrm{Kristall}} \geq$ EXTLBC, um als Teilchen-Energiedeposition akzeptiert zu werden (ECLUBC),
- die Mindestenergie des Zentralkristalls eines lokalen Energiemaximums innerhalb eines Clusters, um als Energiedeposition eines eigenständigen Teilchens akzeptiert zu werden (EPEDBC).

Ein solches akzeptiertes lokales Energiemaximum wird als PED[3] bezeichnet. Existiert nur ein Energiemaximum in einem Cluster, so sind Cluster und PED identisch. Andernfalls wird die im Cluster deponierte Energie auf die gefundenen PEDs aufgeteilt. Hierzu existieren verschiedene Algorithmen, von denen sich einige noch im Optimierungsstadium befinden. Für diese Arbeit wurde die Standard-BCTRAK-Software mit dem PDRGBC Algorithmus verwendet [26]. Es ist zu betonen, daß gemäß der Crystal-Barrel-Standard-Software begrifflich einem PED Teilchenäquivalenz (in der Regel ein Photon) zugeordnet wird und nicht einem Cluster. In den im folgenden vorgestellten Analysen werden übereinstimmend folgende Werte für die oben genannten Parameter verwendet:

- ECLSBC = 4 MeV (Standardwert)
- EXTLBC = 1 MeV (Standardwert)
- ECLUBC = 10 MeV
- EPEDBC = 10 MeV

Da die Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers ein statistischer Prozeß ist, können sich aus dem durch ein einziges Photon induzierten Schauer zusätzliche lokale Energiemaxima oder sogar separate Cluster in der Nähe des Primärkristalls bilden. Man spricht in diesem Zusammenhang von elektromagnetischen Schauerfluktuationen oder auch Split-Offs[4], die leicht als meist niederenergetische Photonen fehlinterpretiert werden können. Die mittlere Wahrscheinlichkeit für das Auftreten dieser Split-Offs beläuft sich bei einer representativen Auswahl von Zerfallskanälen zur $\bar{p}p$-Annihilation in Ruhe auf ca. 6% pro Photon [52]. Diese mittlere Wahrscheinlichkeit ist abhängig von der Energie des auftreffenden Photons. Für $\bar{p}p$-Annihilationen im Fluge ist deshalb mit einer Erhöhung dieser Wahrscheinlichkeit um einige Promille zu rechnen. Natürlich ist es möglich, diese Split-Offs durch genügend hohe Energieschwellen weitgehend zu unterdrücken. Dies stellt jedoch einen empfindlichen systematischen Schnitt in die Menge der zu untersuchenden Ereignisse dar, da hierdurch auch Ereignisse mit niederenergetischen Photonen unrettbar verworfen werden. Insbesondere für Analysen zur Annihilation im Fluge ist dies kritisch,

[3] **P**article **E**nergy **D**eposit

[4] aus dem Englischen, zu deutsch „Absplitterung“

da hierbei niederenergetische Photonen vorzugsweise in Rückwärtsrichtung, also systematisch in bestimmten Winkelbereichen auftreten.
Um diesem Problem gerecht zu werden, wurden mehrere leistungsfähige Methoden entwickelt, um anhand subtiler Unterschiede zwischen echten Energiedepositionen niederenergetischer Photonen und Split-Offs eine Trennung zu ermöglichen, in Bochum die Methode SMART[5] [53] sowie ein neuronales Feed-Forward-Netzwerk [18]. In dieser Arbeit wurde aufgrund seiner größeren Flexibilität in der Anwendung dem neuronalen Netz der Vorzug gegenüber den anderen Methoden gegeben.
Es ist jedoch zu betonen, daß nicht nur die oben erwähnten Fehlinterpretationen bei der Betrachtung eines PEDs auftreten können. So kann unter den bisher mit dem Crystal-Barrel-Detektor realisierten experimentellen Bedingungen (drei verschiedene Strahlimpulse, verschiedene Targets) ein lokales Energiemaximum im Kalorimeter entstehen durch:

1. ein Photon
2. eine elektromagnetische Schauerfluktuation (s. Abb. 3.1.a)
3. ein neutrales Meson M (M $\longrightarrow \gamma\gamma$) (s. Abb. 3.1.b)
4. Rauschen
5. ein Neutron (nur relevant in $\bar{\text{p}}$D-Reaktionen)
6. Durchgang eines geladenen Teilchens (Minimalionisation)
7. eine hadronische Schauerfluktuation [8]

Das Rauschen wird durch Energieschwellen weitgehend unterdrückt. Die elektromagnetischen Schauerfluktuationen können mit den oben genannten Methoden behandelt werden. Punkte 6 und 7 sind nur für Analysen geladener Endzustände von Bedeutung und sollen hier nicht weiter erörtert werden. Aus diesem Grund sind im folgenden elektromagnetische Schauerfluktuationen gemeint, wenn vereinfachend nur von Schauerfluktuationen oder Split-Offs die Rede ist. Von Interesse ist jedoch Punkt 3, der im folgenden näher betrachtet wird.
Die leichten Mesonen π^0, η, η' besitzen eine gewisse Wahrscheinlichkeit, elektromagnetisch in zwei Photonen zu zerfallen. Insbesondere in dieser Arbeit werden sie nur in diesem Zerfallsmodus betrachtet. Auch das ω-Meson kann über seinen Zerfallsmodus $\omega \longrightarrow \pi^0\gamma$ vollständig in Photonen zerfallen. Das Crystal-Barrel-Kalorimeter wurde dafür ausgelegt, genau derartige Zerfallsmoden zu detektieren. Aufgrund seiner Granularität (s. Abb. 2.6) müssen zwei Photonen jedoch einen Mindestwinkelabstand aufweisen, damit ihre Energiedepositionen separiert werden können (vgl. Abb. 3.1.c) . Je schneller sich das Meson relativ zum Detektor bewegt, desto kleiner kann der im Laborsystem beobachtete Zerfallswinkel werden. Für hohe Mesonenimpulse wird dieser Effekt so stark, daß beide Photonen aus dem Zerfall ein zusammenhängendes Cluster im Kalorimeter bilden oder ihre Energiedepositionen sogar so stark überlappen können, daß keine zwei getrennten Energiemaxima beobachtbar sind (Abb. 3.1.b). Dieser Effekt kann bei Analysen zur $\bar{\text{p}}$p-Annihilation in Ruhe vernachlässigt werden. Bei Annihilation im Fluge gewinnt er jedoch mit zunehmendem Strahlimpuls immer mehr an Bedeutung, und ist umso wichtiger, je weniger Teilchen und je leichtere Teilchen im zu analysierenden Endzustand auftreten (Tab. 3.1).

[5] **S**hower**ma**ss cuts with **R**espect to the **T**opology of the Clusters

Zerfall des	π^0-Mesons			
Strahlimpuls [MeV/c]	Ruhe	600	1200	1940
$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\pi^0$	16.54	11.71	8.48	6.16
$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta$	17.99	12.64	9.03	6.48
$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta'$	22.28	15.32	10.55	7.30
$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega, \quad \omega \longrightarrow \pi^+\pi^-$	19.93	13.86	9.74	6.87
$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega, \quad \omega \longrightarrow \pi^0\gamma$	16.56	11.72	8.48	6.17
$\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega, \quad \omega \longrightarrow \pi^0\gamma$	18.39	12.87	9.14	6.52
$\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega, \quad \omega \longrightarrow \pi^0\gamma$	25.52	16.86	11.12	7.51
$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0 f_0(980), \quad f_0 \longrightarrow \pi^0\pi^0$	16.90	11.96	8.65	6.29
$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0 f_2(1270), f_2 \longrightarrow \pi^0\pi^0$	16.81	11.89	8.59	6.24
$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0 f_2'(1525), f_2' \longrightarrow \pi^0\pi^0$	16.85	11.89	8.58	6.23
$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0 f_0(980), \quad f_0 \longrightarrow K\bar{K}$	22.65	15.55	10.67	7.37
$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0 f_2(1270), \quad f_2 \longrightarrow K\bar{K}$	30.69	20.26	13.07	8.55
$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0 f_2'(1525), \quad f_2' \longrightarrow K\bar{K}$	49.33	29.85	17.12	10.28

Zerfall des	η-Mesons				η'-Mesons			
Strahlimpuls [MeV/c]	Ruhe	600	1200	1940	Ruhe	600	1200	1940
$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta$	65.41	46.89	34.16	24.91	-	-	-	-
$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta'$	-	-	-	-	108.81	79.89	58.91	43.25
$\bar{p}p \longrightarrow \eta\eta$	71.39	50.86	36.52	26.25	-	-	-	-
$\bar{p}p \longrightarrow \eta\eta'$	90.07	62.87	43.21	29.81	120.56	88.00	63.67	45.88
$\bar{p}p \longrightarrow \eta'\eta'$	-	-	-	-	$\not{E}$	122.76	79.18	53.31
$\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega, \ \omega \longrightarrow \pi^0\gamma$	79.60	56.21	39.60	27.93	-	-	-	-
$\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega, \omega \longrightarrow \pi^0\gamma$	-	-	-	-	139.83	100.50	70.31	49.28

Tabelle 3.1: *Minimale im Laborsystem auftretende Öffnungswinkel (in °) von Zwei-Photon-Zerfällen pseudoskalarer Mesonen aus Kanälen niedriger Meson-Multiplizität. Die berechneten Werte beziehen sich auf die Nominalmassen der betrachteten Teilchen [45]. Für die Kanäle mit Zwischenresonanzen (ω- und f-Mesonen) entstammen die höchstenergetischen Pionen dem Resonanz-Zerfall $R \longrightarrow \pi^0 X$. Diese können demnach einen kleineren Zerfallswinkel im Laborsystem aufweisen als die gegen die Resonanz rückstoßenden Pionen. Die Reaktion $\bar{p}p \longrightarrow \eta'\eta'$ ist in Ruhe aufgrund der Energieerhaltung nicht möglich.*

Ziel der beiden im folgenden vorgestellten Analysen ist die möglichst genaue Bestimmung der bei der $\bar{p}p$-Streuung beitragenden Drehimpulszustände. Diese werden durch einen Partialwellenfit an die Winkelverteilungen der selektierten Ereignisse ermittelt. Hieraus ergibt sich direkt das erste Problem einer jeden solchen Analyse, nämlich die Akzeptanzlöcher des Crystal-Barrel-Detektors aufgrund der Öffnungen um die Strahlachse an den Detektorenden, die einen empfindlichen Einschnitt in die meßbaren Winkelverteilungen bedeuten. Dies ist umso kritischer, als aufgrund des Lorentz-Boosts der vorwärtsgerichtete Teil des Detektors eine immer größere Bedeutung erhält, je höher der Antiprotonen-Strahlimpuls ist.
Weiterhin bedeutet dies, daß das Rekonstruktionsproblem von Photonen, die den Randbereich des aktiven Detektormaterials treffen, nicht mehr vernachlässigbar ist. Dieses Problem besteht darin, daß man wegen des lateralen Energietransports bei der Aufschauerung eines auftreffenden Photons höchstens schätzen kann, wieviel

Energie nicht detektiert wurde. Für Analysen zur p̄p-Annihilation in Ruhe wurden Ereignisse, in denen Schauermaxima in den äußeren Kristallringen (Kristall-Typ 13) auftraten, oftmals verworfen, was aufgrund der isotropischen Ereignisverteilung zwar die Statistik reduzierte, aber keinen systematischen Schnitt bedeutete. Für die Annihilation im Fluge ist die Strahlachse eine ausgezeichnete Richtung und somit der zugehörige Polarwinkel meßbar. Ein Verwerfen von Ereignissen mit Energiemaxima in den äußeren Kristallringen würde hierfür also einen starken zusätzlichen systematischen Einschnitt in die gemessenen Winkelverteilungen und somit einen nicht zu kompensierenden Informationsverlust bedeuten. Für diese Arbeit wurde daher kein solcher Schnitt vorgenommen.

3.2 p̄p $\longrightarrow$ 0^-0^-

Diese Analyse umfaßt die sechs Zerfallskanäle

- p̄p $\longrightarrow \pi^0\pi^0$
- p̄p $\longrightarrow \pi^0\eta$
- p̄p $\longrightarrow \pi^0\eta'$
- p̄p $\longrightarrow \eta\eta$
- p̄p $\longrightarrow \eta\eta'$
- p̄p $\longrightarrow \eta'\eta'$

wobei alle drei pseudoskalaren Mesonen π^0, η und η' nur in ihrem elektromagnetischen Zerfallsmodus $0^- \longrightarrow \gamma\gamma$ betrachtet wurden. Hiervon stellten sich jedoch einige Zerfallskanäle als im Rahmen der vorhanden Statistik nicht analysierbar heraus.

3.2.1 Multiplizitäten, verschmelzende Mesonenschauer und fehlende Teilchen

Da alle betrachteten Mesonen zu kurzlebig sind, um das Kalorimeter zu erreichen, resultiert ein 0^-0^--Ereignis im betrachteten 0^--Zerfallsmodus in einem Vier-Photon-Endzustand. Ein idealer Detektor würde hieraus ein Vier-PED-Ereignis detektieren. Die Menge der Vier-PED-Ereignisse ist ein guter Ausgangspunkt für die Analyse von Vier-Gamma-Ereignissen. Sie reicht jedoch nicht aus. Die Bildung elektromagnetischer Schauerfluktuationen führt bei gleicher Photon-Multiplizität zu einer Erhöhung der PED-Multiplizität. Die endliche räumliche Auflösung des Kalorimeters führt über den Mechanismus der verschmelzenden Photon-Schauer umgekehrt

zu einer Verminderung der PED-Multiplizität bei gleicher Photon-Multiplizität. Weiterhin können Störeffekte (z. B. Rauschen) zu einer unphysikalischen Differenz zwischen PED- und Photon-Multiplizität führen.
Ein weiteres großes Problem in diesem Zusammenhang ist Verlust von Teilchen. Der Detektor bietet keine vollständige Raumwinkelabdeckung, so daß ein Teilchen verloren geht, wenn es auf seinem Weg kein aktives Detektormaterial trifft. Niederenergetische Teilchen können unterhalb der Energieschwellen zur Rauschunterdrükkung liegen oder durch die Energiedeposition eines höherenergetischen Teilchens überdeckt werden. Teilchenverlust ist insbesondere für die Annihilation im Fluge relevant, weil infolge des Lorentz-Boosts hoch- und niederenergetische Teilchen systematisch in unterschiedlichen Bereichen des Detektors auftreten, so daß jeder Verlustmechanismus einen spezifischen Einschnitt in die Verteilung des Produktionswinkels bedeutet.
Diese Problematiken sind jedoch durch den vorhandenen Detektoraufbau vorgegeben und müssen im Regelfall programmtechnisch gelöst werden[6].
All diese Überlegungen zusammengenommen führen dazu, daß vollständig detektierte Vier-Photon-Ereignisse in allen PED-Multiplizitäten von zwei bis (prinzipiell) beliebig gefunden werden können. Hierbei würde das hypothetische Zwei-PED-Ereignis aus zwei jeweils zu einem PED verschmolzenen pionischen[7] Clustern bestehen, ein Ereignis mit hoher PED Multiplizität aus einem vollständig gemessenen Ereignis mit zusätzlichen Split-Off- oder Rausch-PEDs.
Programmtechnische Lösungen für rauschende Kristalle und elektromagnetische Schauerfluktuationen wurden bereits diskutiert. Methoden zur Erkennung mesonischer Cluster stellten sich erst im Verlauf dieser Arbeit als unverzichtbar heraus. Zwei Ansätze hierzu wurden versucht und ein dritter vorgeschlagen. Hierauf wird in den folgenden Kapiteln näher eingegangen[8].
Zusätzlich macht es Sinn, sich zu überlegen, inwieweit es möglich ist, unvollständig detektierte Ereignisse für die Analyse zu retten. Sind, hypothetisch, die Viererimpulse des Anfangszustandes sowie der gemessenen Teilchen des Endzustandes exakt bekannt, so läßt sich aufgrund des fundamentalen Prinzips der Viererimpulserhaltung unter allen bekannten Wechselwirkungen Energie und Impuls von genau einem fehlenden Teilchen exakt berechnen. Hierdurch würde auch die Teilchenmasse und somit der Teilchentyp festgelegt. Im Realfall nicht exakter Messung läßt sich mit Hilfe eines kinematischen Fits eine Wahrscheinlichkeit für eine bestimmte Teilchenhypothese (und somit Massenhypothese) angeben. Derartige sogenannte "missing particle"-Analysen sind Standardverfahren in der Teilchenphysik, und wurden auch am Crystal-Barrel-Experiment für Analysen der $\bar{p}p$-Annihilation in Ruhe bereits angewendet [6].
Für den Fall der $0^{-}0^{-}$-Kanäle in ihrem $\gamma\gamma$-Zerfallsmodus bedeutet dies, daß es möglich sein könnte, genau ein fehlendes Photon *oder* ein fehlendes Meson per kinematischem Fit festzulegen. Im Gegensatz zur Annhilitation in Ruhe war für die Strahlimpulse größer als 600 MeV/c der Untergrund unter echten Vier-Gamma-Ereignissen mit nicht detektierten Photonen so groß, daß eine Selektion dieser Ereignisse nicht möglich war. Dieser Punkt soll im folgenden näher erläutert werden.

[6]Lediglich für einige der genannten Probleme sind Detektormodifikationen denkbar und wurden bereis simuliert (s. Anhang B).
[7]Alle anderen Mesonen sind zu schwer, um diesen Effekt bei den mit dem Crystal-Barrel-Detektor vermessenen Strahlimpulsen zu erzeugen (vgl. hierzu Tab. 3.1).
[8]s. hierzu auch Anhang A

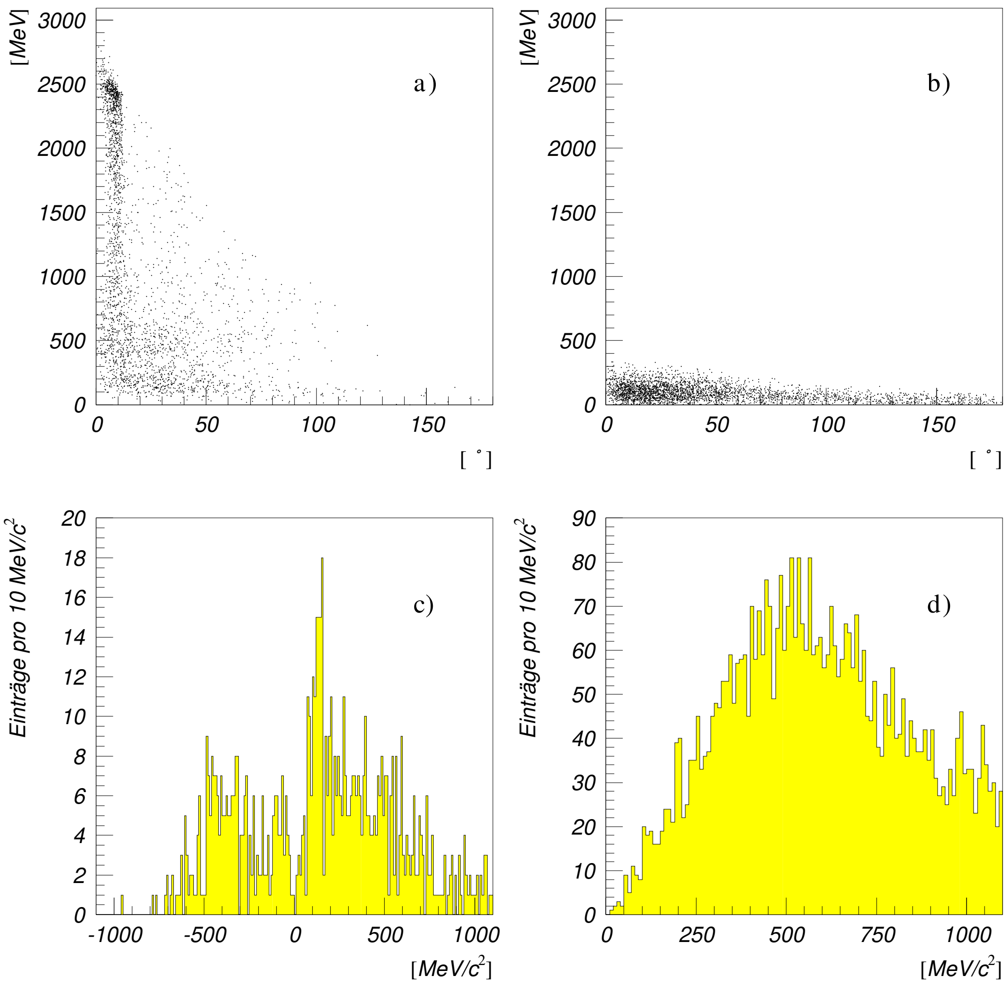


Abbildung 3.2: *Zur Problematik fehlender Teilchen am Beispiel* $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\pi^0 \longrightarrow 4\gamma$ *bei 1940 MeV/ c (Monte Carlo). Bild a) zeigt die fehlende Energie von Drei-PED-Ereignissen gegen den „fehlenden Winkel". Dies ist der Winkel zwischen dem gemessenen Gesamtimpuls des Ereignisses und der Strahlachse. Deutlich zu erkennen sind der Lorentz-Boost und die hohe Wahrscheinlichkeit, Teilchen durch die Öffnung in Vorwärtsrichtung zu verlieren. Die hohe Dichte bei 2500 MeV resultiert aus Pionen, deren entweichendes Zerfallsphoton fast die gesamte Pion-Energie mit sich trägt. Bild b) zeigt das analoge Bild für mit freiem z-Vertex gefittete Vier-PED-Ereignisse. Es ist deutlich zu erkennen, daß bereits durch Leckverluste, unzureichende Korrekturkonstanten und Meßungenauigkeiten Energiedifferenzen auftreten, die über den Schwellen zur Rauschunterdrückung liegen. Bild c) zeigt die fehlende Masse von Zwei-PED-Ereignissen. Man erkennt ein kleines* π^0*-Signal über einem breiten Untergrund. Bild d) zeigt die invariante Masse, die aus dem fehlenden Viererimpuls und gemessenen Photonen für Drei-PED-Ereignisse errechnet wurde, im Bereich der interessierenden Mesonen. Es ist kein mesonisches Signal über dem kombinatorischen Untergrund (drei Einträge pro Ereignis) zu erkennen.*

Wie bereits erwähnt, gibt es zwei Möglichkeiten, Photonen zu „übersehen". Eine besteht darin, daß Photonen entlang ihrer Flugbahn nicht auf sensitives Detektormaterial treffen. Hierfür besteht die größte Wahrscheinlichkeit nahe der Strahlachse aufgrund der Öffnungen an den Detektor-Enden. Jedoch entstehen auch zwischen den einzelnen Kristallen wegen ihrer Verpackung in Titan-Tüten sowie Teflon- und Mylar-Folien nichtsensitive Bereiche. Besonders breit ist der nichtsensitive Bereich an der Stelle, wo die beiden symmetrischen Hälften des Barrel-Kalorimeters aneinanderliegen. Im Falle isotroper Ereignisse würde man also bei einer Auftragung des Polarwinkels θ gegen die Energie eines fehlenden Photons Einträge mit beliebiger[9] Energie zwischen $0° \leq \theta \leq 12°$ sowie zwischen $168° \leq \theta \leq 180°$ erwarten, sowie Einträge mit relativ niedriger Energie an den Kristallzwischenräumen. Relativ niedrige Energie deshalb, da bei hoher Photonenenergie auch mit Aufschauerungen im Titan bzw. den Folien zu rechnen ist, die sich auch in die angrenzenden Kristalle ausbreiten können. Im Falle der Annihilation im Fluge sind die Ereignisse jedoch nicht isotrop. Insbesondere erhält man auch eine starke Winkelabhängigkeit der Teilchenenergien. Diese Anisotropie sollte sich auch in der genannten Auftragung widerspiegeln (vgl. Abb. 3.2.a).

Die andere Möglichkeit, Photonen zu „übersehen", besteht in niederenergetischen Photonen, die unter eine Energieschwelle fallen oder von höherenergetischen Teilchen überlagert werden. Diese Photonen sollten keine Winkelabhängigkeit außer ihrer Erzeugungswahrscheinlichkeit aufweisen.

Alle hier betrachteten Mesonen zerfallen fast ausschließlich innerhalb des vom Kalorimeter eingeschlossenen Volumens, das heißt, bevor sie das Kalorimeter erreichen können. Ein solches Meson wird also nur dann vollständig „übersehen" werden, wenn beide Zerfallsphotonen nicht detektiert werden. Dies kann auf mehrere Weisen geschehen. Bei der Annihilation im Flug erreichen die höchstenergetischen Pionen, die zudem deutlich bevorzugt in Vorwärtsrichtung emittiert werden, Impulse, bei denen der Öffnungswinkel im Laborsystem kleiner wird als der Öffnungswinkel des Loches in Vorwärtsrichtung (vgl. Tab. 3.1). In diesem Fall können beide Photonen an dieser Stelle undetektiert entweichen. Eine andere Möglichkeit, ein Meson zu übersehen, besteht darin, daß ein in Vorwärtsrichtung ausgesandtes hochenergetisches Photon entweicht, und das andere niederenergetische, da in Rückwärtsrichtung ausgesandt, unter eine Energieschwelle fällt oder durch die rückwärtige Öffnung entweicht. Unwahrscheinlicher, aber dennoch möglich, ist der Fall, daß beide Zerfallsphotonen unsensitive Bereiche des Detektors treffen. Somit hängt die Detektierbarkeit eines Mesons von zwei Parametern ab, sowohl von seinem Erzeugungswinkel als auch von seinem Zerfallswinkel.

Gegenüber der Annihilation in Ruhe, bei der "missing particle"-Techniken mit Erfolg angewendet werden konnten, gibt es jedoch für die Annihilation im Fluge deutliche Nachteile. Zum einen wurden die vom Kristalltyp abhängigen Energiekorrekturkonstanten für Photonenenergien optimiert, die typischerweise bei der Annihilation in Ruhe auftreten (für bis zu 1 GeV Photonenenergie). Dies bedeutet aber, daß die korrigierten Energien in Ruhe die tatsächlich deponierten Energien deutlich besser approximieren als im Fluge. Die Bestimmung eines fehlenden Teilchens hängt aber empfindlich davon ab, wie genau die detektierten Teilchen gemessen werden konnten. Ein anderes Problem bei der Annihilation im Fluge besteht darin, daß die z-Komponente des Annihilationvertex' (kurz z-Vertex, analog x- und y-Vertex) nicht wie in Ruhe sehr genau, sondern nur auf die Targetlänge von 4 cm genau bekannt ist, innerhalb derer die Annihilation an jedem Punkt mit etwa gleicher Wahrscheinlichkeit stattgefunden haben konnte. Die Kenntnis des Annihilationsvertex' geht aber wiederum in die Berechnung der Vierervektoren der gemessenen Teilchen ein,

[9] d.h. bis zur maximal auftretenden Photonenenergie

aus denen die Parameter des fehlenden Teilchens rückgerechnet werden müssen. Dies führt dazu, daß keiner der denkbaren Kontrollparameter eine eindeutige Information darüber enthält, ob die Hypothese, es sei ein bestimmtes Teilchen verloren gegangen, korrekt ist.
So erwartet man bei idealer Messung für ein fehlendes Meson eine fehlende Masse[10] an der Stelle der Teilchenmasse (Abb. 3.2.c), für ein fehlendes Photon eine fehlende Masse bei Null, und bei Kombination des so rekonstruierten Photons mit dem zugehörigen gemessenen Photon eine Masse, die dem ursprünglich zerfallenen Meson entspricht. Abb. 3.2.d zeigt, daß aufgrund der Meßungenauigkeiten die erwarteten Signaturen derart verbreitert und lageverschoben sind, daß eine Trennung vom Untergrund unmöglich ist. Die verlorenen niederenergetischen Photonen über eine „missing particle"-Analyse rekonstruieren zu wollen, ist hoffnungslos. Abb. 3.2.b zeigt, daß bereits vollständig gemessene Ereignisse aufgrund der Meßungenauigkeit des Detektors eine fehlende Energie bis zu etwa 300 MeV haben können, was weit über die Energie von durch Energieschwellen (für diese Arbeit: 10 MeV) verlorengegangenen Photonen hinausgeht.
Hinzu kommt, daß für die meisten Datensätze zur Annihilation im Fluge bereits während der Datenaufnahme („on-line") relativ hohe Schwellen auf die Gesamtenergie des gemessenen Ereignisses gesetzt werden, da im Fluge die Frequenz unvollständig gemessener Ereignisse deutlich höher ist als die der vollständigen Ereignisse. Dies bedeutet aber, daß ein Großteil der für eine „missing particle"-Analyse benötigten Ereignisse schon vor der Speicherung auf Band verworfen wird.
Diese Darlegungen gelten gleichermaßen für die im nächsten Kapitel beschriebene Selektion der $0^-\omega$-Endzustände, so daß für diese Selektion von vornherein auf den Versuch verzichtet wurde, die Kenntnis der Winkelverteilungen durch eine „missing particle"-Analyse zu verbessern.

3.2.2 Die Datensätze

Zum Zeitpunkt dieser Selektion lagen Datensätze zu vier verschiedenen Strahlimpulsen vor, nämlich zu 600 MeV/c, 1200 MeV/c, 1770 MeV/c und 1940 MeV/c. Der Datensatz zu 1770 MeV/c ist sowohl bezüglich seiner Statistik als auch bezüglich seiner Qualität unzureichend, so daß er im folgenden vernachlässigt wird. Zu den Strahlimpulsen 1200 & 1940 MeV/c lagen auf neutrale Kanäle getriggerte Daten vor, zu 600 MeV/c jedoch nur Daten, die den Minimalanforderungen für analysierbare Daten genügten[11].

[10] engl. „missing mass". Dies ist die mit der fehlenden Energie und dem fehlenden Impuls verknüpfte Masse. Aufgrund von Meßungenauigkeiten kann sie sogar - unphysikalisch - kleiner als Null werden.
[11] sogenannte „minimum bias"-Daten

Strahlimpuls [MeV/c]	Strahlzeit	Trigger	Ereignisanzahl total	Ereignisanzahl nur neutrale
600	Dezember 1990	minimum bias $\Sigma E > 200$ MeV	799 441	166 366
1200	Dezember 1991	0 prong	1 816 387	1 717 128
1940	Juli 1992	0 prong	7 340 847	5 792 683

Tabelle 3.2: *Daten für die 0^-0^--Selektion. Die Begriffe „0 prong“ und „all neutral“ sind synonym und bezeichnen Datensätze, bei denen bereits während der Aufzeichnung („on-line“) gefordert wird, daß keine geladenen Spuren auftreten.*

3.2.3 Die Selektion

Die Goldhaber-Darstellung

Sucht man in einem Vier-Teilchen-Endzustand Resonanzen aus jeweils zwei dieser Teilchen, so ist der sogenannte Goldhaber-Plot eine geeignete Darstellung. Hierbei wird die invariante Masse zweier Teilchen gegen die invariante Masse des Rückstoßsystems dieser Teilchen aufgetragen. Im Fall einer statistisch ausreichenden Menge von Ereignissen mit derartigen Zwei-Teilchen-Resonanzen ergeben sich Erhebungen an den Kreuzungspunkten der Resonanzmassen. Die jeweils unphysikalischen Massenkombinationen liegen zufällig im Plot verteilt und bilden so den sogenannten kombinatorischen Untergrund.
Für Zerfallskanäle mit zwei Zwei-Photonen-Resonanzen erwartet man also Erhebungen mit annähernd elliptischer Grundfläche im Goldhaber Plot, wobei die Halbachsen der Ellipsen durch die natürliche Breite der Resonanzen und die Detektor-Auflösung bestimmt werden (vgl. Abb. 3.3). Im Falle zweier gleicher Resonanzen erhält man demzufolge eine Erhebung mit kreisförmiger Grundfläche. Durch elliptische Schnitte auf diese Grundflächen lassen sich die beobachteten Zerfallskanäle selektieren, wobei sich durch die Wahl der Halbachsen der Schnitt-Ellipsen eine Optimierung zwischen Datenreinheit und Datenstatistik erreichen läßt.

Schnitte auf Multiplizitäten vollständig gemessener Ereignisse

Durch die beschriebenen Effekte wie verschmelzende Photon-Schauer und elektromagnetische Split-Off-Bildung können vollständig detektierte Vier-Photon-Ereignisse in PED-Multiplizitäten von zwei bis beliebig auftreten. Gleichzeitige Bildung von zwei mesonischen 1-PED-Clustern ist jedoch bei den betrachteten Strahlimpulsen noch selten, insbesondere auch deshalb, weil für derart hochenergetische Mesonen die bevorzugte Flugbahn nahe der Strahlachse liegt und deshalb die Wahrscheinlichkeit, nicht detektiert zu werden, sehr hoch ist. Deswegen wurde auf eine Selektion von Zwei-PED-Ereignissen verzichtet. Auf der anderen Seite zeigen Abb. 3.3.a - c, daß die Datenqualität von Vier-Photon-Ereignissen mit zunehmender PED-Multiplizität

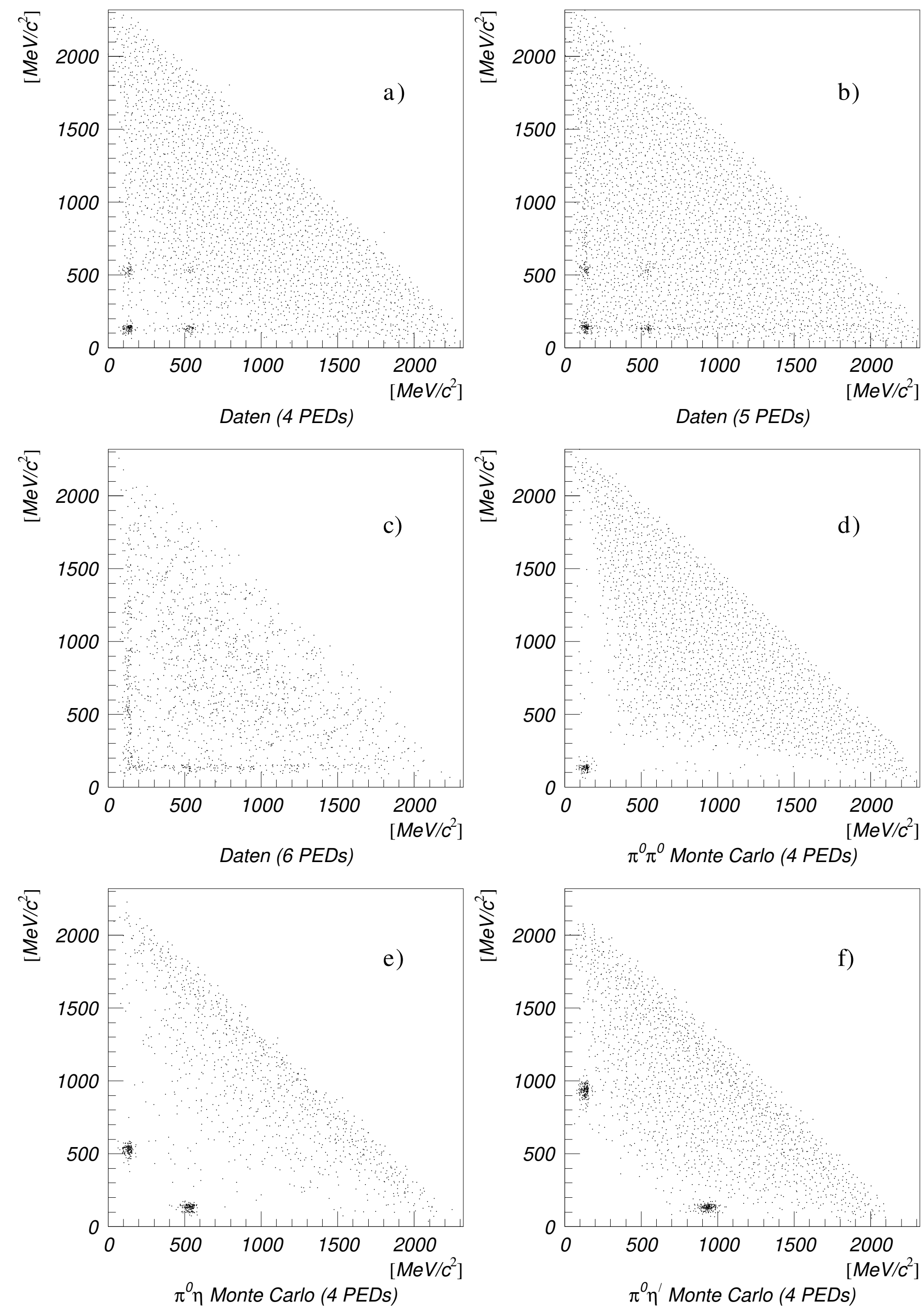


Abbildung 3.3: *Goldhaber-Darstellungen von kinematisch gefitteten Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen bei 1940 MeV/c. Die Daten zeigen eine deutliche Verschlechterung der Signale und Vergrößerung des Untergrundes bei Zulassung und Reparatur von Schauerfluktuationen. Anhand der Monte-Carlo-Kanäle wird deutlich, wie kombinatorischer Untergrund eher durch „leichte" Kanäle an der Stelle „schwerer" Kanäle erzeugt wird als umgekehrt.*

stark abnimmt, was darauf zurückzuführen ist, daß sowohl Erkennung wie auch Reparatur von elektromagnetischen Split-Offs mit zunehmender PED-Multiplizität kritischer wird. Eine eindeutige Unterscheidung zwischen Photonen und Split-Offs

ist mit keiner der verfügbaren Methoden möglich. Aus diesem Grund wurden nur Ereignisse mit maximal einem Split-Off zugelassen.
Zwar gibt es eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß auch 0^-0^--Ereignisse in ihrem rein neutralen Zerfallsmodus geladene Spuren produzieren, indem die entstehenden Photonen mit innerhalb des Kalorimeters befindlichem Material (Kammern etc.) reagieren und auf diese Weise Elektron-Positron-Paare bilden. Diese Ereignisse aus den dominanten geladenen Zerfallsmoden des $\bar{p}p$-Systems herauszufinden, ist jedoch so gut wie unmöglich und wegen ihrer schlechten Rekonstruierbarkeit auch nicht sinnvoll. Aus diesem Grunde werden alle Ereignisse verworfen, in denen eine oder mehrere geladene Spuren identifiziert werden konnten. Die resultierende Ereignisanzahl wird in Tab. 3.2 gegeben.
Weiterhin wurden alle sogenannten „pile-up"-Ereignisse[12] verworfen. Hierunter versteht man Ereignisse, bei denen der Detektor nicht in der Lage ist, zwei Reaktionen vollständig zeitlich aufzulösen. Man unterscheidet zwei Typen von „pile-up"-Ereignissen. Im ersten Fall findet eine zweite Reaktion innerhalb eines Zeitfensters von 4 μs (maximale Driftzeit der JDC) nach einer vom Trigger akzeptierten ersten statt, d. h. während der Aufnahme des ersten Ereignisses. In diesem Fall ist das zeitlich erste Ereignis das aufzuzeichnende und das zweite das Störereignis. Im zweiten Fall wird zunächst der Eintritt eines Antiprotons registriert, ohne daß dies vom Trigger als erwünschte Reaktion akzeptiert wird. Es ist jedoch möglich, daß dieses Antiproton tatsächlich Schauerentwicklungen im Kalorimeter verursacht hat, die durch die Triggerentscheidung nicht abgebrochen werden können. Ereignet sich nun innerhalb einer Zeitspanne von 10 μs eine erwünschte Reaktion, so ist mit einem Nachleuchten der Kristalle durch die Schauer des früheren Ereignisses zu rechnen. In diesem Fall ist das spätere Ereignis das aufzuzeichnende, das einem Störeinfluß durch das frühere Ereignis unterliegt. Für beide Ereignistypen wird die gleiche Kennzeichnung verwendet, so daß die spätere Analyse diese nicht mehr unterscheiden kann[13].
Nachdem elektromagnetische Split-Offs erkannt wurden, gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten, sie zu behandeln. Da Split-Offs gemäß ihrer Entstehung üblicherweise einen geringen Energieinhalt besitzen, besteht die erste darin, sie aus dem Teilchensatz des Ereignisses zu entfernen. Wie sich im Verlauf der Analyse zeigte, ist jedoch der kinematische Fit sehr empfindlich auf Schwankungen der Gesamtenergie eines Ereignisses. Da elektromagnetische Split-Offs Teile der Schauer der zu messenden Photonen sind, ist ihre Energie Teil dieser Gesamtenergie[14]. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, eine Reparatur des Ereignisses zu versuchen, in dem Sinn, daß das elektromagnetische Split-Off dem Mutterschauer wieder zugeordnet wird. Dies geschieht dadurch, daß der Viererimpuls des Split-Offs auf den Viererimpuls des Mutterphotons aufaddiert und das Split-Off aus dem Teilchensatz des Ereignisses gelöscht wird. Jedoch ist die Zuordnung eines erkannten Split-Offs zu einem Photon nicht eindeutig bestimmbar. In dieser Arbeit wird deshalb vereinfachend angenommen, daß die Schauerfluktuation immer zu dem Photon mit dem kleinsten Winkelabstand gehört. Wie Abb. 3.4 nahelegt, funktioniert dieses Verfahren sehr gut.

[12] englisch *pile up*, zu deutsch „anhäufen"

[13] Die Glaubwürdigkeit der „pile-up"-Erkennung hängt sehr von der Güte des verwendeten Anti-Protonen-Austritts-Zählers (üblicherweise Vetozähler genannt) ab. Da dieser in Design und Effizienz stark von Strahlzeit zu Strahlzeit unterschiedlich ist, verliert die „pile-up"-Erkennung um so mehr Konsistenz und Glaubwürdigkeit, je mehr Strahlzeiten in eine Analyse einfließen.

[14] Hierin unterscheiden sie sich von den sogenannten hadronischen Split-Offs, die einen Energieüberschuß erzeugen können, da die Energie ihrer Mutterteilchen durch einen Helix-Fit an ihre Spur bestimmt wird.

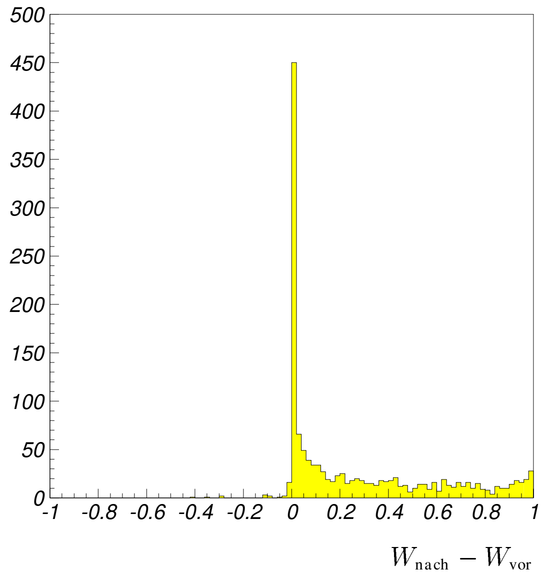


Abbildung 3.4: *Differenz der Wahrscheinlichkeitsniveaus nach und vor der Reparatur von Schauerfluktuationen anhand eines repräsentativen Unterdatensatzes. Für einen Großteil der Daten verbessert sich das Wahrscheinlichkeitsniveau erheblich. Wegen des geringen Energieinhalts der Schauerfluktuationen ist für viele Ereignisse nur eine marginale Änderung festzustellen. Für eine geringe Anzahl von Ereignissen deutet die auftretende Verschlechterung auf eine Fehlzuordnung hin.*

Der kinematische Fit

Ein weiterer wichtiger Punkt jeder Analyse ist, wo immer anwendbar, der kinematische Fit. Die Aufgabe eines solchen Fits besteht darin, möglichst geringe Änderungen an gemessene oder abgeleitete kinematische Teilchenparameter zu finden, so daß die resultierenden Energien und Impulse dem grundlegenden Prinzip der Viererimpulserhaltung genügen. Da der kinematische Fit ein Standardverfahren darstellt und dementsprechend häufig bereits beschrieben wurde (siehe z. B. [52]), soll an dieser Stelle nur insoweit darauf eingegangen werden, wie es die Analyseprozedur betrifft. Hierbei ist insbesondere zu bemerken, daß diese Analyse eine der ersten war, die das kinematische Fit-Programm des Crystal-Barrel-Experiments, CBKFIT [29], für Daten im Fluge benutzte. Hierbei stellte sich heraus, daß die Möglichkeit, Daten im Fluge damit zu bearbeiten, zwar vorbereitet, aber noch nicht optimiert war. Zwei Punkte sind in diesem Zusammenhang für diese Analyse von besonderer Bedeutung:

- Die Anwendung des Fit-Programms auf Hypothesen, die massive Teilchen enthalten, war nicht stabil. Dies hatte zur Folge, daß der Zerfall $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0 0^{-}$, wobei das π^0 direkt detektiert wird und der Pseudoskalar in zwei im Kalorimeter separierbare Photonen zerfällt, nicht kinematisch gefittet werden konnte. Zum einen liegt dies an der geringen Anzahl von Teilchen in diesem Endzustand, zum anderen daran, daß die Behandlung massiver Teilchen noch nicht optimal realisiert war.

	⟶ zunehmend produzierte Masse ⟶ ⟶ entspricht abnehmender Anzahl von Pionen ⟶				
↓	Strahlimpuls [MeV/c]	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$	$\pi^0\eta'$	$\eta\eta$
zunehmende	600	56.1	79.8	-	-
Strahl- &		*34.7*	*10.9*	-	-
Teilchen-	1200	48.5	76.0	80.4	83.6
Energie		*42.3*	*13.4*	*7.9*	*5.0*
↓	1940	40.7	68.8	75.5	78.5
		47.7	*17.2*	*10.4*	*8.8*

Tabelle 3.3: *Verhältnis von 3C- und 4C-Fit Ereignissen. Die obere Zahl gibt jeweils an, welcher Anteil von Ereignissen einem kinematischen Fit mit freiem z-Vertex genügte, die untere den Anteil von Ereignissen, die lediglich mit (bei z = 0 cm) fixiertem Vertex beschreibbar waren. Die Angaben erfolgen in %. 100 % entsprechen jeweils der Anzahl von Ereignissen, die durch Anwendung des neuronalen Netzes zur Split-Off-Erkennung als Vier-Photon-Ereignisse klassifiziert wurden.*

- Für Annihilationen im Fluge ist es eigentlich notwendig, den zunächst unbekannten, nur innerhalb des Targets lokalisierten z-Vertex mitzubeschreiben[15]. Es stellte sich in Monte-Carlo-Studien heraus, daß eine solche Beschreibung auch für offensichtlich gute Daten häufig nicht konvergent war, so daß hierfür ein kinematischer Fit mit im Ursprung (z = 0 cm) fixiertem Vertex verwendet werden mußte. Dieser Effekt trat umso häufiger auf, je leichtere Mesonen produziert worden waren und je höher der Strahlimpuls, d. h. auch der erreichbare Mesonenimpuls, war (s. Tab. 3.3). Hierfür sind mehrere Erklärungen denkbar. Zum einen muß aufgrund der endlichen Länge der Kristalle mit umso größeren Leckverlusten gerechnet werden, je höher die Teilchenenergie wird. Dies ist ein Problem, da zum Zeitpunkt dieser Selektion die kristallabhängigen Energiekorrekturfaktoren noch nicht für Annihilation im Fluge optimiert waren. Zum anderen wird die von der Standard-Software vorgenommene Trennung von Mehr-PED-Clustern umso schwieriger, je näher die Einschlagpunkte der beteiligten Photonen liegen. Dies führt zu größeren Fehlern bei zunehmender Mesonenenergie. Wie aus Monte-Carlo-Studien hervorging, sind jedoch auch diese Ereignisse vollständig detektierte Ereignisse, so daß sie in dieser Analyse berücksichtigt wurden, um eine ausreichende Statistik zu erreichen (s. Tab. 3.4,

[15] Aus dem Prinzip der Viererimpulserhaltung erhält man vier Bedingungsgleichungen. Man spricht demzufolge für den Fall der ausschließlichen Optimierung der kinematischen Parameter des gemessenen Endzustandes von einem 4C-Fit, wobei das C für „Bedingung“, engl. Constraint, steht. Im Fall, daß die z-Komponente des Vertex' mitbeschrieben werden muß, verbleiben drei unabhängige Bedingungsgleichungen, man spricht also von einem 3C-Fit. Im Fall, daß alle drei Vertex-Komponenten, oder drei kinematische Parameter eines fehlenden Teilchens, mitbeschrieben werden, spricht man entsprechend von einem 1C-Fit. Im letztgenannten Fall eines fehlenden Teilchens muß einer der zunächst vier unbestimmten kinematischen Parameter, nämlich der Energie und der drei Impuls-Komponenten des fehlenden Teilchens, durch eine Massenhypothese fixiert werden. Entsprechend kann man durch Kenntnis von Resonanzmassen oder durch meßtechnische Fixierung relevanter Parameter weitere Bedingungsgleichungen in den Fit einbringen. Die Stabilität eines kinematischen Fits ist umso größer, je mehr unabhängige Bedingungsgleichungen existieren.

vgl. auch Abb. 3.6).

Für Ereignisse, bei denen der Annihilationsvertex per Fit bestimmt werden konnte, wurde ein Schnitt bei z = 5 cm vorgenommen. Dieser Schnitt war notwendig, um Ereignisse zu verwerfen, die während der Strahlzeit Juli 1992 in einem schlecht

Strahlimpuls [MeV/c]	600	1200	1940
neutrale Ereignisse	166 366	1 717 128	5 792 683
1. unvollständig detektierte Ereignisse:			
$\pi^0\pi^0$ (fehlendes π^0)	20	-	-
$\pi^0\pi^0$ (fehlendes γ)	44	-	-
2. vollständig detektierte Ereignisse mit einem verschmolzenen π^0:			
3-PED-Ereignisse	9 490	26 920	157 825
4-PED-Ereignisse mit 1 Split-Off	186	6 203	10 378
$\pi^0\pi^0$	-	6 008	30 695
$\pi^0\eta$	-	261	4 714
$\pi^0\eta'$	-	(11)	(175)
3. vollständig detektierte Ereignisse mit vier separierbaren Photonen:			
4-PED-Ereignisse	13 506	105 247	228 971
4-Gamma-Ereignisse	8 473	85 759	142 876
mit freiem z-Vertex gefittet	276	21 505	42 760
mit festem z-Vertex (z = 0) gefittet	79	11 095	20 418
5-PED-Ereignisse	15 155	110 851	323 022
4-Gamma-Ereignisse	6 414	42 996	127 690
mit freiem z-Vertex gefittet	110	12 809	27 767
mit festem z-Vertex (z = 0) gefittet	23	4 706	7 496
$\pi^0\pi^0$	329	32 055	41 846
$\pi^0\eta$	(87)	9 178	24 716
$\pi^0\eta'$	-	(885)	(3 278)
$\eta\eta$	-	1 309	5 208
Gesamtstatistik (Summe aus Punkten 1, 2 und 3):			
$\pi^0\pi^0$	393	38 063	72 541
$\pi^0\eta$	(87)	9 439	29 430
$\pi^0\eta'$	-	(896)	(3 453)
$\eta\eta$	-	1 309	5 208
Integrierte Monte-Carlo-Effizienzen (flache Verteilungen produziert) [%]:			
$\pi^0\pi^0$	71.42	64.87	63.37
$\pi^0\eta$	67.92	63.40	60.61
$\pi^0\eta'$	-	61.27	57.58
$\eta\eta$	-	61.95	57.16

Tabelle 3.4: *Ergebnisse der 0^-0^--Selektion. Die in Klammern gesetzten Zahlen sind der Vollständigkeit halber aufgeführt und sind statistisch zu insignifikant für eine Partialwellenbeschreibung ($\pi^0\eta$ bei 600 MeV/ c) oder benötigen eine sorgfältigere Untergrundabschätzung ($\pi^0\eta'$). Die Bedeutung der einzelnen Punkte wird im Text erläutert.*

funktionierenden Vetozähler reagiert hatten. Aus Konsistenzgründen wurde dieser Schnitt für alle Strahlzeiten vorgenommen.
Im weiteren Verlauf der Selektion wurden Ereignisse aus beiden Fit-Moden gleich behandelt. Da somit die Gesamtzahl aller selektierten Ereignisse zum Teil aus Ereignissen bestand, die nicht kinematisch gefittet waren, nämlich den noch zu behandelnden Ereignissen mit einem verschmolzenen pionischen Schauer, sowie aus zwei Gruppen von Ereignissen, die mit unterschiedlichen Fit-Moden gefittet worden waren, fiel dem kinematischen Fit keine größere Rolle als die eines Selektionsschrittes zu. Um konsistente Datensätze zu erhalten, wurden in allen drei Fällen für die weitere Selektion die originalen Meßdaten verwendet.

Mesonische Cluster

In einer ersten Datensichtung waren diverse Parameter bestimmt worden, deren Werte in Tab. 3.5 gegeben werden, und die im Verlauf der Selektion zum Setzen von Schnitten verwendet wurden.
Ein für die Selektion sehr wichtiger Parameter ist die sogenannte invariante Schauermasse. Ein Photon erzeugt, wie bereits erläutert, im Kalorimeter einen elektromagnetischen Schauer, der sich im Regelfall über mehrere Kristalle erstreckt. Die invariante Masse aller Schauerteilchen ergibt die Masse des Photons, also Null. Ordnet man jedem Kristall des Clusters gemäß seinem Energieeintrag und seiner räumlichen Lage einen Viererimpuls zu, so ergibt die invariante Masse über alle Cluster-Kristalle eine Approximation der Masse des aufschauernden Teilchens. Dieser Wert wird als invariante Schauermasse[16] bezeichnet. Im Fall eines Photons erwartet man also ungefähr Null, im Fall überlappender Schauer zweier Photonen aus einem mesonischen Zerfall ungefähr die Masse des Mesons. Wie sich herausstellt, ist diese Approximation umso ungenauer, je höher die Energie des aufschauernden Teilchens ist.
Ein Problem der Selektion von Ereignissen anhand des Goldhaber-Plots ist der kombinatorische Untergrund. Dieser tritt insbesondere für schlecht gemessene Ereignisse auf und für Ereignisse mit hochenergetischen Mesonen, bei denen die Aufspaltung mesonischer Cluster in Einzel-PEDs große zusätzliche Fehler in den Teilchenparametern induziert. Um dieses Problem zu umgehen, wurde auch für Ereignisse, die sich vollständig in vier Photonen aufspalten ließen, die Information genutzt, die in verschmelzenden mesonischen Clustern steckt. Hierzu wurden die in Tab. 3.5 gelisteten Parameter verwendet. Bei allen betrachteten Strahlimpulsen treten Pionen mit ausreichenden Energien auf, um im Kalorimeter die Signatur eines Zwei-PED-Clusters zu erzeugen. Pionische Ein-PED-Cluster werden nur bei 1200 und 1940 MeV/c Strahlimpuls beobachtet. Die schwereren η-Mesonen erreichen ausreichende Energien, um ein zusammenhängendes Cluster zu erzeugen, lediglich bei 1940 MeV/c, wobei diese Cluster in zwei PEDs separierbar bleiben.

[16] im folgenden kurz „Schauermasse“

Strahlimpuls	[MeV/c]	600	1200	1940
Parameter des Gesamtereignisses				
Energie	μ [MeV]	-	2393.	2998.
	σ [MeV]	-	78.	75.
Impuls	μ [MeV/c]	-	1164.	1895.
	σ [MeV/c]	-	72.	74.
Invariante 2-Photon Massen				
$\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$	μ [MeV/c^2]	133.	132.	133.
	σ [MeV/c^2]	13.	14.	16.
$\eta \longrightarrow \gamma\gamma$	μ [MeV/c^2]	541.	539.	537.
	σ [MeV/c^2]	21.	21.	24.
$\eta' \longrightarrow \gamma\gamma$	μ [MeV/c^2]	-	938.	935.
	σ [MeV/c^2]	-	30.	33.
Schauermassen für pionische Cluster				
1-PED-Cluster	μ [MeV/c^2]	-	152.	172.
	σ [MeV/c^2]	-	18.	30.
2-PED-Cluster	μ [MeV/c^2]	150.	156.	171.
	σ [MeV/c^2]	13.	16.	21.
Schauermassen für η-Cluster				
2-PED-Cluster	μ [MeV/c^2]	-	-	558.
	σ [MeV/c^2]	-	-	29.

Tabelle 3.5: *Aus Meßdaten gewonnene Parameter, die in der Selektion verwendet wurden. Daß die gefundenen Mesonenmassen umso weniger mit ihren Nominalmassen [45] übereinstimmen je größer die Mesonenmasse ist, läßt sich dadurch erklären, daß die verwendeten Energiekorrekturkonstanten noch nicht für Daten im Fluge optimiert waren, auf die Pion-Masse jedoch kalibriert wurde. Die Abweichung ist umso größer, je höher der Strahlimpuls ist. Die mangelnde Optimierung spiegelt sich auch in der gefundenen Gesamtenergie wieder. Unabhängig davon ist hierbei die Beobachtung von Interesse, daß die Masse von aus zwei Photonen rekonstruierten Mesonen wie physikalisch erwartet im Rahmen der erwähnten Ungenauigkeiten nicht vom Strahlimpuls abhängt, die Schauermassen sich jedoch monoton steigend mit der Energie verhalten. Dieser Punkt wird in der $0^-\omega$-Selektion ausgenutzt werden.*

Selektion unvollständig gemessener Ereignisse

Der Kanal p̄p $\longrightarrow \pi^0\pi^0$ bei 600 MeV/c nimmt im Hinblick auf die Rekonstruktion unvollständiger Ereignisse eine gewisse Sonderstellung ein. Zum einen war die mit den zum Zeitpunkt dieser Selektion vorliegenden Daten erreichbare Statistik gerade groß genug, daß ein Partialwellenfit aussichtsreich schien, eine Verbesserung der Statistik somit unbedingt wünschenswert. Zum anderen liegen die bei einem Strahlimpuls von 600 MeV/c auftretenden Photonenenergien in Bereichen, die von den in Ruhe optimierten Energiekorrekturkonstanten gerade noch abgedeckt werden. Drittens bestand der Datensatz zu diesem Strahlimpuls aus mit lediglich Minimalanforderungen aufgezeichneten Ereignissen. Diese beinhalten eine sehr niedrige

Gesamtenergieschwelle, so daß Ereignisse mit verlorenen Teilchen tatsächlich auf Band aufgezeichnet vorlagen. Die Beobachtung, daß die mit Hilfe von „missing particle“-Techniken rekonstruierten Ereignisse genau in den Winkelbereichen gefunden wurden, wo sie erwartet wurden, rechtfertigte die Hinzunahme dieser Ereignisse zur Selektion (s. Tab. 3.4, Punkt 1).

Selektion vollständig detektierter Ereignisse mit vier separierbaren Photonen

Der Datensatz aus Vier-Photon-Ereignissen (vgl. Abb. 3.5) wurde nun für jeden Strahlimpuls in drei Unterdatensätze aufgeteilt:

- **Ereignisse mit zwei Zwei-Photon-Clustern**; aus diesen wurden durch Fenster mit einer Breite von 8σ um die gemessenen Schauermassen $\pi^0\pi^0$-, $\pi^0\eta$- und $\eta\eta$-Ereignisse selektiert.
- **Ereignisse mit einem Zwei-Photon-Cluster**; aus diesen Clustern wurden wiederum durch Fenster mit einer Breite von 8σ pionische und η-Cluster selektiert und gefordert, daß die invariante Masse des Rückstoßsystems innerhalb eines Fensters mit einer Breite von 6σ um die π^0-, η bzw. η'-Masse liegt.
- **die restlichen Ereignisse**; aus diesen wurden die interessierenden Kanäle über elliptische Schnitte mit 3σ-Halbachsen aus dem Goldhaber Plot selektiert. Auch die in den beiden ersten Schritten verworfenen Ereignisse wurden zu diesem Selektionsschritt zugelassen, um Ereignisse für die Selektion zu bewahren, in denen Zwei-PED-Cluster durch Zufallskoinzidenz aus nicht zusammengehörigen Photonen entstanden waren.

Bei den ersten beiden Punkten tritt nur der erwähnte Untergrund aus Zufallskoinzidenzen auf. Um den kombinatorischen Untergrund bei Punkt drei möglichst gering zu halten, wurden zunächst alle $\pi^0\pi^0$-Ereignisse selektiert, aus den verbleibenden Ereignissen die $\pi^0\eta$-Ereignisse, danach die $\eta\eta$-Ereignisse und danach die $\pi^0\eta'$-Ereignisse. Diese Reihenfolge ergibt sich einerseits aus der Beobachtung, daß Kanäle mit leichten Mesonen eher Untergrund an der Stelle von Kanälen mit schwereren Mesonen erzeugen als umgekehrt (vgl. Abb. 3.3.d - f), andererseits aus der Häufigkeit des Auftretens der betreffenden Zerfallskanäle. So ist $\pi^0\eta'$ von den betrachteten Zerfallskanälen in ihrem Zwei-Photon-Zerfallsmodus sowohl der „schwerste“ (zusammen mit $\eta\eta$) als auch der seltenste, so daß aus diesem Kanal auch der geringste Untergrund erwartet werden kann.
Die Anzahl selektierter und rekonstruierter Ereignisse mit vier separierbaren Photonen wird in Tab. 3.4, Punkt 3, gegeben.

Selektion vollständig detektierter Ereignisse mit einem verschmolzenen π^0

Ein weiterer wichtiger Punkt der Selektion sind die $0^-\pi^0$-Ereignisse, in denen das π^0 zu einem PED verschmolzen ist (vgl. Abb. 3.6). Da im Laufe der noch zu beschreibenden $0^-\omega$-Selektion eine effektivere Methode zur Erkennung dieser Cluster entwickelt

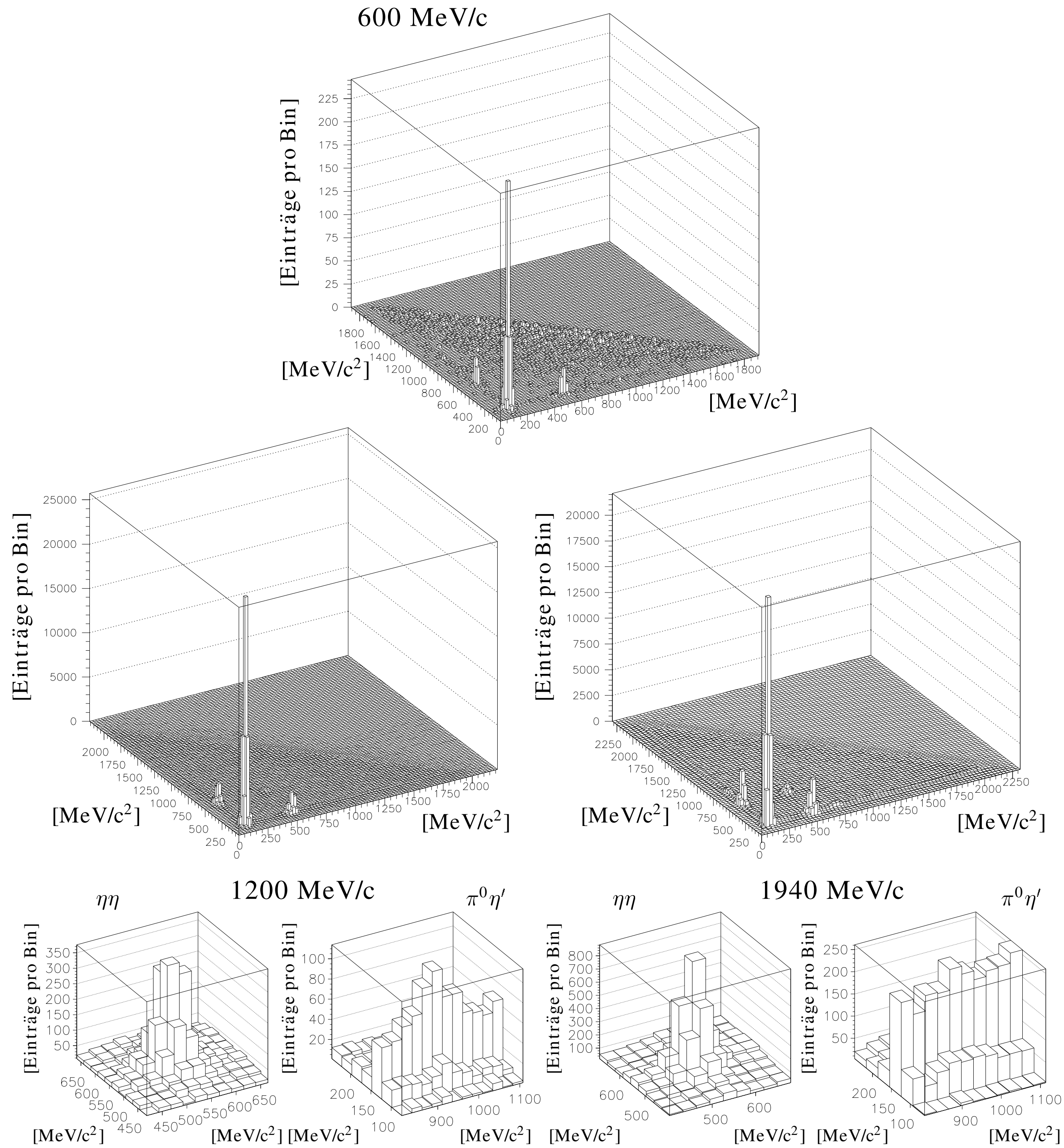


Abbildung 3.5: *Goldhaber-Darstellung von Daten-Ereignissen mit vier auflösbaren Photonen. Aufgetragen ist jeweils die invariante Masse eines Photonen-Paares gegen die invariante Masse des dagegen rückstoßenden Photonen-Paares. Zu erkennen sind deutlich die Kanäle $\pi^0\pi^0$ und $\pi^0\eta$. In den Ausschnittvergrößerungen werden die Kanäle $\eta\eta$ bei 1200 und 1940 MeV und schwach der Kanal $\pi^0\eta'$ bei 1200 MeV erkennbar. Für 1940 MeV ist in diesem Selektionsstadium der Untergrund unter dem Kanal $\pi^0\eta'$ noch sehr stark.*

wurde (s. Anhang A), wird an dieser Stelle nur sehr kurz auf die für die 0^-0^--Selektion verwendeten Schnitte eigegangen. Dieser Ereignis-Typ tritt bei einem Strahlimpuls von 600 MeV/c selten auf, da hier die Pionen im Laborsystem zu niederenergetisch

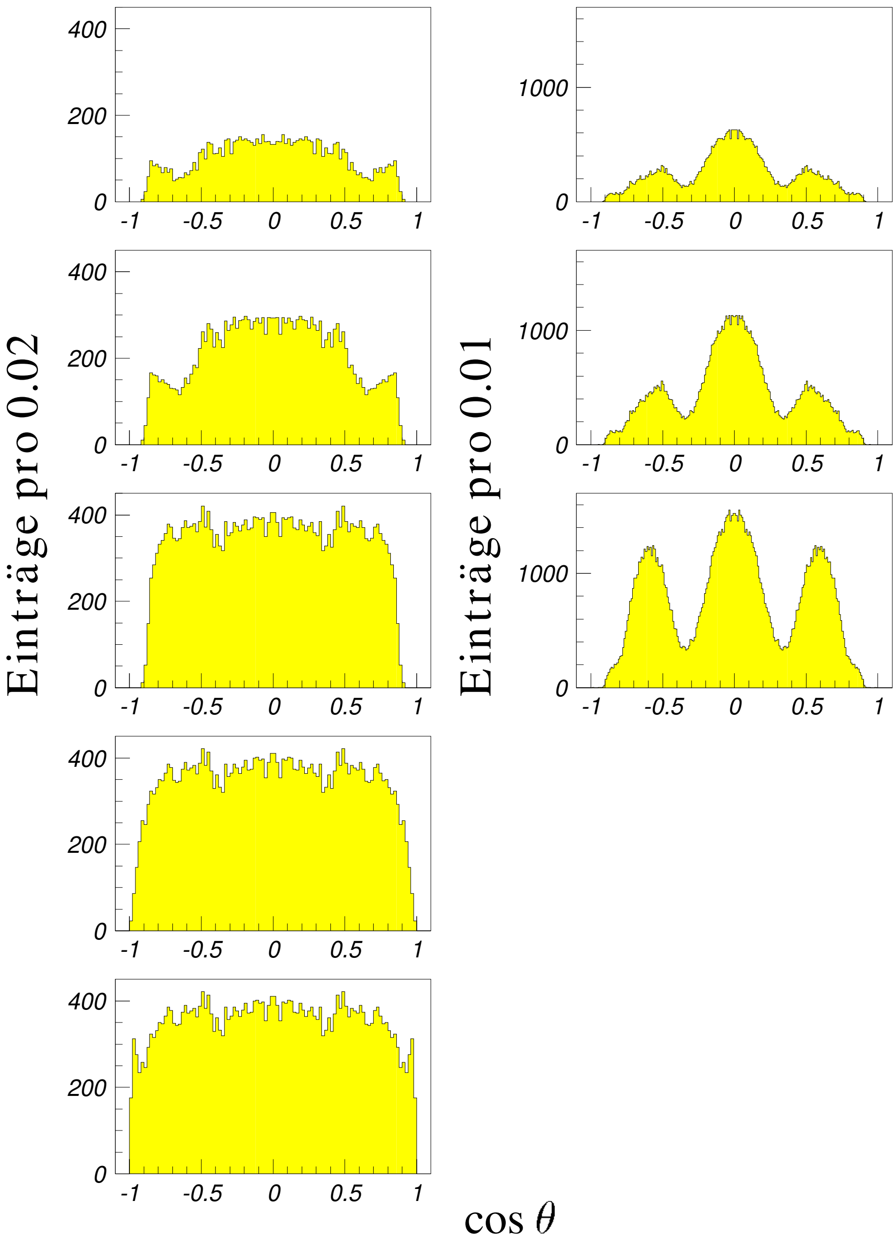


Abbildung 3.6: *Bedeutung der wichtigsten Selektionsschritte für die Winkelverteilungen am Beispiel $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\pi^0$ bei 1940 MeV/c. Die linke Spalte zeigt die Entwicklung der Rekonstruktion der ursprünglich flachen Monte-Carlo-Winkelverteilung, wobei die in jeder Bildzeile hinzukommenden Verteilungen auf die bestehende aufaddiert werden. Die rechte Spalte zeigt die gleichen Schritte für Meßdaten. Die letzten beiden Schritte waren wegen der im Text beschriebenen Probleme für Meßdaten nicht möglich. Die Bildzeilen enthalten: 1. Ereignisse, die einem Fit mit freiem z-Vertex genügten, 2. plus Ereignisse, die nur einem Fit mit fixiertem Vertex genügten, 3. plus Ereignisse, die ein 1-PED-π^0 enthalten, 4. plus Ereignisse, bei denen ein Photon nicht detektiert wurde und 5. plus Ereignisse, bei denen ein π^0 nicht detektiert wurde.*

sind. Da keine ausreichende Unterdrückung des Untergrundes unter dieser geringen Datenstatistik erreicht werden konnte, wurde für diesen Strahlimpuls auf eine Selektion dieses Ereignis-Typs verzichtet. Für die anderen Strahlimpulse wurde gefordert, daß ein Cluster innerhalb eines 3σ-Fensters[17] um die in Tab. 3.5 gegebene mittlere Masse eines pionischen 1-PED-Clusters liegt. Für das Rückstoßsystem wurden zwei PEDs gefordert, deren invariante Masse in einem 3σ-Fenster um die π^0- oder η- oder η'-Masse lagen, unabhängig davon, ob es sich um ein Zwei-PED-Cluster oder zwei Ein-PED-Cluster handelte. Diese zwei Schnitte waren noch nicht ausreichend, um den Untergrund zufriedenstellend zu unterdrücken. Um insbesondere den Untergrund aus unvollständig gemessenenen Ereignissen zu unterdücken[18], wurden folgende Schnitte vorgenommen:

- es wurde ein 4σ-Fenster um die Gesamtenergie des Ereignisses gesetzt
- für 1200 MeV/c wurde zusätzlich der gemessene Gesamtimpuls des Ereignisses auf das Intervall zwischen 900 MeV/c und 1300 MeV/c beschränkt

Um den Untergrund aus photonischen Clustern, die aufgrund schlechter Messung eine Schauermasse im Bereich der Pion-Masse erhalten können, zu unterdrücken, wurde zusätzlich gefordert, daß die Schauermasse des pionischen Clusters nicht kleiner als 130 MeV/c^2 sein darf.
Die Anzahl selektierter und rekonstruierter Ereignisse mit einem verschmolzenen Pion wird in Tab. 3.4, Punkt 2, gegeben.

Untergrundabschätzung für die Kanäle $\pi^0\pi^0$, $\pi^0\eta$ und $\eta\eta$

Die im Vergleich mit anderen Kanälen überraschend hohe Monte-Carlo-Effizienz (s. Tab. 3.4) der Selektion resultiert im wesentlichen daraus, daß hierfür Ereignisse zugelassen wurden, die lediglich einem kinematischen Fit mit fixiertem Vertex genügten.
Diese Verfahrensweise war nur deshalb möglich, da der Untergrund unter den betrachteten Kanälen gering ist. Kanäle mit geringerer Photon-Multiplizität als vier, wie z. B. $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\gamma$ sind extrem rar und deshalb zu vernachlässigen, ebenso Kanäle mit vier Photonen, die nicht aus 0^-0^- stammen, wie z. B. $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0 f_0(980)$ mit $f_0(980) \longrightarrow \gamma\gamma$ (Verzweigungsverhältnis: 1.19×10^{-5}).
Ein Hauptuntergrund ist aus Ereignissen mit fünf Photonen im Endzustand zu erwarten, die aus $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega$ mit $\omega \longrightarrow \pi^0\gamma$ resultieren. Für 10000 Ereignisse vom Typ $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$ bei 1200 MeV/c ergaben sich 31 Untergrundereignisse in $\pi^0\pi^0$, ebenfalls 31 Untergrundereignisse in $\pi^0\eta$ und 16 Untergrundereignisse in $\eta\eta$. Der Untergrund aus jeweils anderen 0^-0^--Kanälen liegt nach Monte-Carlo-Abschätzungen im Promille-Bereich.
Da somit die Daten eine ausreichende Reinheit aufwiesen, wurde eine Analyse ihres physikalischen Inhalts vorgenommen. Die gefundenen Winkelverteilungen und ihre Beschreibungen werden in Kap. 4 vorgestellt. Wie sich herausstellte, enthält jedoch der eine observable Winkel im 0^-0^--System nicht genügend Information, um die Zielsetzung dieser Arbeit zu verwirklichen. Dies läßt sich jedoch für die Zerfallskanäle vom Typ $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega$ erwarten, deren Selektion im nächsten Kapitel beschrieben wird.

[17] In diesem Unterdatensatz ist ein größerer und schlechter zu beschreibender Untergrund zu erwarten als in der restlichen Selektion. Daher wurde hierfür ein kleineres Fenster gewählt.

[18] ich möchte noch einmal daran erinnern, daß ein kinematischer Fit dieser Ereignisse nicht möglich war

3.2.4 Mögliche Verbesserungen

Im Verlauf der Analyse der $0^{-}\omega$-Kanäle wurden Erkenntnisse gewonnen und Techniken erarbeitet, die auch für die $0^{-}0^{-}$-Selektion von Nutzen wären. Diese Punkte seien kurz zusammengefaßt:

- Statistik
  - Inzwischen liegt zu allen Strahlimpulsen, insbesondere für 600 MeV/c, eine deutlich verbesserte Datenstatistik vor, was die Stabilität der Datenbeschreibung verbessern würde[19].
- Programmtechnische Möglichkeiten
  - Seit der Durchführung der hier beschriebenen Selektion sind Verbesserungen am Monte-Carlo-Programm vorgenommen worden, so daß die Erstellung eines neuen Monte-Carlo-Datensatzes sinnvoll ist.
  - Zur Erkennung von zu einem PED verschmolzenen pionischen Schauern liegt inzwischen eine effizientere Methode vor, die in der $0^{-}\omega$-Selektion verwendet wurde (s. Anhang A). Eine weitere Verbesserung sollte durch die Anwendung eines neuronalen Netzes zur Erkennung erreichbar sein.
  - In dieser Selektion wurde für alle betrachteten PED-Multiplizitäten das verwendete neuronale Netz auf maximale Unterdrückung elektromagnetischer Schauerfluktuationen eingestellt. Es ist denkbar, daß infolge des Untergrundverhaltens durch eine unterschiedliche Einstellung für Vier-PED-Ereignisse und Ereignisse höherer Multiplizität eine Selektionsverbesserung zu erreichen ist.
  - Es existiert inzwischen eine deutlich verbesserte Version des kinematischen Fits. Insbesondere wurde der Fit für die Anwendung auf Daten im Fluge optimiert.
  - Wie die Ergebnisse der Datenbeschreibung zeigen, wird tatsächlich ein großer Anteil der Ereignisse mit wenigen leichten Mesonen aufgrund von Teilchenverlust nicht erkannt (vgl. auch Abb. 3.6). Da inzwischen die Energiekorrekturkonstanten auch für im Fluge erreichbare Energien optimiert wurden, könnte es sinnvoll sein, erneut eine „missing particle"-Analyse zu versuchen, um die Kenntnis der strahlachsennahen Bereiche der Winkelverteilungen zu verbessern. Insbesondere wurden auch bei erneuter Durchsicht des Datenmaterials Kombinationen von Parametern (Gesamtenergie, Gesamtimpuls, „Gesamtmasse" und „Gesamtwinkel" des detektierten Teilereignisses) gefunden, die im Hinblick auf eine „missing particle"-Analyse vielversprechend scheinen. Das Problem, daß der Großteil der Daten im Fluge mit einer hohen Schwelle auf die Ereignis-Gesamtenergie aufgenommen wurde, bleibt hiervon unberührt.

[19] siehe hierzu die Auflistung der für die $0^{-}\omega$-Selektion verwendeten Daten

3.3 $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p} \longrightarrow 0^{-}\omega$

3.3.1 Die Datensätze

Für diese Selektion lagen zum Teil deutlich vergrößerte Datensätze zu 600 MeV/c, 1200 MeV/c und 1940 MeV/c vor (Tab. 3.6). Da inzwischen eine gute Statistik an neutralen Daten bei 600 MeV/c genommen worden war, wurde der für die $0^{-}0^{-}$-Analyse zugrundegelegte minimum bias Datensatz nicht verwendet. Da auch die Statistik zu 1200 MeV/c und 1940 MeV/c verbessert wurde, wurden die Rohdaten einer strengeren Vorselektion im Sinne eines Verwerfens von Daten schlechterer Qualität oder ungünstigeren Triggern unterzogen. Während der Strahlzeit im August 1994 waren auch Daten mit einem sogenannten „mixed trigger“ genommen worden, der neben vollständig neutralen Ereignissen auch solche mit zwei geladenen Teilchen anreichern sollte. Der Anteil neutraler Ereignisse dieser Daten wurde ebenfalls verwendet.

Strahlimpuls [MeV/c]	Strahlzeit	Trigger	Ereignisanzahl total	Ereignisanzahl nur neutrale
600	April/May 1993	0 prong	2 801 862	2 266 054
1200	Dezember 1991	0 prong	1 574 307	1 502 350
	Juli 1992	0 prong	1 409 025	1 321 896
	April/May 1993	0 prong	8 690 455	7 315 274
	August 1994	0 prong	1 414 995	1 081 728
		Σ	13 088 782	11 221 048
1940	Juli 1992	0 prong	6 945 965	5 590 895
	August 1994	0 prong	3 263 167	2 527 387
	August 1994	mixed	440 695	440 695
		Σ	10 649 827	8 558 977

Tabelle 3.6: *Daten für die $0^{-}\omega$-Selektion. Der Eintrag für die totale Ereignisanzahl des „mixed“-Triggers bezieht sich auf den erst nach der Datennahme („off-line“) extrahierten Satz an 0-prong-Daten und ist deshalb identisch mit der Anzahl von Daten in der „nur neutrale“-Spalte.*

3.3.2 Die Selektion

Multiplizitäten vollständig gemessener Ereignisse

Somit lagen für diese Selektion zu allen betrachteten Strahlimpulsen Datensätze vor, die bereits während der Datenaufnahme auf nur neutrale Zerfallskanäle getriggert worden waren. Ein letzter Untergrund von Ereignissen mit „on line“ nicht erkannten Spuren geladener Teilchen wurde in einem ersten Selektionsschritt verworfen. Das Resultat dieses Schnittes zeigt Tab. 3.6.
Bevor die tatsächliche Selektion behandelt wird, werden noch einmal die Eingangsüberlegungen aus Kap. 3.2 aufgegriffen und diskutiert, inwieweit sie für Kanäle vom Typ $0^-\omega$ relevant sind.
Diese Selektion umfaßt die drei Kanäle

- $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$
- $\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$
- $\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega$

Analog zur 0^-0^--Selektion wurde hierbei nur der neutrale Omega-Zerfall $\omega \longrightarrow \pi^0\gamma$ und für alle beteiligten pseudoskalaren Mesonen nur der Zerfallsmodus $0^- \longrightarrow \gamma\gamma$ betrachtet (vgl. Abb. 3.7). Ein $0^-\omega$-Ereignis in diesem Sinn resultiert also in einem Fünf-Photonen-Endzustand und weist drei observable Winkel auf,

- den $\bar{p}p$-Zerfallswinkel bzw. ω-Produktionswinkel,
- den ω-Zerfallswinkel und den
- Winkel zwischen den zwei Zerfallsebenen (Treiman-Yang-Winkel).

Aus den bereits im Kapitel über die 0^-0^--Selektion erwähnten Gründen wurde auf eine Betrachtung von Ereignissen mit fehlenden Teilchen verzichtet.
Ein $\pi^0\omega$-Ereignis enthält zwei neutrale Pionen. Ein vollständig detektiertes $\pi^0\omega$-Ereignis kann somit auch in einem Drei-PED-Ereignis resultieren, wenn beide Pionen ausreichend Energie besitzen, daß ihre Zerfallsphotonen zu einem PED verschmelzen. Analog zur Vorgehensweise in der 0^-0^--Selektion wurde jedoch maximal ein derart verschmolzenes Pion zugelassen. Die minimale zugelassene PED-Multiplizität betrug somit vier.
Auf der anderen Seite können natürlich auch für diesen Ereignis-Typus elektromagnetische Split-Offs und rauschende Kristalle zu einer beliebig hohen PED-Multiplizität führen. Im Verlauf dieser Selektion wurden zunächst Ereignisse mit bis zu fünf zusätzlichen PEDs zugelassen, um eine möglichst große Anzahl von Ereignissen zu erkennen und zu reparieren (Tab. 3.7, Punkt 1).
Wie bereits in der 0^-0^--Selektion beobachtet, war jedoch auch für die $0^-\omega$-Kanäle der Untergrund in Ereignissen mit zusätzlichen PEDs deutlich erhöht, so daß in einem späteren Selektionsschritt alle Ereignisse mit höherer PED-Multiplizität verworfen wurden (Tab. 3.7, Punkte 8.c, 9.c, 10.c). Der Grund für diese Untergrundanreicherung liegt darin, daß die Häufigkeit von Ereignissen mit mehr als fünf Photonen im

	Strahlimpuls [MeV/c]	600	1200	1940
	neutrale Ereignisse	2 266 054	10 923 847	8 558 977
allgemeine Selektion	Schnitte auf Multiplizitäten			
	1. PED-Multiplizität ($4 \leq N_{\mathrm{PEDs}} \leq 10$)	1 608 966	8 431 557	6 044 919
	2. π^0- und η-Multiplizitäten	1 603 230	8 315 659	5 916 326
	3. γ-Multiplizität (neuronales Netz)	250 224	1 222 317	839 153
	Kinematischer Fit			
	4. Endzustand (5γ bzw. $\pi^0\gamma\gamma\gamma$)	75 121	381 910	181 858
	5. $\pi^0 0^- \gamma$ ($0^- = \pi^0$, η oder η')	59 146	327 784	160 049
	6. $\omega\gamma\gamma$	33 515	170 466	73 710
	7. Vertex	31 920	163 245	63 790
kanalspezifische Selektion	8. $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p} \longrightarrow \pi^0\omega$			
	a. Konsistenz von $\pi^0\pi^0\gamma$ und $\omega\gamma\gamma$	12 486	64 716	28 485
	b. Konsistenz mit Mesonerkennung	12 462	64 340	27 989
	c. keine Schauerfluktuation (max. 5 PEDs)	8 183	41 663	17 320
	9. $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p} \longrightarrow \eta\omega$			
	a. Konsistenz von $\pi^0\eta\gamma$ und $\omega\gamma\gamma$	5 421	20 029	7 051
	b. Konsistenz mit Mesonerkennung	4 875	17 667	6 102
	c. keine Schauerfluktuation (max. 5 PEDs)	3 269	11 283	3 660
	d. kein verschmolzenes π^0 („1-PED-π^0“)	3 269	11 222	3 434
	e. Schnitt auf ω-Zerfallswinkel	2 880	9 732	3 032
	10. $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p} \longrightarrow \eta'\omega$			
	a. Konsistenz von $\pi^0\eta'\gamma$ und $\omega\gamma\gamma$	1 964	zu geringe Statistik	
	b. Konsistenz mit Mesonerkennung	670	bei zu hohem	
	c. keine Schauerfluktuation (max. 5 PEDs)	393	Untergrund	
	d. kein verschmolzenes π^0 („1-PED-π^0“)	393		
	Überblick über selektierte Gesamtstatistik			
	$\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p} \longrightarrow \pi^0\omega$	8 183	41 663	17 320
	5 PEDs	8 181	40 898	14 263
	4 PEDs	2	765	3 057
	$\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p} \longrightarrow \eta\omega$ (5 PEDs)	2 880	9 732	3 032
	$\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p} \longrightarrow \eta'\omega$ (5 PEDs)	393	zu geringe Statistik	

Tabelle 3.7: *Wichtigste Selektionsschritte und Ergebnisse der $0^-\omega$-Selektion. Die einzelnen Schritte werden im Text erläutert.*

Endzustand deutlich größer als die Häufigkeit der hier betrachteten Fünf-Photonen-Endzustände ist. Die häufigsten PED-Multiplizitäten liegen strahlimpulsabhängig zwischen sechs und acht. Der Hauptuntergrund unter Fünf-Photon-Ereignissen besteht aus Ereignissen, in denen drei pseudoskalare Mesonen und hieraus sechs Photonen im Endzustand auftreten.
In dieser Selektion wurden Daten aus mehreren Strahlzeiten verwendet. Wie bereits im Kapitel über die 0^-0^--Selektion ausgeführt, wird durch die Verwendung unterschiedlicher Vetozähler und unterschiedlicher Trigger-Konfigurationen während der verschiedenen Strahlzeiten die Bedeutung der „pile up“-Kennzeichnung unein-

heitlich und somit fragwürdig. Aus Konsistenzgründen wurden somit auch als „pile up“ gekennzeichnete Ereignisse für die Selektion zugelassen. Gemäß ihrer Entstehung ist damit zu rechnen, daß tatsächliche „pile up“-Ereignisse, d. h. Ereignisse, in denen Energiedepositionen von zwei Annihilationsprozessen überlappen, in höheren Multiplizitäten zu finden sind, sowie im Bereich erhöhter Ereignisenergie. Wegen der großen Selektivität des kinematischen Fits auf die Gesamtenergie wird für diese Selektion davon ausgegangen, daß die mögliche Kontamination der Daten durch echte „pile up“ Ereignisse unkritischer ist als die Inkonsistenzen, die durch ein Verwerfen derselben entstünden.
Zur Erkennung mesonischer Cluster wurde eine Parametrisierung der Energieabhängigkeit der Schauermasse vorgenommen, die in Anhang A beschrieben wird. Bei den bisher mit dem Crystal-Barrel-Detektor vermessenen Strahlimpulsen erreichen π^0- und η-Mesonen ausreichende Energien, um ein einziges Cluster zu erzeugen. Ein Ereignis vom Typ $0^-\omega$ kann also maximal zwei Pionen *oder* ein Pion und ein η-Meson aufweisen. Ereignisse mit höherer Pion- und η-Multiplizität wurden verworfen (Tab. 3.7, Punkt 2).
Um eine größere Flexibilität in der Datenselektion zu erreichen, wurde das verwendete neuronale Netz zur Erkennung elektromagnetischer Split-Offs nicht wie bei der 0^-0^--Selektion auf maximale Split-Off-Unterdrückung eingestellt. Statt dessen wurde der kontinuierliche Rückgabewert des Netzes als Selektionsparameter verwendet. Dieser Rückgabewert stellt eine skalare Funktion der Eingabegrößen dar, mit deren Hilfe die Unterschiede von photonischen und Split-Off-PEDs charakterisiert werden. Bei dem verwendeten Netz nimmt dieser Rückgabewert im Sinne einer Wahrscheinlichkeits-Analogie Werte zwischen Null und Eins an. Im Sinn der gewünschten Klassentrennung bedeuten hierbei Werte nahe „Null“ Split-Off-Erkennung und Werte nahe „Eins“ Photon-Erkennung.
Bei tatsächlicher Trennbarkeit zweier Eingabeklassen erwartet man die beste Klassentrennung an der Stelle der größten Steigung des Rückgabewerts, der gemäß der für das Netz verwendeten Sigmoid-Funktionen bei einem Wert von 0,5 liegt. Nachdem eine testweise Variation des Schnittwertes in einem Bereich um 0,5 keine signifikante Änderung des Selektionsergebnisses ergab, was auf gute Trennbarkeit der betrachteten Klassen hindeutet, wurde 0,5 als Schnittwert gewählt (Tab. 3.7, Punkt 3).

Der kinematische Fit

Wie sich herausstellte, war die verwendete verbesserte Version des kinematischen Fits in der Lage, die für ein $0^-\omega$-Ereignis möglichen Ereignistypen

1. $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega \longrightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma\gamma$
2. $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega$, $0^- \longrightarrow \gamma\gamma$, $\omega \longrightarrow \pi^0\gamma$, π^0 als 1 PED detektiert
3. $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$, $\omega \longrightarrow \gamma\gamma\gamma$, π^0 als 1 PED detektiert

mit freiem Vertex zu beschreiben. Auf diese Typ-Numerierung wird im folgenden Text Bezug genommen.
Um die Datenqualität zu erhöhen und insbesondere Untergrundereignisse zu verwerfen (s. Abb. 3.8), wurde die Konvergenz mit einer Wahrscheinlichkeit größer als

600 MeV/c

1200 MeV/c

1940 MeV/c

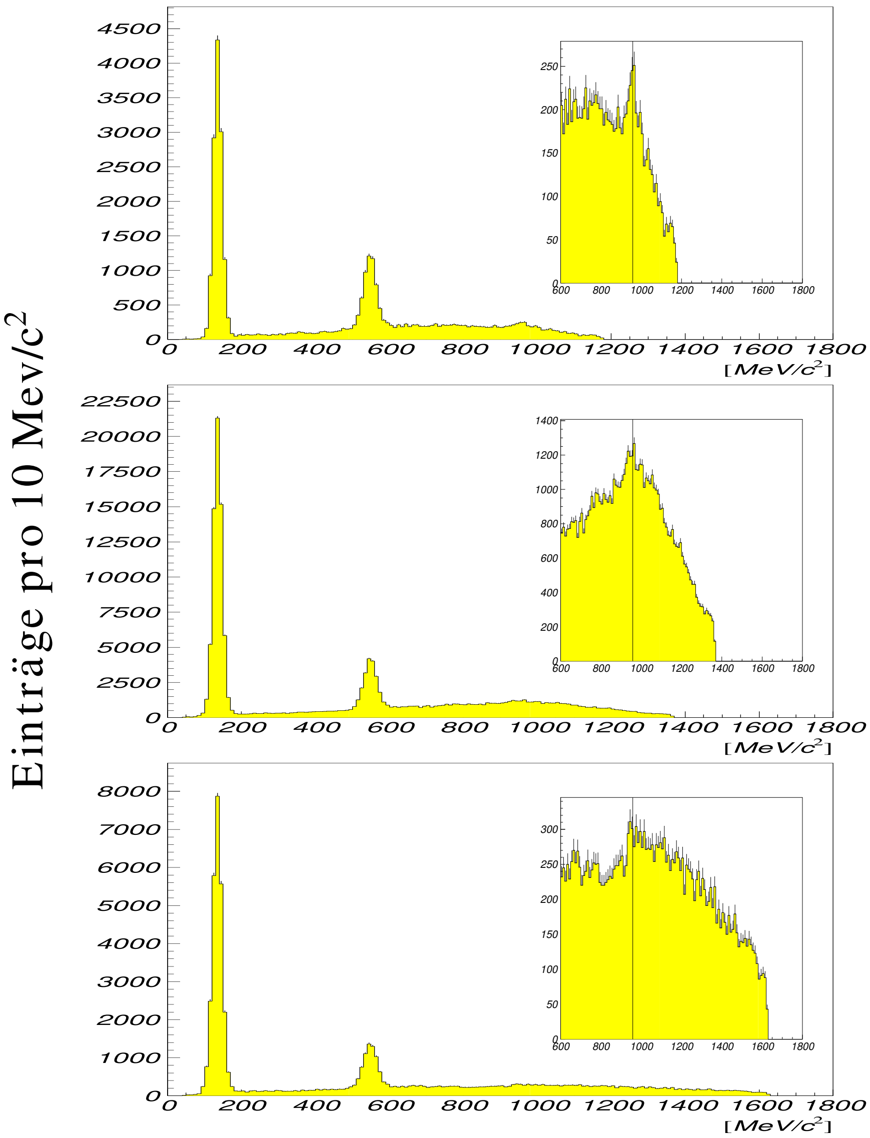


Abbildung 3.7: *Invariante Masse des $\gamma\gamma$-Paares des $\omega\gamma\gamma$-Fits. Deutlich zu erkennen sind die π^0- und η-Meson, schwach im Detailausschnitt das η'-Meson. Die Darstellung bezieht sich auf das Selektionsstadium vor dem Schnitt auf die Fit-Konsistenz. Nach diesem Schnitt verbleiben lediglich die mesonischen Strukturen zusammen mit dem kinematisch nicht unterscheidbaren Untergrund.*

1 % sowohl des sogenannten Phasenraum-Fits als auch von Fits mit zusätzlichen Bedingungen in Form von Massenhypothesen (sogenannte „higher constraint“ Fits) gefordert (Tab. 3.7, Punkte 4 - 6). Unter Phasenraum-Fit ist hierbei der gemessene Endzustand, das heißt entweder der Fünf-Photon-Endzustand oder der Zustand mit drei gemessen Photonen und einem direkt detektierten pionischen Cluster zu verstehen.

In einer ersten Datensichtung waren die gefundenen Vertices strahlzeitabhängig gefittet worden. Die resultierenden Parameter sind in Tab. 3.8 gegeben. Diese wurden verwendet, um Ereignisse zu verwerfen, deren Ursprungsvertex außerhalb des Targets lag. Korrekt wird die Verteilung des z-Vertex durch eine Faltung der durch die Targetgeometrie gegebenen Kasten-Funktion mit einer Gauß-Funktion für die

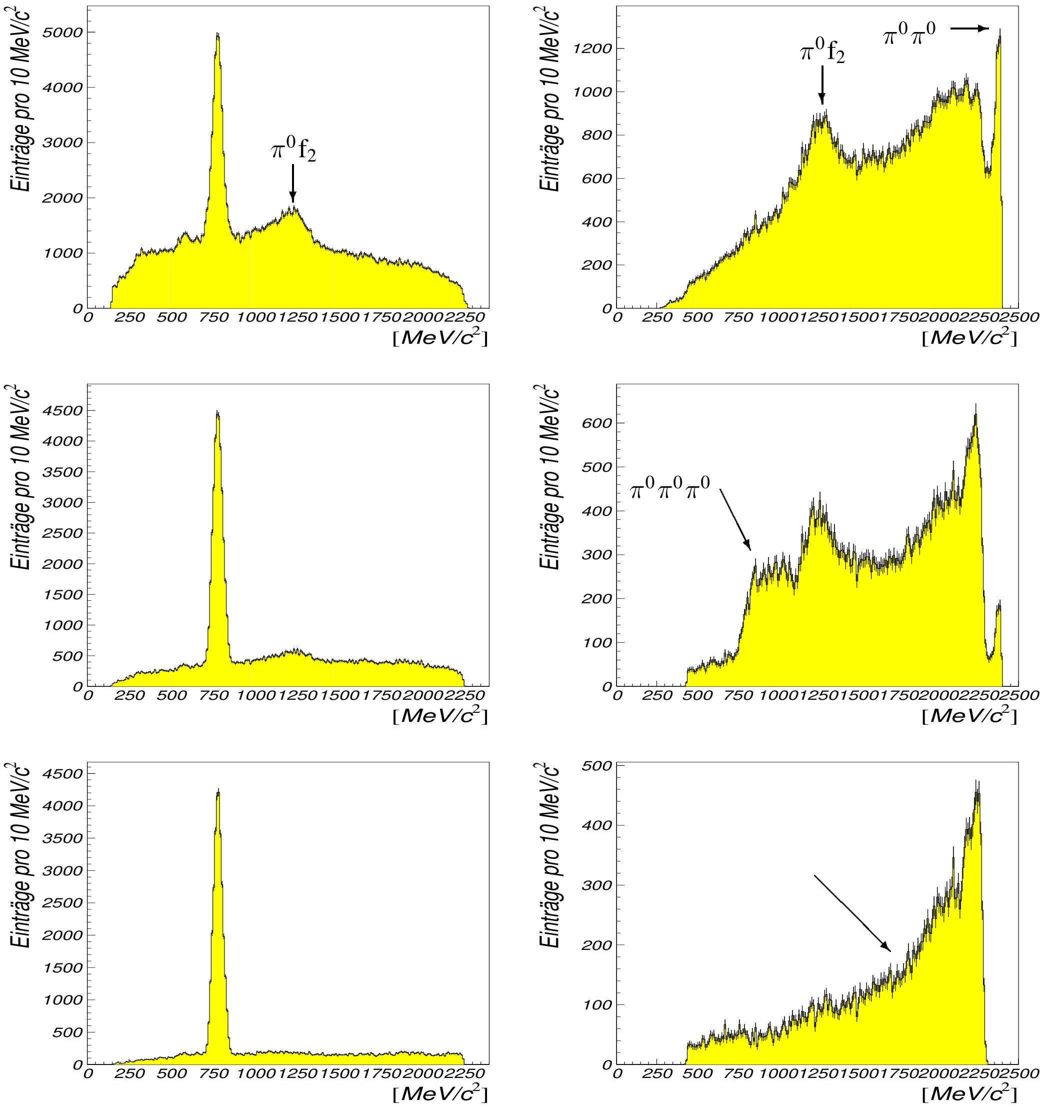


Abbildung 3.8: *Kontrollspektren zur $0^-\omega$-Selektion am Beispiel des Kanals $\pi^0\omega$ bei 1940 MeV/ c. Die linke Spalte zeigt das $\pi^0\gamma$-Spektrum (2 Einträge pro Ereignis), die rechte Spalte das $\pi^0\pi^0$-Spektrum (1 Eintrag pro Ereignis). Die erste Zeile zeigt die Spektren nach Konvergenz des $\pi^0\pi^0\gamma$-Fits, die zweite Zeile nach allen Schnitten außer der Fit-Konsistenz und die dritte Zeile nach Forderung der Fit-Konsistenz. Es sind die Untergründe aus $\pi^0 f_2$, $\pi^0\pi^0\pi^0{}_{\text{nichtresonant}}$ und $\pi^0\pi^0$ zu erkennen sowie ihre Reduktion im Verlauf der Selektion. Als Indiz für weitere Untergrundkontamination verbleibt nur der „Knick" bei 1850 MeV/ c^2 im $\pi^0\pi^0$-Spektrum, der in $\pi^0\omega$-Monte-Carlo nicht gefunden wurde.*

Detektorauflösung beschrieben, die Verteilungen der x- und y-Komponenten des Vertex' durch eine Faltung des Antiprotonen-Strahl-Profils mit einer Gauß-Funktion für die Detektorauflösung. Vereinfachend wird in dieser Selektion für jede der drei Vertexkomponenten eine Gaußfunktion angenommen. Um dieser Vereinfachung Rechnung zu tragen, wird ein Schnitt auf die Verteilung der z-Komponente strahlaufwärts in einem Abstand von 4σ vorgenommen. Strahlabwärts ergibt sich das bereits im Rahmen der 0^-0^--Selektion erwähnte Problem des schlecht funktionierenden Vetozählers während der Strahlzeit im Juli 1992, für den ebenfalls eine z-Vertex-Verteilung bestimmt wurde (s. Tab. 3.8). Aus diesem Grund wurde auf dieser Seite des Targets der Schnitt im Abstand von 3σ gesetzt, aus Gründen der Konsistenz für alle Strahlzeiten. In den Verteilungen der x- und y-Komponenten ergibt sich eine breite Basis unter einer annähernd gaußförmigen Verteilung. Da dieses Verhalten eher aus schlechter Konvergenz des kinematischen Fits als aus Annihilationen außerhalb des Targets herrührt, wurden für den Schnitt auf diese Komponenten Fenster mit 10σ Breite gewählt, um diese Ereignisse für die weitere Selektion zu bewahren (Tab. 3.7, Punkt 7).

Strahlzeit		Dezember 1991	Juli 1992		April/Mai 1993		August 1994	
Strahlimpuls	[MeV/c]	1200	1200	1940	600	1200	1200	1940
Target								
x	μ [cm]	0.210	-0.179	-0.210	-0.149	-0.172	-0.138	-0.152
	σ [cm]	0.974	0.937	0.854	1.040	0.920	0.904	0.849
y	μ [cm]	0.186	0.238	0.086	0.097	0.011	0.078	0.052
	σ [cm]	0.943	0.925	0.855	1.030	0.931	0.963	0.832
z	μ [cm]	0.172	0.771	0.834	0.931	0.840	0.480	0.690
	σ [cm]	1.589	1.575	1.554	1.601	1.553	1.542	1.528
Vetozähler								
z	μ [cm]	-	11.457		-	-	-	-
	σ [cm]	-	0.973		-	-	-	-

Tabelle 3.8: *Gaußbeschreibungen der Vertex-Verteilungen*

Wie bereits oben erwähnt, wurde ein relevanter Untergrund aus Ereignissen höherer Photon-Multiplizität festgestellt. Der Hauptteil dieses Untergrundes besteht aus Ereignissen vom Typ $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0 f_2 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ und auch anderen Kanälen, deren mesonischer Endzustand drei Pseudoskalare enthält (vgl. Abb. 3.8). Der Kanal $\bar{p}p \longrightarrow \omega\omega$, $\omega \longrightarrow \pi^0\gamma$, der den in dieser Selektion gesuchten Ereignistypen kinematisch ähnlich ist, stellt sich glücklicherweise als selten heraus [32].
Ein kinematischer Fit auf die volle mesonische Hypothese $0^-\omega$ würde jedoch alle Information über den in den Daten erwarteten Untergrund zerstören, da ein solcher Fit jedes Ereignis in seinem Einzugsbereich auf die kinematischen Bedingungen der anzupassenden Hypothese zwingt. Aus diesem Grund wurde stattdessen, wo möglich, die gleichzeitige Konvergenz eines Fits vom Typ $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\pi^0\gamma$ und des Fits auf die Hypothese $\bar{p}p \longrightarrow \omega\gamma\gamma$[20] und die Konsistenz beider Fits gefordert (Tab. 3.7, Punkte 8.a, 9.a, 10.a). Konsistenz heißt hierbei, daß die Zuordnung von Photonen zu zerfallenden Resonanzen in beiden Fits zu keinem Widerspruch führt. Ein Beispiel für dieses Verfahren zeigt Abb. 3.9. Die Selektivität dieser Forderung illustriert Abb. 3.8. Es ist zu betonen, daß natürlich auch bei diesem Verfahren für ein selektiertes Einzelereignis nicht eindeutig unterschieden werden kann, ob es sich um ein erwünschtes oder

[20] Dieser Fit stellt natürlich für ein Ereignis vom Typ 3 eine inkorrekte Hypothese dar. Ereignisse vom Typ 2 und 3 sind jedoch nur über kinematische Fits unterscheidbar, wobei auch hier die üblichen aus der möglichen Kombinatorik resultierenden Probleme auftreten.

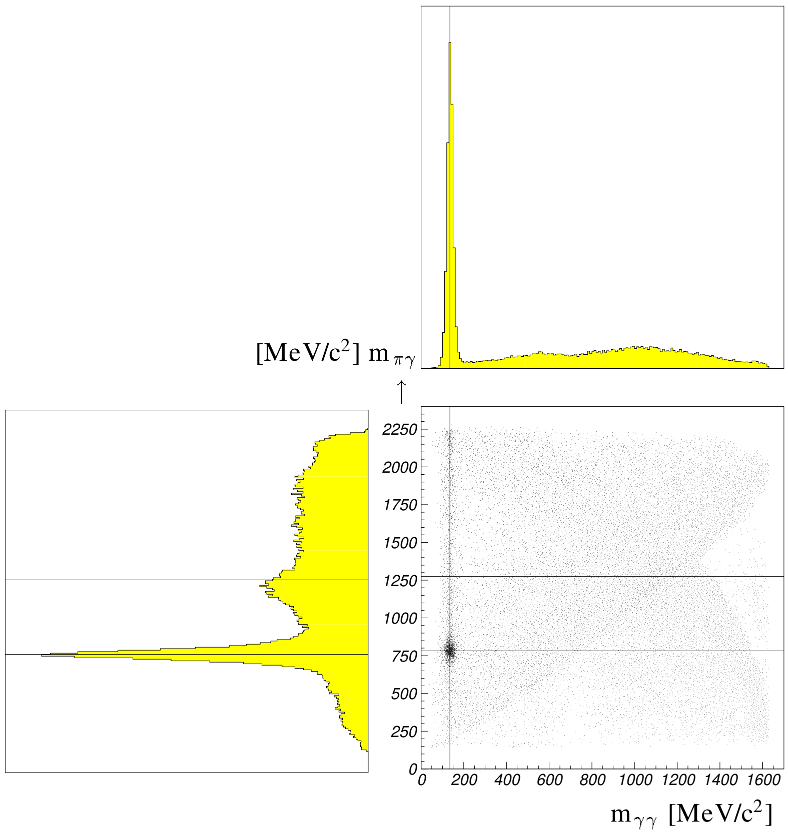


Abbildung 3.9: *Konsistenz der Fits der Typen $0^-\pi^0\gamma$ und $\omega\gamma\gamma$ am Beispiel der Daten zu 1940 MeV/ c. Gezeigt sind in der zweidimensionalen Darstellung die invariante Massen der $\pi^0\gamma$-Systeme aus dem Fit der Hypothese $\pi^0\pi^0\gamma$ (2 Einträge pro Ereignis) gegen die invariante Masse des $\gamma\gamma$-Systems aus dem Fit der Hypothese $\omega\gamma\gamma$. Man erkennt in der invarianten Masse von $\pi^0\gamma$ neben dem erwarteten ω-Meson deutlich den Untergrund durch $f_2(1270)$, bei dem ein Photon aus dem f_2-Zerfall verloren ging. Durch Vergleich mit der zweidimensionalen Auftragung ist zu erkennen, daß dieser Untergrund für die breite flache Erhebung bei 1000 MeV/ c^2 im $\gamma\gamma$-Spektrum verantwortlich ist. Letzteres zeigt außerdem dominant das erwartete π^0-Meson. Konsistenz beider Fit-Typen ergibt sich am Kreuzungspunkt der π^0-Masse in $\gamma\gamma$ und der ω-Masse in $\pi^0\gamma$.*

ein Untergrundereignis handelt. Der goße Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, daß man zu einem besseren Verständnis des globalen Verhaltens diverser Untergründe gelangen kann. Ist einmal nachgewiesen, daß der zu erwartende Untergrund vernachlässigbar ist, könnten die Daten einem Fit auf die volle mesonische Hypothese unterwerfen werden, was im Rahmen dieser Arbeit auch versucht, in der endgültigen Selektion aber nicht verwendet wurde, da sich dadurch keine Verbesserung ergab.
Es sei noch erwähnt, daß häufig mehrere kombinatorische Möglichkeiten der gleichen kinematischen Hypothese mit unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten genügen, die oft so nah beieinander liegen, daß eine eindeutige Entscheidung nicht möglich ist. Dies führt dazu, daß mehrere Möglichkeiten denkbar sind, die oben genannte Konsistenzforderung zu realisieren. Der erwähnte Fit auf die volle Teilchenhypothese enthält implizit auch beide genannten Hypothesen und erzwingt so automatisch Konsistenz. Die in dieser Arbeit verwendete Möglichkeit besteht darin, daß für beide Hy-

pothesen Konsistenz der Fits mit der höchsten Wahrscheinlichkeit verlangt wurde. Denkbar wäre zum Beispiel auch eine Realisierung, bei der aus allen konsistenten Kombinationen beider Hypothesen diejenige mit dem höchsten Produkt-Wahrscheinlichkeitsniveau selektiert würde. Diese Kombination enthält nicht notwendigerweise die Fits mit den höchsten Einzel-Wahrscheinlichkeitsniveaus. Diese und einige weitere Realisierungen wurden im Rahmen dieser Arbeit versucht, führten aber neben einer Effizienzsteigerung in der Selektion der gesuchten Kanäle auch zu einer überproportionalen Untergrundanreicherung, so daß sie verworfen wurden.
In einem weiteren Selektionsschritt wurde die Konsistenz der aus dem kinematischen Fit resultierenden Kombinatorik mit den Ergebnissen der direkten Mesonerkennung im Kalorimeter gefordert. Falls also ein Zwei-PED-Cluster als π^0 oder η identifiziert werden konnte, wurde das Ereignis nur dann akzeptiert, wenn der kinematische Fit gemäß der oben beschriebenen Methode diese zwei PEDs zu einem entsprechenden Meson zusammengefügt hat (Tab. 3.7, Punkte 8.b, 9.b, 10.b).
Analog zu dem Verfahren bei der 0^-0^--Selektion wurden hierbei Hypothesen mit höheren Massen nur dann zugelassen, wenn Hypothesen mit niedrigeren Massen im Sinn der obigen Forderungen nicht selektiert worden waren. Ein Ereignis, das nach allen Selektionsschritten inclusive aller Konsistenzforderungen als $\pi^0\omega$-Ereignis selektiert worden war, stand somit nicht mehr für die $\eta\omega$- und $\eta'\omega$-Selektionen zur Verfügung. Dies gilt analog für die Hierarchie zwischen $\eta\omega$- und $\eta'\omega$-Selektion. Diese Hierarchie resultiert aus zwei Beobachtungen, nämlich daß Kanäle mit leichten Mesonen eher Untergrund an der Stelle schwererer Mesonen erzeugen als umgekehrt und daß Ereignisse mit leichten Mesonen in den selektierten Daten häufiger auftreten[21].

Abschätzung des beitragenden Untergrundes

Bei numerischer Abschätzung des nach allen beschriebenen Selektionsschritten zu erwartenden Untergrundes, insbesondere aus den Kanälen $\bar{p}p \longrightarrow 0^-0^-0^- \longrightarrow 6\gamma$, stellte sich heraus, daß dieser nicht vernachlässigbar war. Eine Beschreibung des Untergrundes mit Hilfe von Monte-Carlo-Techniken war nicht möglich, da die Resonanz- und Drehimpuls-Beiträge der Untergrundkanäle noch nicht ausreichend bekannt sind. Deshalb war es erforderlich, den Untergrund durch weitere Schnitte zu reduzieren. Aufgrund der ausreichenden Datenstatistik konnten alle Ereignisse mit höherer PED-Multiplizität als fünf verworfen werden (Tab. 3.7, Punkte 8.c, 9.c, 10.c). Zusätzlich wurden für die Kanäle vom Typ $\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$ und $\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega$ alle Ereignisse mit vier PEDs verworfen (Tab. 3.7, Punkte 9.d, 10,d). Das einzige π^0 in diesen Ereignissen stammt aus dem Zerfall des ω-Mesons, das die schwereren Mesonen η oder η' als Rückstoßteilchen hat. Unter diesen Umständen besitzt das π^0 selten genügend Energie, um ein zu einem PED verschmolzenes Cluster zu erzeugen. Zudem wurde in diesem Teildatensatz eine wesentlich stärkere Untergrundbelastung gefunden, so daß zugunsten der Datenreinheit auf eine Mitnahme dieses Teildatensatzes verzichtet wurde.

[21] Dies heißt nicht notwendigerweise, daß die leichten Mesonen auch ursprünglich in der Annihilation häufiger entstanden sind. Zum Teil resultiert dieses Verhalten auch daraus, daß das Verzweigungsverhältnis in den hier selektierten elektromagnetischen Zwei-Photon-Zerfallsmodus deutlich kleiner wird, je schwerer das zerfallende Meson ist.

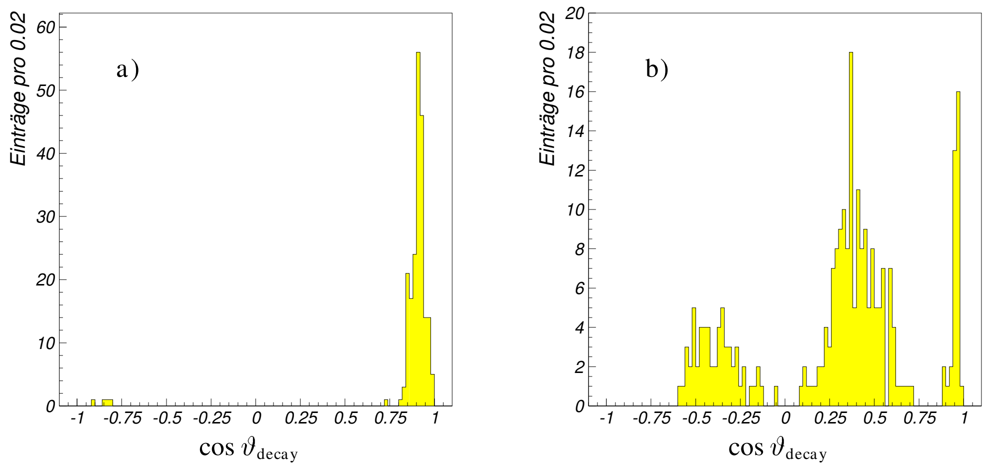


Abbildung 3.10: *Beispiele für unterschiedliches Untergrundverhalten. Abb. a) zeigt den Untergrund unter $\eta\omega$-Ereignissen bei 1940 MeV/ c aus dem Kanal $\pi^0\omega$ (Monte Carlo, flache Winkelverteilung) im rekonstruierten ω-Zerfallswinkel. Dieser Untergrund ist durch einen einfachen Schnitt zu beseitigen. Abb. b) zeigt den Untergrund unter $\pi^0\omega$-Ereignissen bei 1940 MeV/ c aus dem Kanal $\pi^0 f_2(1270)$ (Monte Carlo, flache Winkelverteilung), ebenfalls im rekonstruierten ω-Zerfallswinkel. Dieser Untergrund läßt sich nicht durch einen einfachen Schnitt reduzieren und kaum analytisch beschreiben.*

Für die Kanäle vom Typ $\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$ stellte sich zudem heraus, daß selbst ohne Simulation der Winkelverteilungen der Beitrag aus den Hauptuntergrundkanälen in bestimmten kleinen Bereichen des ω-Zerfallswinkels zu erwarten ist. Nach Vergleich der gefundenen Monte-Carlo- und Daten-Verteilungen wurden alle $\eta\omega$-Kandidaten in den Winkelintervallen $0.84 \leq \cos\theta_{\mathrm{decay}} \leq 1.$ für 600 MeV/c, $0.86 \leq \cos\theta_{\mathrm{decay}} \leq 1.$ für 1200 MeV/c und $0.90 \leq \cos\theta_{\mathrm{decay}} \leq 1.$ für 1940 MeV/c verworfen (Tab. 3.7, Punkt 9.e, vgl. auch Abb. 3.10).
Dieser Schnitt ist nicht so kritisch, wie er im Licht der obigen Ausführungen erscheinen mag[22]. Hierbei wird lediglich in einer Hälfte der zugehörigen Winkelverteilung ein relativ kleines Intervall verworfen. Der so entstehende Informationsverlust wird jedoch durch die Symmetrie der Winkelverteilung fast vollständig kompensiert.
Der Zerfallskanal $\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega$ wurde bei allen Strahlimpulsen beobachtet, jedoch bei 1200 MeV/c und 1940 MeV/c nur als leichte Erhebung bzw. Kante im invarianten Massenspektrum der zwei freien Photonen nach einem kinematischen Fit auf die Hypothese $\bar{p}p \longrightarrow \omega\gamma\gamma$. Selbst nach der vollständigen Selektion wurden in diesem Kanal bei 600 MeV/c noch ca. 20 % Untergrund gefunden, für die anderen Strahlimpulse ist eine Selektion mit klassischen Methoden der Untergrundreduktion nicht möglich.
Es wurden also die Kanäle $\pi^0\omega$ und $\eta\omega$ bei allen Strahlimpulsen, sowie der Kanal $\eta'\omega$ bei 600 MeV/c, selektiert und auf ihren Partialwelleninhalt hin untersucht (vgl. Abb. 3.7).
Hierfür wurde angenommen, daß die untersuchten Kanäle untergrundfrei selektiert wurden. Wie die folgenden Untergrundabschätzungen zeigen, stellt diese Annahme eine Vereinfachung dar. Prinzipiell sind zwei Strategien denkbar, um den auftretenden Untergrund besser zu berücksichtigen. Für beide Strategien ist jedoch die

[22] vgl. die Absätze über die Einschnitte in die Winkelverteilungen durch Teilchenverlust

exakte Kenntnis der Untergrundkanäle von Vorteil wenn nicht sogar notwendig. Da die Analyse der stärksten Untergrundkanäle, die in einer anderen Arbeit untersucht werden, jedoch noch nicht abgeschlossen ist, ist diese Kenntnis nicht gegeben.
Die erste mögliche Strategie besteht darin, eine weitere Untergrundreduktion zu versuchen. Hierbei ist jedoch problematisch, daß die nach allen Selektionsschritten verbleibenden Untergrundereignisse kinematisch nicht von den gesuchten Ereignissen zu unterscheiden sind. Eine weitergehende Untergrundreduktion ist also nur dann möglich, wenn es gelingt, einen Parameter[23] oder eine Kombination von Parametern zu finden, wodurch sich gesuchte Ereignisse von Untergrundereignissen separieren lassen. Da das Untergrundverhalten in allen betrachteten Kanälen einer starken Variation unterliegt, müßte eine solche Parameterkombination separat für jeden selektierten Kanal und jeden betrachteten Strahlimpuls gefunden werden. Für diese Strategie ist die Kenntnis der Parameter der Untergrundkanäle notwendig, da die durch Resonanzstrukturen und Winkelverteilungen hervorgerufenen Dichteschwankungen im Raum der Ereignisparameter eine solche Separation erleichtern oder sogar erst ermöglichen können.
Die zweite Möglichkeit der Untergrundbehandlung, die jedoch eine sehr genaue Kenntnis der Parameter der Untergrundkanäle unbedingt voraussetzt, besteht darin, den Untergrund zu simulieren und die so erzeugten Verteilungen der Untergrundereignisse geeignet zu parametrisieren, um sie als inkohärente Untergrundamplitude zur Datenbeschreibung mitzuverwenden. Es ist jedoch zu betonen, daß „Parametrisierung" in diesem Zusammenhang die Beschreibung einer Funktion in den drei Winkelvariablen bedeutet, von der a priori nicht vorausgesetzt werden kann, daß sie auch nur in einer dieser Variablen durch eine einfache analytische Funktion angenähert werden kann (vgl. Abb. 3.10). Insbesondere wird die Form des Untergrundes zwar durch die beteiligten Resonanzparameter bestimmt, läßt sich jedoch aus diesen nicht analytisch, sondern nur durch Monte-Carlo-Techniken ableiten, da die ursprünglichen Verteilungen durch die auf andere Kanäle zugeschnittene Selektion verzerrt werden.

Monte-Carlo-Simulation möglicher Untergrundkanäle

Im folgenden soll anhand von Monte-Carlo-Studien dargestellt werden, welcher Untergrund in den selektierten Daten zu erwarten ist. Dazu wurden Monte-Carlo-Datensätze der wahrscheinlichsten Untergrundkanäle sowie einiger weiterer Kanäle, die den gesuchten in bezug auf ihren Teilcheninhalt ähnlich sind, erstellt. Zusätzlich wurden einige Monte-Carlo-Datensätze, die für andere Analysen erstellt worden waren, zu Testzwecken der gleichen Selektion unterworfen. Hierbei wurden alle auftretenden Winkelverteilungen zunächst flach und alle auftretenden Resonanzen gemäß einer Breit-Wigner-Verteilung erzeugt.
Das resultierende Material ist zu umfangreich, um es vollständig in diesem Kapitel zu präsentieren. Aus diesem Grund werden hier lediglich allgemeine Aspekte und Ergebnisse behandelt. Für die ausführliche Darstellung des Verhaltens der Untergrundkanäle unter der angewendeten Selektion sei auf Anhang C verwiesen.
Die in dieser Arbeit behandelten Kanäle (0^-0^- und $0^-\omega$) sind die einzigen Kanäle zur $\bar{p}p$-Annihilation in vollständig neutrale Endzustände bei diesen Strahlimpul-

[23] Ein Beispiel hierfür ist der beschriebene Schnitt auf den ω-Zerfallswinkel in der $\eta\omega$-Selektion.

Strahlimpuls [MeV/c]	600	1200	1940
Selektierte Gesamtstatistik			
$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$	8 183	41 663	17 320
Untergrund in	$\pi^0\omega$		
aus $\pi^0\pi^0$	7.0E-4	1.1E-3	9.4E-4
aus $\pi^0\eta$	1.2E-4	1.1E-4	3.8E-3
aus $\pi^0\eta'$, $\eta' \longrightarrow \gamma\gamma$	?	$\rightarrow$ 0.	9.2E-4
aus $\pi^0\eta'$, $\eta' \longrightarrow \omega\gamma$	?	3.9E-5	1.4E-4
aus $\eta\eta$	?	$\rightarrow$ 0.	2.1E-4
aus $\eta\omega$	1.0E-3	7.2E-4	4.2E-4
aus $\eta'\omega$	1.9E-4	?	?
aus $\pi^0\pi^0\pi^0$	4.7%	?	8.6%
aus $\pi^0 f_2$	incl. $\pi^0 f_2 \uparrow$	?	2.4%
aus $\pi^0\pi^0\eta$	7.0E-4	?	1.2%
aus $\pi^0\eta\eta$	$\rightarrow$ 0.	?	$\rightarrow$ 0.
aus $\eta\eta\eta$	?	?	$\rightarrow$ 0.
Gesamt	ca. 5.0%	>> 2.0E-3	ca. 12.9%

Strahlimpuls [MeV/c]	600	1200	1940	600
Selektierte Gesamtstatistik				
$\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$	2 880	9 732	3 032	
$\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega$				393
Untergrund in	$\eta\omega$			$\eta'\omega$
aus $\pi^0\pi^0$	$\rightarrow$ 0.	$\rightarrow$ 0.	$\rightarrow$ 0.	$\rightarrow$ 0.
aus $\pi^0\eta$	2.5E-4	$\rightarrow$ 0.	$\rightarrow$ 0.	$\rightarrow$ 0.
aus $\pi^0\eta'$, $\eta' \longrightarrow \gamma\gamma$	?	1.4E-4	$\rightarrow$ 0.	?
aus $\pi^0\eta'$, $\eta' \longrightarrow \omega\gamma$	?	6.5E-5	2.2E-4	?
aus $\eta\eta$	?	$\rightarrow$ 0.	$\rightarrow$ 0.	?
aus $\pi^0\omega$	2.0%	1.4%	2.1%	6.9%
aus $\eta\omega$	-	-	-	7.6%
aus $\eta'\omega$	7.1E-4	?	?	-
aus $\pi^0\pi^0\pi^0$	1.2%	?	7.9E-3	3.3%
aus $\pi^0 f_2$	incl. $\pi^0 f_2 \uparrow$	?	1.4E-3	incl. $\pi^0 f_2 \uparrow$
aus $\pi^0\pi^0\eta$	9.3E-3	?	10.3%	2.9%
aus $\pi^0\eta\eta$	3.0E-4	?	2.9E-3	2.7E-3
aus $\eta\eta\eta$	?	?	$\rightarrow$ 0.	?
Gesamt	ca. 4.2%	>> 1.4%	ca. 13.7%	ca. 20.9%

'?' : Untergrund konnte nicht abgeschätzt werden

'$\rightarrow$ 0.' : weniger als 1 Untergrundereignis dieses Typs erwartet

Tabelle 3.9: *Abschätzung des Untergrundanteils in den selektierten Ereignissen. Die Einträge, die den Gesamt-Untergrund eines Kanals betreffen, sind mit dem Vorbehalt zu verstehen, daß der Untergrund aus einer Anzahl von Kanälen, für 1200 MeV/c Strahlimpuls wahrscheinlich der Hauptuntergrund, nicht abgeschätzt werden konnte.*

sen, für die funktionale Winkelverteilungen vorliegen. Für diese Kanäle wurden die ursprünglichen Monte-Carlo-Datensätze (flache Winkelverteilungen) mit solchen verglichen, die den ermittelten Winkelverteilungen genügen.
Als ein Hauptuntergrund für alle gesuchten Kanäle stellten sich die Zerfallskanäle vom Typ $\bar{p}p \longrightarrow 0^-0^-0^-$ mit den in diesen Kanälen möglichen intermediären Resonanzen heraus, wobei die pseudoskalaren Mesonen wiederum in ihrem Zwei-Photon-Zerfallsmodus betrachtet wurden. Einige in den Sechs-Photon-Daten sichtbare und somit für diese Untergrundbetrachtung wichtige Resonanzen konnten nicht simuliert werden. Dies sind zum einen die etablierten Mesonen $f_0(980)$ und $a_0(980)$, da ihre Resonanzparameter gemäß der aktuellen Ausgabe des Particle Data Books [45] zu unbestimmt sind, zum anderen die in mehreren Zerfallsmoden beobachtete(n) Struktur(en) mit einer Masse um 1500 MeV/c^2, deren endgültige Parametrisierung noch aussteht.
Tabelle 3.9 gibt eine Abschätzung des beitragenden Untergrunds. Für Kanäle vom Typ 0^-0^- und $0^-\omega$ wurden die in dieser Arbeit gefundenen Verzweigungsverhältnisse und Winkelverteilungen verwendet. Die Werte für die Reaktion $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta' \longrightarrow \pi^0\omega\gamma$ wurden aus den in der Reaktion $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta' \longrightarrow \pi^0\gamma\gamma$ gefundenen Werten berechnet. Für die Kanäle vom Typ $\bar{p}p \longrightarrow 0^-0^-0^-$ wurden Werte aus einer noch nicht abgeschlossenen aktuellen Analyse verwendet [39], wobei nur für 1940 MeV/c eine Differenzierung bezüglich eines resonanten Zwischenzustandes ($\pi^0 f_2$, $f_2 \longrightarrow \pi^0\pi^0$) möglich war. Die Untergrundabschätzung wurde demnach weitgehend auf Basis der Drei-Pseudoskalar-Monte-Carlo-Daten durchgeführt und muß entsprechend dem tatsächlichen resonanten Anteil modifiziert werden. Glücklicherweise scheinen Kanäle mit intermediären Resonanzen im allgemeinen weniger Untergrund in den hier betrachteten Kanälen (außer dem Kanal $\eta'\omega$) zu erzeugen, so daß die in Tabelle 3.9 gegebenen Werte für den Untergrund aus Drei-Pseudoskalar-Kanälen als obere Abschätzung verstanden werden können.

Kapitel 4

Ergebnisse und Datenbeschreibung

Zum Verständnis des physikalischen Inhalts der selektierten Daten werden die gefundenen Winkelverteilungen mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen und theoretischen Ansätzen beschrieben. Im Fall der Annihilation im Flug erhält man für $\bar{p}p \longrightarrow 0^-0^-$ einen observablen Winkel (s. Abb. 4.7), für $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega$ drei (s. Abb. 4.3 und 4.4). Es gibt zwei Methoden der Datenbeschreibung, den χ^2-Fit und den maximum likelihood Fit. Beide haben Vor- und Nachteile [7].
Der χ^2-Fit wird auf gebinnte Daten angewendet, was automatisch zum Verlust der genauen Lageinformation eines Ereignisses innerhalb eines Bins führt. Da die untere Grenze der möglichen Bin-Größe stark von der verfügbaren Statistik abhängt, ist dieser Informationsverlust im allgemeinen nicht beliebig minimierbar. Dies führt dazu, daß für hochdimensionale Problemstellungen neben einer ausreichenden Datenstatistik auch eine entsprechende Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen benötigt wird. Ein Vorteil eines χ^2-Fits liegt darin, daß er eine Wahrscheinlichkeitsinterpretation liefert.
Im Gegensatz dazu vermeidet ein maximum likelihood Fit das Binning von Daten, wodurch die Gesamtinformation jedes Ereignisses in den Fit einfließt. Obwohl auch die Aussage eines maximum likelihood Fits umso verläßlicher wird, je höher die verfügbare Statistik ist, ist ein solcher Fit in der Lage, auch mit geringerer Statistik noch eine Aussage zu machen. Man verliert hierbei allerdings die anschauliche Wahrscheinlichkeitsinterpretation. Ein Vergleich verschiedener Hypothesen an die Daten ist jedoch durch den Vergleich der resultierenden Likelihoods möglich. Ein weiterer Nachteil eines solchen maximum likelihood Fits liegt darin, daß er deutlich mehr Rechenzeit benötigt als ein χ^2-Fit. Der Zeitaufwand kann zum Teil dadurch verringert werden, daß Information, die während des Programmablaufs mehrfach benötigt wird, nur einmal berechnet und danach gespeichert wird. Die zu speichernde Information wächst mit der zu bearbeitenden Statistik, so daß die Anwendbarkeit eines maximum likelihood Fits wesentlich von der verfügbaren Rechner-Ausstattung, sowohl Rechenleistung als auch Speicherkapazität, abhängt. Statt den Likelihood eines Datensatzes zu maximieren, wird häufig der negative Logarithmus des Likeli-

hoods (im folgenden: $\mathcal{L}$) betrachtet und ein Minimierungsverfahren angewendet [40]. Chronologisch wurde die Analyse und somit auch der Fit der 0^-0^--Daten vor der Analyse der $0^-\omega$-Daten durchgeführt. Durch die Kenntnis der Beschreibung der $0^-\omega$-Daten wird aber eine verbesserte Interpretation der 0^-0^--Daten möglich, so daß die Darstellung des $0^-\omega$-Fits vorgezogen wird.

4.1 Die Amplitude $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p} \longrightarrow \mathrm{M}_1\mathrm{M}_2$

Allgemein läßt sich der Vorgang der $\bar{p}p$-Streuung in eine Produktionsamplitude, eine Zerfallsamplitude und einen Zwischenteil zerlegen, von dem nicht bekannt ist, inwieweit hier Annihilation oder Rekombination von Quark-Antiquark-Paaren oder möglicherweise Resonanz-Formation beitragen. Für die im folgenden beschriebenen Fits wird die Produktion des $\bar{p}p$-Streuzustandes in der Amplitude nicht explizit ausgeführt. Die möglichen Anfangszustände werden insofern berücksichtigt, als für den Fit nur Zerfallsamplituden zugelassen werden, die gemäß ihren Quantenzahlen sowohl für ein $\bar{p}p$-System als auch für den jeweiligen mesonischen Endzustand möglich sind. Es wird hierbei angenommen, daß das $\bar{p}p$-System in einem scharf definierten Energie-Impuls-Zustand hergestellt wird und eine Variation nur in den Quantenzahlen

- Parität P
- Ladungskonjugation C
- Gesamtdrehimpuls J
- z-Komponente des Gesamtdrehimpulses M

erlaubt ist. Hierbei ist die Anzahl der bei vorgegebenem Strahlimpuls beitragenden Drehimpulsquantenzahlen J zunächst unbekannt und muß durch Variation mit Hilfe des Fits bestimmt werden. Bei Wahl der Strahlachse als Quantisierungsachse („z-Achse“) läßt sich jedoch die Anzahl möglicher Einstellungen der magnetischen Quantenzahl M von zunächst 2J+1 Werten auf drei reduzieren. Klassisch läßt sich dies so verstehen, daß die Projektion des Bahndrehimpulses auf die Strahlachse verschwindet, so daß M vollständig durch die relativen Spin-Einstellungen von Proton und Antiproton bestimmt wird und demnach nur die Werte -1, 0 und +1 annehmen kann.
Zur Ableitung der Amplituden wird das in [17] gegebene Formelwerk verwendet. Hieraus ergibt sich für die Amplitude der Reaktion in zwei Mesonen $\mathrm{J^M} \longrightarrow \mathrm{m_1 m_2}$:

$$
\begin{aligned}
&A^{M}_{J\lambda_1\lambda_2} = \\
&N_J\, F^{J}_{\lambda_1\lambda_2}\, {D^{J}_{M\Lambda}}^{*}(\Phi,\Theta,0) \;= \\
&\sum_{LS} \alpha_{LS}\,(L\;0\;S\;\Lambda \mid J\;\Lambda)\,(s_1\;\lambda_1\;s_2\;-\lambda_2 \mid S\;\Lambda)\,{D^{J}_{M\Lambda}}^{*}(\Phi,\Theta,0)
\end{aligned}
\tag{4.1}
$$

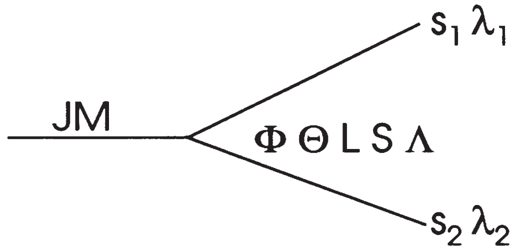


Abbildung 4.1: *Graphische Darstellung des Zerfalls $J^M \longrightarrow m_1 m_2$. Mit dem Zerfall des Systems J^M sind der Azimutwinkel Φ, der Polarwinkel Θ und für die Zerfallsteilchen der Bahndrehimpuls L, der Gesamtspin S und die Gesamthelizität Λ assoziiert.*

wobei die α_{LS} die komplexen Spin-Bahn-Kopplungsamplituden bezeichnen, die als Parameter der Datenbeschreibung verwendet werden können. Die α_{LS} hängen außer von den Summationsvariablen L und S auch von M und J im Sinn von Parametern ab. Auf diese Indizierung wird zugunsten der Übersichtlichkeit verzichtet. Die beobachtbare Intensität ergibt sich aus der Amplitude durch Bildung des Betrags-Quadrats. Tragen mehrere Zustände zu einer Gesamtamplitude bei, so ergibt sich der p̄p-Streuzustand als Entwicklung nach interferierenden D-Funktionen. Die magnetische Quantenzahl M ist hierbei eine äußere Quantenzahl des Gesamtsystems, die während der Reaktion unveränderlich ist. Weiterhin ist die Parität des Gesamtsystems eine unveränderliche Größe, so daß die Spin-Singulett- und Spin-Triplett-Zustände mit M=0 nicht interferieren, da sie für gleiches J zu unterschiedlichen Paritäten gehören (vgl. Tab. 4.1). Die Helizitäten der Endzustandsteilchen sind prinzipiell beobachtbar. Hieraus ergibt sich, daß über die Drehimpulsquantenzahl J kohärent summiert wird, über die Helizitäten der Endzustandsteilchen sowie die auftretenden Singulett- und Triplett-Zustände von M jedoch inkohärent.
Eine Kette aufeinanderfolgender Zerfälle wird durch sukzessives Anwenden obiger Formel auf die Einzelzerfälle beschrieben. Hierbei werden alle Helizitäten von Nicht-Endzustands-Teilchen unbeobachtbar, so daß über sie kohärent summiert werden muß.

4.2 Die Anfangszustände der Reaktionen $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega$ und $\bar{p}p \longrightarrow 0^-0^-$

Für Daten im Flug muß der maximal beitragende Drehimpuls anhand der experimentellen Daten festgelegt werden. Es sind jedoch anhand der beteiligten Quantenzahlen Aussagen möglich, welche Zustände zum Reaktionsprozeß in einen bestimmten Zerfallskanal beitragen können. Die für die Reaktionen $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega$ und $\bar{p}p \longrightarrow 0^-0^-$ möglichen Zustände sind mit der Aufspaltung des Gesamtdrehimpulses J in Bahndrehimpuls L und Gesamtspin S in Tab. 4.1 aufgelistet.

Parität und C-Parität des p̄p-Zustandes ergeben sich zu

$$P = -1 \cdot (-1)^L \quad (4.2)$$
$$C = (-1)^{L+S} \quad (4.3)$$

Für ein System aus zwei Mesonen gilt:

$$P = P_1 \cdot P_2 \cdot (-1)^L \quad (4.4)$$
$$C = C_1 \cdot C_2 \quad (4.5)$$

	p̄p				0^-0^-	$0^-\omega$
J^{PC}	L	S	M	$^{2S+1}L_J$	L (S = 0)	L (S = 1)
0^{--}	aus p̄p nicht möglich				-	1
0^{-+}	0	0	0	$^1S_0$	-	-
0^{+-}	aus p̄p nicht möglich				-	-
0^{++}	1	1	0,±1	$^3P_0$	0	-
1^{--}	0	1	0,±1	$^3S_1$	-	1
	2	1	0,±1	$^3D_1$		
1^{-+}	aus p̄p nicht möglich				1	-
1^{+-}	1	0	0	$^1P_1$	-	0 oder 2
1^{++}	1	1	0,±1	$^3P_1$	-	-
2^{--}	2	1	±1	$^3D_2$	-	1 oder 3
2^{-+}	2	0	0	$^1D_2$	-	-
2^{+-}	aus p̄p nicht möglich				-	2
2^{++}	1	1	0,±1	$^3P_2$	2	-
	3	1	0,±1	$^3F_2$		
3^{--}	2	1	0,±1	$^3D_3$	-	3
	4	1	0,±1	$^3G_3$		
3^{-+}	aus p̄p nicht möglich				3	-
3^{+-}	3	0	0	$^1F_3$	-	2 oder 4
3^{++}	3	1	0,±1	$^3F_3$	-	-
gerade^{--}	J	1	±1		-	J-1 oder J+1
gerade^{-+}	J	0	0		-	-
gerade^{+-}	aus p̄p nicht möglich				-	J
gerade^{++}	J-1	1	0,±1		J	-
	J+1	1	0,±1			
ungerade^{--}	J-1	1	0,±1		-	J
	J+1	1	0,±1			
ungerade^{-+}	aus p̄p nicht möglich				J	-
ungerade^{+-}	J	0	0		-	J-1 oder J+1
ungerade^{++}	J	1	0,±1		-	-

Tabelle 4.1: *Mögliche Zustände in den Reaktionen $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega$ und $\bar{p}p \longrightarrow 0^-0^-$*

4.3 Die Beschreibung der Reaktion $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega$

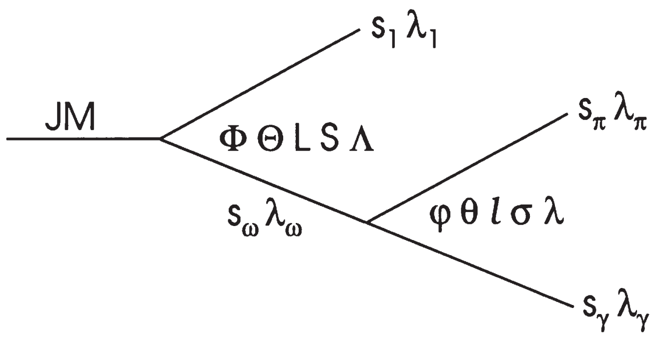


Abbildung 4.2: *Graphische Darstellung des Zerfalls $J^M \longrightarrow 0^-\omega \longrightarrow 0^-\pi^0\gamma$. Mit dem Zerfall des Systems J^M sind der Azimutwinkel Φ, der Polarwinkel Θ und für die Zerfallsteilchen der Bahndrehimpuls L, der Gesamtspin S und die Gesamthelizität Λ assoziiert. Zum Zerfall des ω-Mesons gehören analog die Größen φ, θ, l, σ und λ.*

Die Amplitude des Zerfalls $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega$ ergibt sich durch zweimaliges Anwenden von Formel 4.1, zum einen auf den Zerfall der $\bar{p}p$-Systems und danach auf den Zerfall des entstandenen ω-Mesons. Zur besseren Unterscheidung werden alle Parameter der Amplitude A hochgestellt, über die später inkohärent summiert wird, und alle Parameter tiefgestellt, über die später kohärent summiert wird:

$$\begin{aligned}
&A^{M\lambda_1\lambda_\pi\lambda_\gamma}_{J\lambda_\omega}(\bar{p}p \to 0^-\omega \to 0^-\pi^0\gamma) = \\
&\quad A^{M\lambda_1}_{J\lambda_\omega}(\bar{p}p \to 0^-\omega) \times A^{\lambda_\pi\lambda_\gamma}_{\lambda_\omega\ (s_\omega=1)}(\omega \to \pi^0\gamma) = \\
&\quad \sum_{LS} \alpha^{(\bar{p}p)}_{LS}\ (L\ 0\ S\ \Lambda \mid J\ \Lambda)\ (s_\omega\ \lambda_\omega\ s_1\ \lambda_1 \mid S\ \Lambda)\ D^{J}_{M\Lambda}{}^*(\Phi,\Theta,0)\ \times \\
&\quad \sum_{l\sigma} \alpha^{(\omega)}_{l\sigma}\ (l\ 0\ \sigma\ \lambda \mid s_\omega\ \lambda)\ (s_\gamma\ \lambda_\gamma\ s_\pi\ \lambda_\pi \mid \sigma\ \lambda)\ D^{s_\omega}_{\lambda_\omega\lambda}{}^*(\varphi,\theta,0)
\end{aligned} \tag{4.6}$$

Hierbei wird für φ der Winkel zwischen den $\bar{p}p$- und ω-Zerfallsebenen (Treiman-Yang-Winkel) verwendet. Durch Einsetzen aller bekannten Teilchenparameter, unter Verwendung von

$$-1 = P(\omega) = P(\gamma)\cdot P(\pi)\cdot(-1)^l = (-1)^l \Rightarrow l \text{ ungerade} \Rightarrow l = 1 \tag{4.7}$$

und mit der Setzung

$$\alpha_L := \sqrt{3}\cdot\alpha^{(\omega)}_{11}\cdot\alpha^{(\bar{p}p)}_{L1} \tag{4.8}$$

vereinfacht sich dies zu:

$$A^{M\lambda_1\lambda_\pi\lambda_\gamma}_{J\lambda_\omega} \longrightarrow A^{M\lambda_\gamma}_{J\lambda_\omega} = \tag{4.9}$$

$$\sum_L \alpha_{L1}^{(\bar{p}p)} \, (L\,0\,1\,\lambda_\omega \mid J\,\lambda_\omega) \, \underbrace{(1\,\lambda_\omega\,0\,0 \mid 1\,\lambda_\omega)}_{=1} \, D^{J}_{M\lambda_\omega}{}^{*}(\Phi,\Theta,0) \times$$

$$\alpha_{11}^{(\omega)} \, (1\,0\,1\,\lambda_\gamma \mid 1\,\lambda_\gamma) \, \underbrace{(1\,\lambda_\gamma\,0\,0 \mid 1\,\lambda_\gamma)}_{=1} \, D^{1}_{\lambda_\omega\lambda}{}^{*}(\varphi,\theta,0) =$$

$$\underbrace{(1\,0\,1\,\lambda_\gamma \mid 1\,\lambda_\gamma)}_{=\frac{-\lambda_\gamma}{\sqrt{2}}} \, D^{1}_{\lambda_\omega\lambda_\gamma}{}^{*}(\varphi,\theta,0) \, \sum_L \alpha_L \, (L\,0\,1\,\lambda_\omega \mid J\,\lambda_\omega) \, D^{J}_{M\lambda_\omega}{}^{*}(\Phi,\Theta,0)$$

Nach Aufspaltung der D-Funktionen in ihren Polar- und Azimut-Anteil und Berücksichtigung der Integration über den nicht beobachtbaren Winkel Φ bei der Bildung der Intensität

$$\int \mid e^{iM\Phi} \mid^2 d\Phi = 2\pi \qquad \forall \qquad M \tag{4.10}$$

läßt sich die Amplitude schreiben als:

$$A^{M\lambda_\gamma}_{J\lambda_\omega} = \\ -\sqrt{\pi}\,\lambda_\gamma\, e^{i\lambda_\omega\varphi}\, d^{1}_{\lambda_\omega\lambda_\gamma}(\cos(\theta))\, d^{J}_{M\lambda_\omega}(\cos(\Theta)) \sum_L \alpha_L \, (L\,0\,1\,\lambda_\omega \mid J\,\lambda_\omega) \tag{4.11}$$

Diese Amplitude wird zur Datenbeschreibung verwendet, wobei die komplexen Parameter α_L im Fit-Programm als zwei reelle Parameter entsprechend Länge und Phase von α_L realisiert wurden. Es wurde jedoch dem Fit erlaubt, das Vorzeichen der Länge und der Phase frei zu wählen. Eine positive Länge im Sinne eines Betrages kann durch Umdefinition der Phase erreicht werden. Aufgrund der vohandenen Symmetrien sollten die Teilintensitäten für M = 1 und M = -1 sowie die zugehörigen α_L identisch sein. Um jedoch statistische Schwankungen in den Meßdaten zu berücksichtigen, wurden beide Amplituden im Programm zur Datenbeschreibung explizit ausgeführt. Aus der Amplitude $A^{M\lambda_\gamma}_{J\lambda_\omega}$ ergibt sich die Intensität gemäß den genannten Summationsregeln zu

$$I = \sum_{\lambda_\gamma} (|A^{M=1,\lambda_\gamma}|^2 + |A^{M=-1,\lambda_\gamma}|^2 + |A^{M=0(Singlett),\lambda_\gamma}|^2 + |A^{M=0(Triplett),\lambda_\gamma}|^2). \tag{4.12}$$

Hierbei bedeutet das Fehlen der Indices J und λ_ω, daß die Summation über diese Parameter bereits ausgeführt wurde. Jedes A^{M,λ_γ} läßt sich durch Abspalten des Phasenfaktors eines beliebigen α_L variieren, ohne daß sich die Intensität ändert. Da jedoch die α_L zwar von M, nicht jedoch von λ_γ abhängen, und wegen der Gleichheit der α_L für M = 1 und M = -1 verbleiben drei frei wählbare Phasen. Diese Phasen wurden auf Null gesetzt.
Um diese theoretischen Amplituden an die gemessenen Winkelverteilungen anzupassen (Abb. 4.3 und 4.4) wird ein maximum-likelihood-Verfahren gemäß [40] angewendet. Hierzu wird schrittweise der zur Beschreibung maximal zulässige Drehimpuls erhöht, wobei in jedem Schritt alle gemäß ihren Quantenzahlen zulässigen Unterzustände zu den Drehimpulsen erlaubt werden. Zur Veranschaulichung dieser Methode zeigen Abb. 4.5 und 4.6 die Entwicklung der Partialintensitäten[1] sowie des Likelihoods bei Variation von J_{max} für die betrachteten Zerfallskanäle.

[1]Dies sind Intensitäten, die für einen Drehimpuls und eine Spezifikation von M berechnet wurden, als würde nur diese Parameterkombination beitragen.

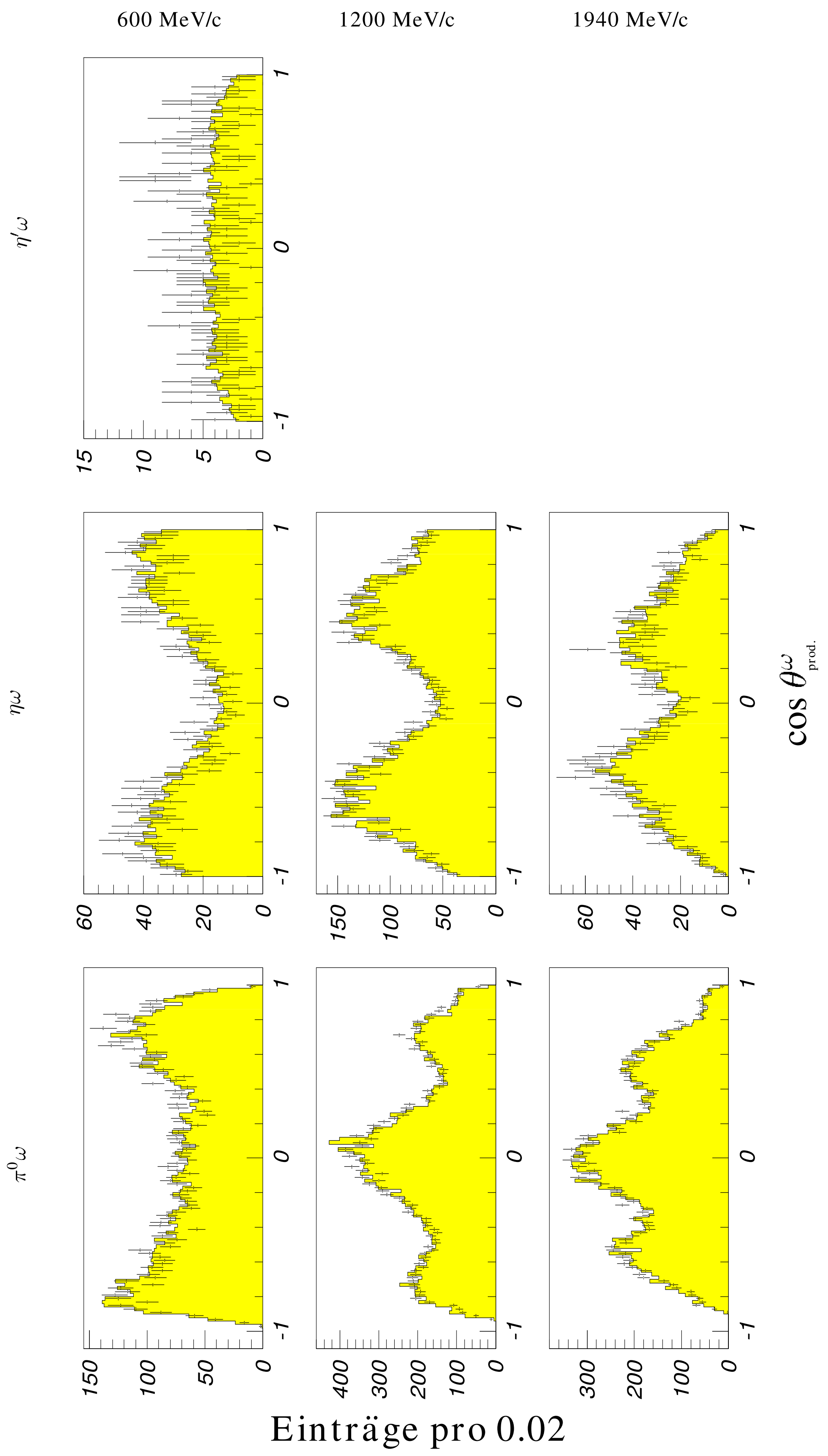


Abbildung 4.3: *Produktionswinkelverteilungen (nicht akzeptanz-korrigiert) der 0⁻ω-Daten mit Fehlerbalken und das Ergebnis der Beschreibungen (schattierte Fläche).*

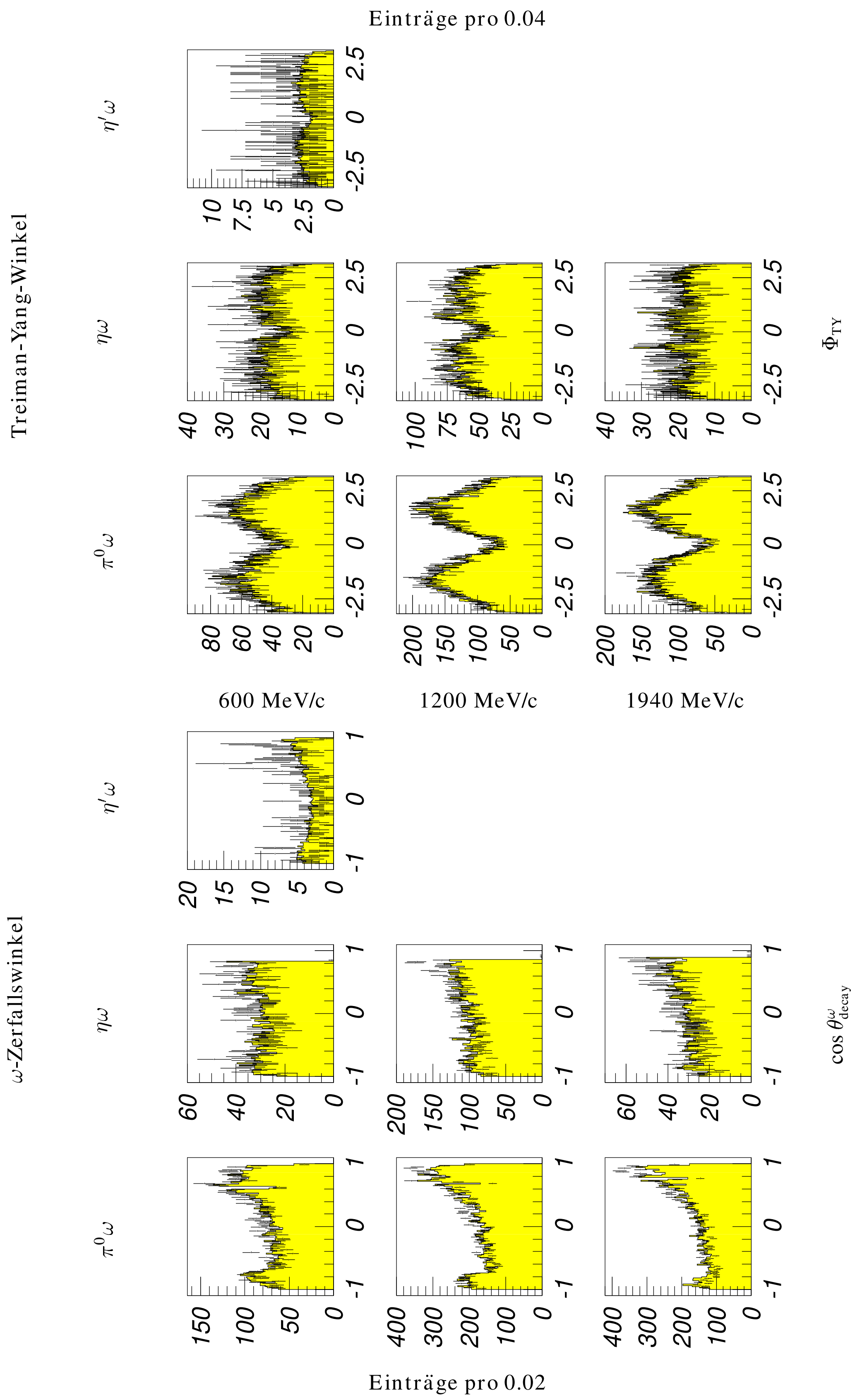


Abbildung 4.4: *ω-Zerfallswinkel- und Treiman-Yang-Winkel-Verteilungen (nicht akzeptanzkorrigiert) der $0^{-}\omega$-Daten mit Fehlerbalken und das Ergebnis der Beschreibungen (schattierte Fläche).*

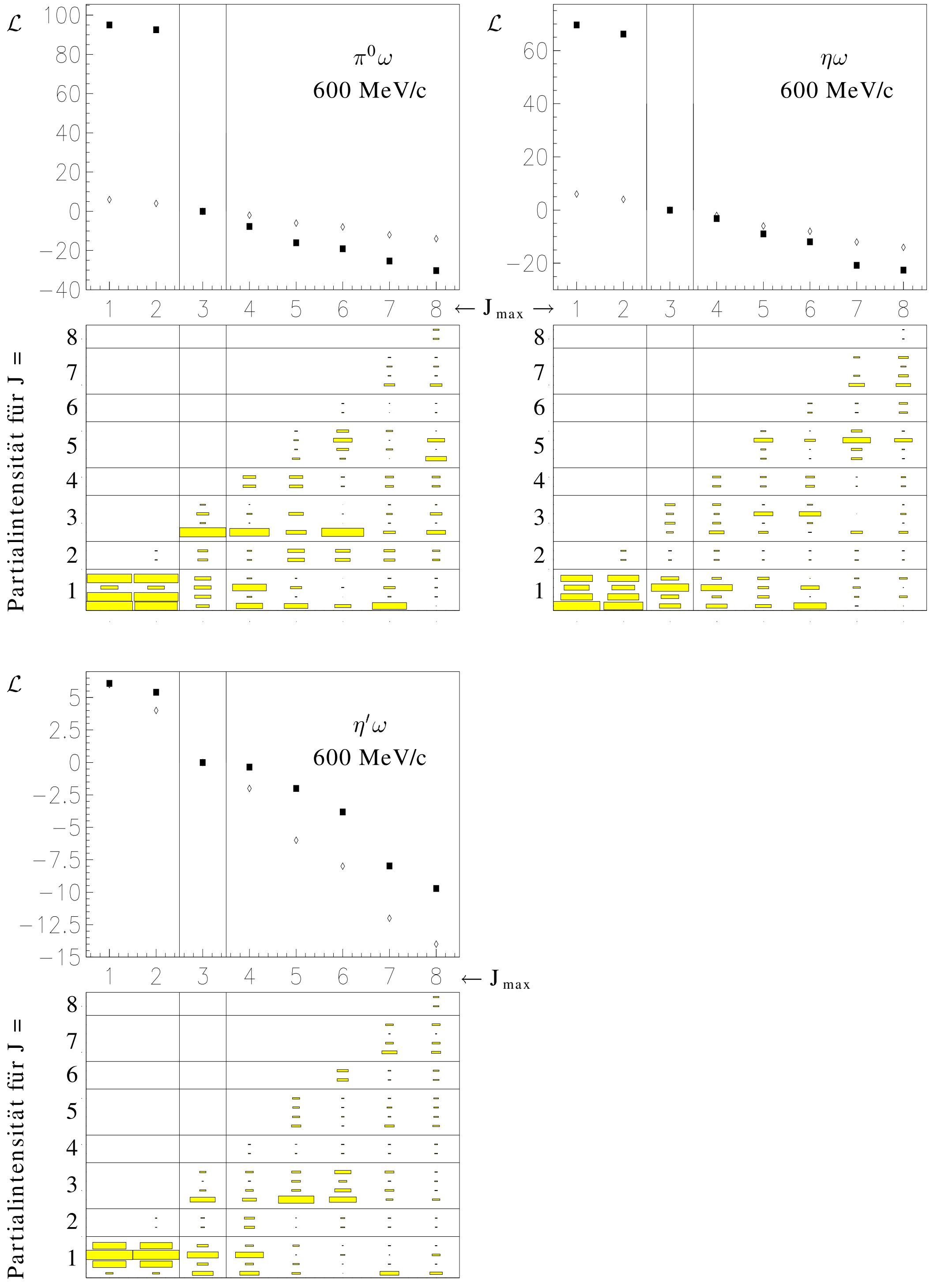


Abbildung 4.5: *Entwicklung von $\mathcal{L}$ (gefüllte Quadrate) relativ zur ausgewählten Beschreibung (s. ausgewählte Spalte) und der Partialintensitäten. Die Anordnung der Partialintensitäten erfolgt von unten nach oben gemäß: (Singlet M = 0, Triplet M = -1,0,+1) für J ungerade und (Triplet M = -1,+1) für J gerade.*

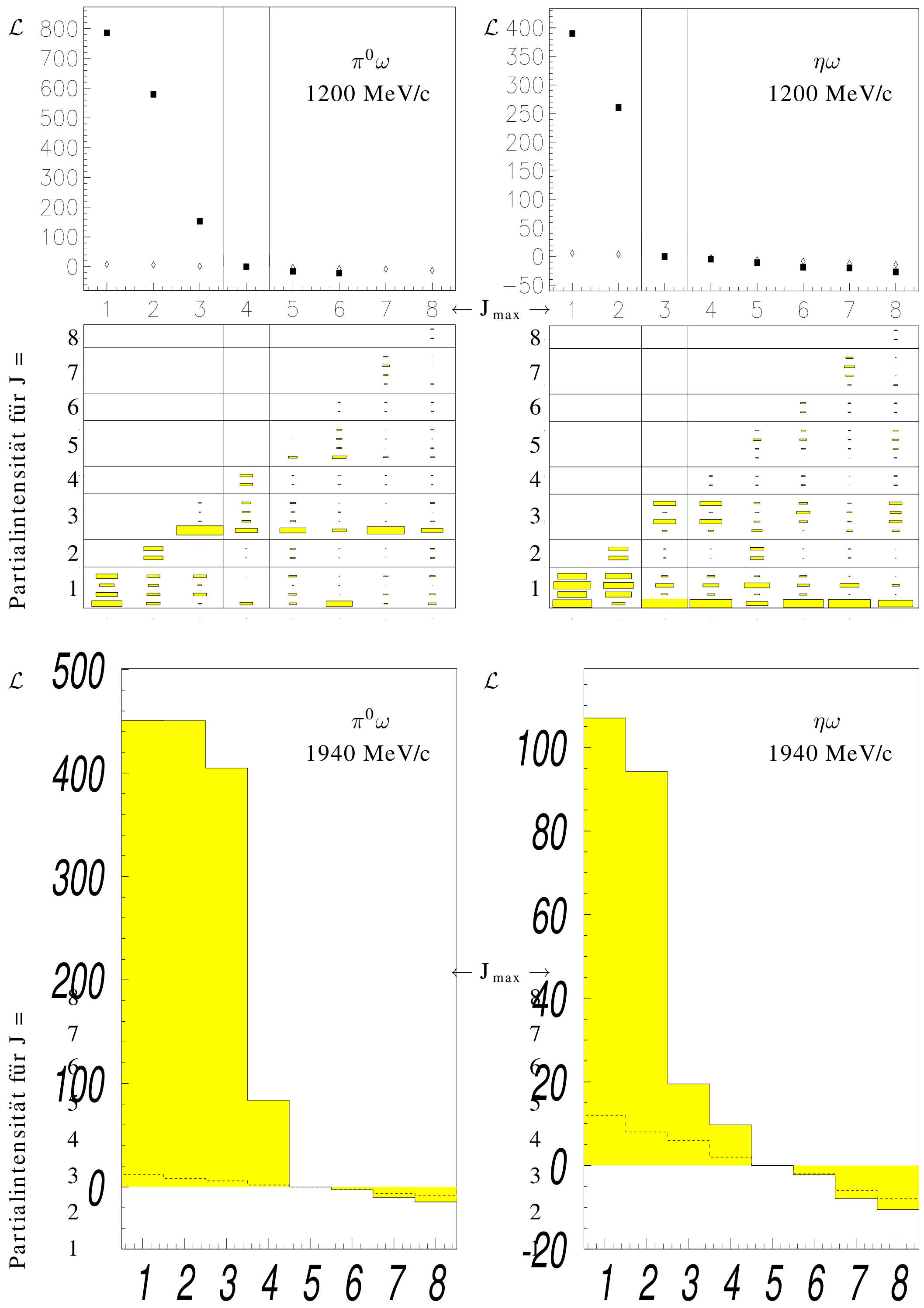


Abbildung 4.6: *Entwicklung von $\mathcal{L}$ (gefüllte Quadrate) relativ zur ausgewählten Beschreibung (s. ausgewählte Spalte) und der Partialintensitäten. Die Anordnung der Partialintensitäten erfolgt von unten nach oben gemäß: (Singlet $M = 0$, Triplet $M = -1,0,+1$) für J ungerade und (Triplet $M = -1,+1$) für J gerade.*

Zunächst wurden unspezifische Anfangswerte derart gewählt, daß die Beträge aller α_L auf den gleichen Wert und alle Phasen auf Null gesetzt wurden, um nicht von vornherein eine bestimmte Konfiguration auszuzeichnen. Im Rahmen von Tests verschiedener Anfangswerte wurde auch versucht, das Ergebnis einer konvergenten Beschreibung mit jeweils um Eins niedrigerem maximal zulässigen Drehimpuls als Anfangswerte zu verwenden. Das Problem bei dieser Vorgehensweise besteht darin, daß man nicht ausschließen kann, die Minimierungsprozedur in der Nähe eines Nebenminimums gestartet zu haben. Tatsächlich erhält man auf diese Weise Resultate der Beschreibung, die in ihrem Likelihood von denen der Beschreibung mit unspezifischen Anfangswerten kaum unterscheidbar sind, in ihrer Partialwellen-

Kanal	J^{PC}	M	L	L_α	φ_α
$\pi^0\omega$ 600 MeV/c	1^{--}	0	1	0.4106 ± 0.1884	0. (fixiert)
		± 1	1	0.4041 ± 0.1747	0. (fixiert)
	1^{+-}	0	0	0.1737 ± 0.0697	0. (fixiert)
			2	-0.2645 ± 0.1273	-2.4411 ± 0.2681
	2^{--}	± 1	1	0.2453 ± 0.1248	2.4923 ± 0.2340
			3	-0.3110 ± 0.1101	2.5224 ± 0.2461
	3^{--}	0	3	0.5303 ± 0.2089	-1.0543 ± 0.1830
		± 1	3	0.3627 ± 0.1624	2.0593 ± 0.2620
	3^{+-}	0	2	0.7701 ± 0.2733	-1.3154 ± 0.1496
			4	0.5676 ± 0.2184	-0.1992 ± 0.1734
$\eta\omega$ 600 MeV/c	1^{--}	0	1	-0.6561 ± 0.3410	0. (fixiert)
		± 1	1	0.4523 ± 0.3073	0. (fixiert)
	1^{+-}	0	0	-0.2321 ± 0.2236	0. (fixiert)
			2	0.3746 ± 0.2452	-5.5969 ± 1.5686
	2^{--}	± 1	1	-0.1084 ± 0.1258	-3.8735 ± 0.6579
			3	0.2402 ± 0.1865	-4.1716 ± 0.5888
	3^{--}	0	3	0.4466 ± 0.2447	3.1413 ± 2.4727
		± 1	3	0.5195 ± 0.2809	-4.8095 ± 0.3770
	3^{+-}	0	2	0.3226 ± 0.2682	-4.7027 ± 0.4915
			4	0.2293 ± 0.2080	-5.7457 ± 0.7882
$\eta'\omega$ 600 MeV/c	1^{--}	0	1	0.6065 ± 0.4846	0. (fixiert)
		± 1	1	0.3617 ± 0.3459	0. (fixiert)
	1^{+-}	0	0	0.2347 ± 0.2091	0. (fixiert)
			2	0.3685 ± 0.3294	0.4919 ± 0.6602
	2^{--}	± 1	1	0.1676 ± 0.1980	-0.9934 ± 0.9898
			3	0.1858 ± 0.2533	-0.7790 ± 1.0779
	3^{--}	0	3	0.2167 ± 0.4121	-3.1416 ± 2.7686
		± 1	3	0.4202 ± 0.4071	2.2721 ± 0.6680
	3^{+-}	0	2	0.6506 ± 0.4987	1.3344 ± 0.4600
			4	0.3597 ± 0.3458	0.5457 ± 0.7073

Tabelle 4.2: *Ergebnisse der Beschreibung der $0^-\omega$-Daten bei 600 MeV/c. φ_α und L_α stehen für Phase und Länge von α, die beide positiv und negativ zugelassen wurden.*

zusammensetzung jedoch unterschiedlich. Dies bedeutet, daß selbst im Fall eines dreidimensionalen Parameterraums gewisse Ambiguitäten in der Datenbeschreibung auftreten.
Um diese Problematik abschätzen zu können, ist es notwendig, mehrere Testreihen mit unterschiedlichen Anfangswerten durchzuführen. Sinnvoll wären z. B. auch Tests, die von einer konvergenten Beschreibung ausgehend bei Hinzunahme höherer Drehimpulse deren Beitrag in den Startwerten drastisch unter- oder überschätzen, um auf diese Weise die Abhängigkeit des Fit-Resultats von den Startwerten zu überprüfen. Da jedoch die einzelnen Datenbeschreibungen vom Typ eines maximum-likelihood-Fits sehr zeitaufwendig sind, scheint es nicht sinnvoll, diese Testreihen durchzuführen, bevor eine ausreichend gute Parametrisierung des Hauptuntergrundes von Ereignissen des Typs $\bar{p}p \longrightarrow 0^-0^-0^-$ vorliegt.
In Tabellen 4.2 - 4.4 werden die Ergebnisse der Datenbeschreibungen aufgelistet. Im Zweifelsfall wurden die Beschreibungen mit unspezifischen Anfangswerten akzeptiert. Zum einen lieferten diese leicht bessere Ergebnisse, zum anderen wurde dadurch der Einfluß möglicher Nebenminima reduziert. Als Kriterium zur Bestimmung des maximalen beitragenden Drehimpulses dient das davon abhängige Verhalten des Likelihood. Es wird angenommen, daß der maximale Drehimpuls erreicht ist, wenn die Änderung des Likelihoods abflacht und sich der Kurve annähert, die für den Fall

Kanal	J^{PC}	M	L	L_α	φ_α
$\pi^0\omega$	1^{--}	0	1	0.0520 ± 0.0368	0. (fixiert)
1200 MeV/c		± 1	1	-0.0181 ± 0.0570	0. (fixiert)
	1^{+-}	0	0	0.2206 ± 0.0432	0. (fixiert)
			2	0.3225 ± 0.0851	0.1202 ± 0.1237
	2^{--}	± 1	1	-0.1121 ± 0.0347	-1.8976 ± 0.3322
			3	-0.1662 ± 0.0485	-2.3302 ± 0.2947
	3^{--}	0	3	0.5299 ± 0.0997	-3.1471 ± 9.4221
		± 1	3	0.5869 ± 0.1038	-1.8215 ± 0.2075
	3^{+-}	0	2	0.7794 ± 0.1460	-4.2401 ± 0.1043
			4	-0.0569 ± 0.0490	-1.4192 ± 1.2451
	4^{--}	± 1	3	0.5130 ± 0.0961	-1.9023 ± 0.2062
			5	0.5827 ± 0.1095	4.5730 ± 0.2064
$\eta\omega$	1^{--}	0	1	0.4551 ± 0.0920	0. (fixiert)
1200 MeV/c		± 1	1	-0.2657 ± 0.0756	0. (fixiert)
	1^{+-}	0	0	-0.3910 ± 0.0760	0. (fixiert)
			2	-0.3271 ± 0.0761	2.4800 ± 0.3086
	2^{--}	± 1	1	0.0957 ± 0.1763	0.4457 ± 0.2942
			3	-0.1936 ± 0.1046	0.2763 ± 0.3355
	3^{--}	0	3	0.3232 ± 0.0807	0.0002 ± 1.5690
		± 1	3	0.7669 ± 0.1532	0.6850 ± 0.3732
	3^{+-}	0	2	0.2228 ± 0.2272	4.9345 ± 0.5423
			4	0.2588 ± 0.2231	4.4403 ± 0.1832

Tabelle 4.3: *Ergebnisse der Beschreibung der $0^-\omega$-Daten bei 1200 MeV/c. φ_α und L_α stehen für Phase und Länge von α, die beide positiv und negativ zugelassen wurden.*

erwartet wird, daß die hinzukommenden Parameter vom Fit nur mehr zur Beschreibung von Schwankungen in der Statistik verwendet werden (offene Rauten in Abb. 4.5 und 4.6). Hierdurch ergeben sich die maximal beitragenden Drehimpulse zu

- J_{max} = 5 für $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$ bei 1940 MeV/c
- J_{max} = 5 für $\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$ bei 1940 MeV/c
- J_{max} = 4 für $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$ bei 1200 MeV/c
- J_{max} = 3 für $\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$ bei 1200 MeV/c

Kanal	J^{PC}	M	L	L_α	φ_α
$\pi^0\omega$	1^{--}	0	1	-0.1382 ± 0.0757	0. (fixiert)
1940 MeV/c		± 1	1	0.2709 ± 0.0415	0. (fixiert)
	1^{+-}	0	0	0.2584 ± 0.0215	0. (fixiert)
			2	0.0943 ± 0.0365	-1.1698 ± 0.2897
	2^{--}	± 1	1	0.0075 ± 0.0231	5.5976 ± 2.9983
			3	0.0514 ± 0.0446	-0.0613 ± 0.6228
	3^{--}	0	3	-0.0308 ± 0.0552	-3.1435 ± 13.0200
		± 1	3	-0.4235 ± 0.0659	-0.7611 ± 0.0791
	3^{+-}	0	2	0.5906 ± 0.0381	1.1858 ± 0.0764
			4	0.4651 ± 0.0646	-4.3502 ± 0.0911
	4^{--}	± 1	3	0.0419 ± 0.0623	0.8831 ± 1.3598
			5	0.0498 ± 0.0604	2.7563 ± 0.9988
	5^{--}	0	5	0.7597 ± 0.0716	-3.1376 ± 4.5815
		± 1	5	0.6925 ± 0.0411	0.5846 ± 0.0657
	5^{+-}	0	4	0.5374 ± 0.0424	4.3628 ± 0.1040
			6	-0.8943 ± 0.0497	0.7497 ± 0.0739
$\eta\omega$	1^{--}	0	1	0.7418 ± 0.0340	0. (fixiert)
1940 MeV/c		± 1	1	-0.1787 ± 0.0206	0. (fixiert)
	1^{+-}	0	0	0.1836 ± 0.0131	0. (fixiert)
			2	0.0763 ± 0.0404	-3.9649 ± 0.3886
	2^{--}	± 1	1	0.0398 ± 0.0138	0.2463 ± 0.6815
			3	0.1709 ± 0.0223	1.7392 ± 0.1187
	3^{--}	0	3	-0.5416 ± 0.0268	2.2922 ± 0.0823
		± 1	3	-0.4829 ± 0.0373	2.0391 ± 0.0681
	3^{+-}	0	2	0.6044 ± 0.0166	0.8430 ± 0.0407
			4	0.0295 ± 0.0210	-0.0356 ± 1.0969
	4^{--}	± 1	3	0.0393 ± 0.0320	-0.5211 ± 0.7362
			5	0.3248 ± 0.0392	-1.1194 ± 0.0793
	5^{--}	0	5	-0.0002 ± 0.2560	-0.0929 ± 0.0000
		± 1	5	0.4512 ± 0.0178	1.8755 ± 0.0877
	5^{+-}	0	4	0.3050 ± 0.0227	3.1585 ± 0.0878
			6	0.5802 ± 0.0406	-4.1080 ± 0.0381

Tabelle 4.4: *Ergebnisse der Beschreibung der $0^{-}\omega$-Daten bei 1940 MeV/c. φ_α und L_α stehen für Phase und Länge von α, die beide positiv und negativ zugelassen wurden.*

- J_{max} = 3 für p̄p $\longrightarrow \pi^0\omega$ bei 600 MeV/c
- J_{max} = 3 für p̄p $\longrightarrow \eta\omega$ bei 600 MeV/c
- J_{max} kompatibel mit 3 für p̄p $\longrightarrow \eta'\omega$ bei 600 MeV/c

Folgende Tendenzen sind zu beobachten:

- für alle Kanäle sind gerade Gesamtdrehimpulse unterdrückt
- für p̄p $\longrightarrow \pi^0\omega$ sind die maximalen Drehimpulse auch die dominanten
- für p̄p $\longrightarrow \eta\omega$ sind die dominant beitragenden Drehimpulse kleiner als die maximalen
- für p̄p $\longrightarrow \pi^0\omega$ sind die (M = 0)-Singulett-Zustände bevorzugt
- für p̄p $\longrightarrow \eta\omega$ sind die (M = 0)-Triplett-Zustände bevorzugt (jedoch nicht für 1200 MeV/c).

Diese Tendenzen können möglicherweise als Indiz für Resonanzformation im Annihilationsprozeß verstanden werden. Da jedoch zu den einzelnen Kanälen sehr unterschiedliche Untergründe beitragen, ist eine solche Schlußfolgerung bei der derzeitigen Kenntnis der Untergründe verfrüht. Diese Tendenzen werden jedoch weitgehend strahlimpulsunabhängig beobachtet, was auf geringen Untergrundeinfluß hindeutet.

4.4 Die Beschreibung der Reaktion p̄p $\longrightarrow 0^-0^-$

Die Amplitude des Zerfalls p̄p $\longrightarrow 0^-0^-$ ergibt sich direkt durch Einsetzen der Parameter der beteiligten Teilchen in Formel 4.1:

$$
\begin{aligned}
&A^M_{J\lambda_1\lambda_2}(\bar{p}p \to 0^-0^-) = \\
&\sum_{LS} \alpha_{LS}\,(L\,0\,S\,\Lambda \mid J\,\Lambda)\,(s_1\,\lambda_1\,s_2\,-\lambda_2 \mid S\,\Lambda)\,D^J_{M\Lambda}{}^*(\Phi,\Theta,0) = \\
&\sum_{L} \alpha_{L0}\,\underbrace{(L\,0\,0\,0 \mid J\,0)}_{=\delta_{LJ}}\,\underbrace{(0\,0\,0\,0 \mid 0\,0)}_{=1}\,D^J_{M0}{}^*(\Phi,\Theta,0) = \\
&\alpha_{J0}\,D^J_{M0}{}^*(\Phi,\Theta,0) = \\
&\alpha_{J0}\sqrt{\frac{4\pi}{2J+1}}\,Y^J_M(\Theta,\Phi) = \\
&\alpha_{J0}\sqrt{\frac{4\pi}{2J+1}}\,P^J_M(\cos(\Theta))\,e^{iM\Phi}
\end{aligned}
\tag{4.13}
$$

Hierbei sind die Y^J_M die Kugelflächenfunktionen, die P^J_M die assoziierten Legendre-Polynome. Die mit den Meßdaten zu vergleichende Intensität ergibt sich durch

Betrags-Quadrat-Bildung, Integration über den nicht beobachtbaren Winkel Φ und Summation gemäß den oben genannten Regeln zu:

$$\begin{aligned} I(\Omega) \;&\equiv\; I(\cos(\Theta), \Phi) = \\ \frac{4\pi}{2J+1} &\int \sum_M \mid \sum_J \alpha_{J0}\, P_M^J(\cos(\Theta))\, e^{iM\Phi} \mid^2 d\Phi = \\ 2\pi\, \frac{4\pi}{2J+1} &\sum_M \mid \sum_J \alpha_{J0}\, P_M^J(\cos(\Theta)) \mid^2 \end{aligned} \tag{4.14}$$

Die beobachtbare Intensität wird also durch eine Summe von Produkten zweier assoziierter Legendre-Funktionen beschrieben. Diese Datenbeschreibung wurde versucht, es stellte sich jedoch heraus, daß sie ohne unabhängige Zusatzinformation zu unauflösbaren Ambiguitäten führt. Anschaulich läßt sich dieses Verhalten insofern verstehen, als die assoziierten Legendre-Funktionen im Raum L_2([-1,+1]) ein vollständiges Orthonormalsystem bilden (d. h. daß jede Funktion x(t) $\in L_2$([-1,+1]) eindeutig nach ihnen zerlegt werden kann), Produkte aus ihnen jedoch nicht.
Aus diesem Grund wurde eine Datenbeschreibung mit Hilfe einfacher Legendre-Polynome gemäß

$$I(\Omega) \;\equiv\; I(\cos(\Theta), \Phi) = \sum_l a_l\, P_l(\cos(\Theta)) \tag{4.15}$$

angewendet, wie sie auch von Dulude et al. [20] durchgeführt worden ist. Da die einfachen Legendre-Polynome ein vollständiges Orthonormalsystem im Raum L_2([-1,+1]) bilden, ist diese Beschreibung mathematisch sinnvoll. Dementsprechend existiert eine eindeutige Lösung, deren physikalische Interpretation jedoch nicht notwendigerweise eindeutig ist. Ein zusätzliches Problem entsteht dadurch, daß es für eine mathematische Verteilung zulässig ist, negative Werte anzunehmen, nicht jedoch für eine Intensitätsverteilung. Als Folge der mehrfach erwähnten Intervalle verschwindender Detektorakzeptanz wurde diese einfache Datenbeschreibung nicht für alle Datensätze durch die vorhandenen Daten ausreichend bestimmt, um Positivität des Beschreibungsresultats über den gesamten Winkelbereich zu gewährleisten, so daß eine entsprechende zusätzliche Zwangsbedingung in das Programm zur Datenbeschreibung eingeführt werden mußte. Dies führte zu einer deutlichen Stabilisierung der Entwicklung der Fit-Parameter bei Variation des maximal zulässigen Drehimpulses (repräsentiert durch die Ordnung der Legendre-Polynome), bei lediglich geringer Verschlechterung des ermittelten Wertes für χ^2.
Als Kriterium für die Bestimmung der maximal beitragenden Ordnung der Legendre-Polynome wurde im wesentlichen die χ^2-Entwicklung verwendet. Diese war nicht für alle Kanäle ausreichend, um eine Entscheidung über den maximalen Beitrag zu treffen. In diesen Fällen wurde das Konvergenzverhalten der Datenbeschreibung in die Entscheidung miteinbezogen. Die Entwicklung des Wertes von χ^2 bis zu einer Legendre-Ordnung von 20 sowie die Entwicklung der Parameter a_l bis zu einer Legendre-Ordnung von 14 werden in Abb. 4.8 und 4.9 gezeigt. Die gefundenen Winkelverteilungen sowie ihre Beschreibung zeigt Abb. 4.7. Für die symmetrischen Kanäle $\pi^0\pi^0$ und $\eta\eta$ bezieht sich die Beschreibung nur auf den Vorwärtsbereich des Produktionswinkels, da der rückwärtige Teil keine zusätzliche Information enthält.
Die in dieser Untersuchung gefundenen Winkelverteilungen zu $\pi^0\pi^0$ und $\pi^0\eta$ sind qualitativ gut kompatibel mit den in [19] gezeigten. Es besteht jedoch eine Diskrepanz zwischen den hier vorgestellten Ergebnissen (Tab. 4.5) und den Beschreibungsresultaten von Dulude et al. [20]. Diese besteht darin, daß Dulude et al. bis zu einem Strahlimpuls von 1990 MeV/c lediglich Legendre-Entwicklungen bis P_8 für

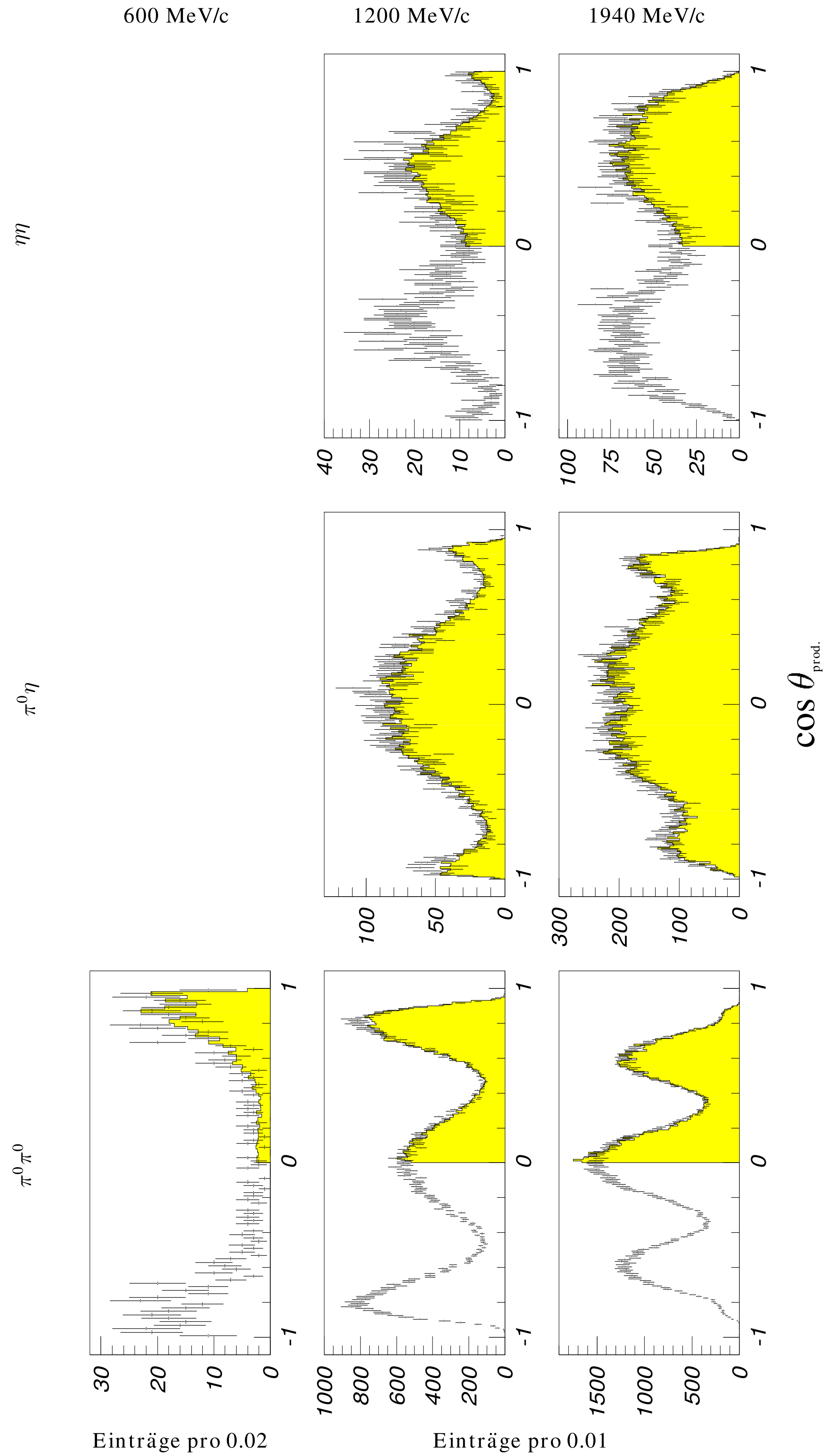


Abbildung 4.7: *Produktionswinkelverteilungen (nicht akzeptanz-korrigiert) der 0^-0^--Daten mit Fehlerbalken und das Ergebnis der Beschreibungen (schattierte Fläche).*

Abbildung 4.8: *Entwicklung der Parameter a_l der Legendre-Beschreibung und des χ^2 bei Variation des maximal zulässigen l für 0^-0^- bei 600 und 1200 MeV/c*

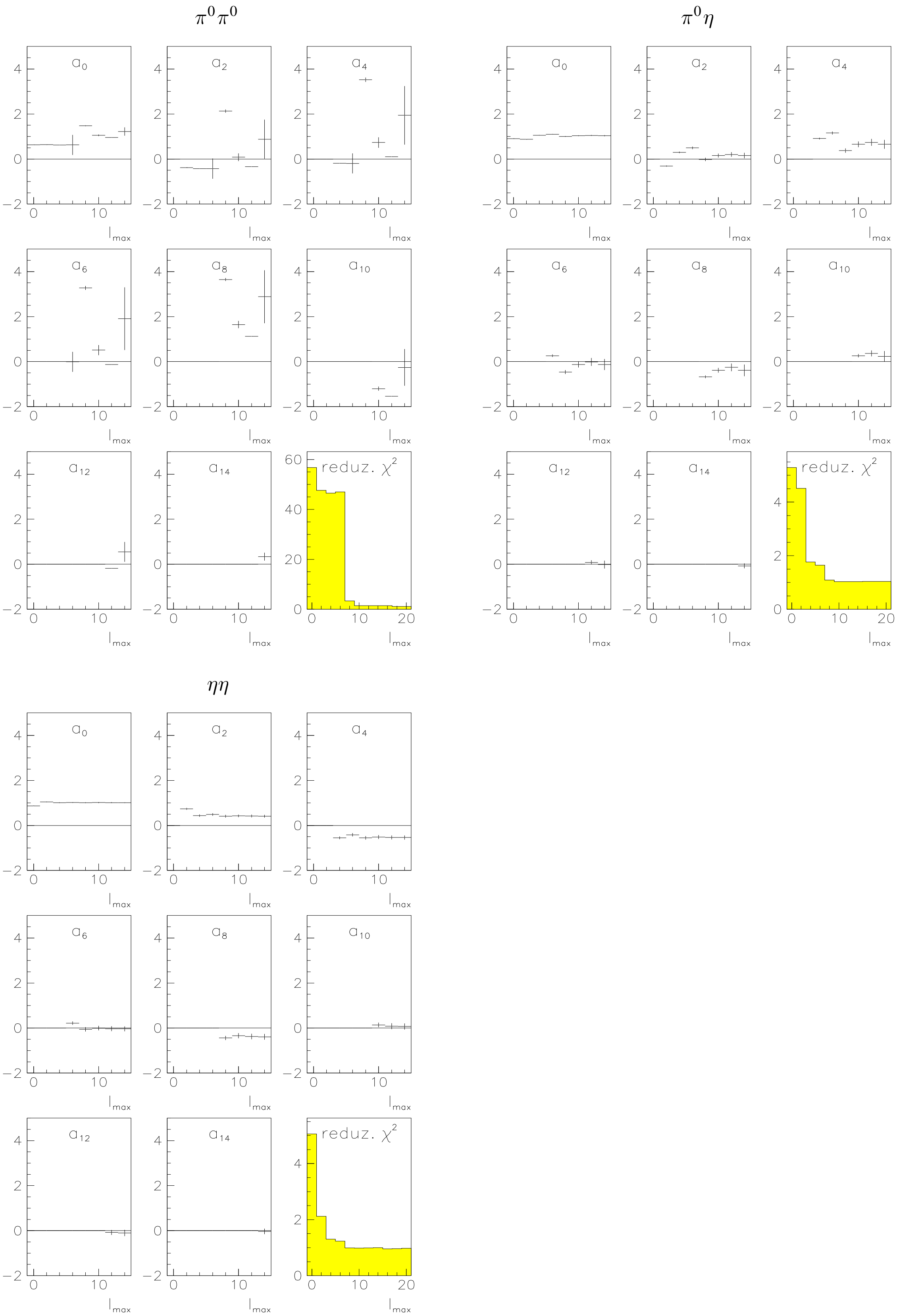


Abbildung 4.9: *Entwicklung der Parameter a_l der Legendre-Beschreibung und des χ^2 bei Variation des maximal zulässigen l für 0^-0^- bei 1940 MeV/c*

$\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\pi^0$ und nur bis P_4 für $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta$ benötigten, während für die hier vorliegende Untersuchung bereits für einen Strahlimpuls von 1940 MeV/c eine Legendre-Entwicklung bis P_{10} benötigt wurde. Durch die Hinzunahme von P_{10} konnte das χ^2 der Beschreibung des Datensatzes zu $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\pi^0$ bei 1940 MeV/c von 3.390 auf 1.481 reduziert werden, was eine signifikante Verbesserung bedeutet.
Zudem sind hier gefundenen maximalen Drehimpulse kompatibel mit den Ergebnissen für die Kanäle vom Typ $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega$, wenn man die naive Annahme einer monoton fallenden Abhängigkeit von der Masse der erzeugten Mesonen zugrundelegt und berücksichtigt, daß für $\bar{p}p \longrightarrow 0^-0^-$ nur gerade Drehimpulse zulässig sind. Insbesondere wurde für $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega$ auch beobachtet, daß der maximal beitragende Drehimpuls nicht notwendigerweise mit dem dominant beitragenden Drehimpuls übereinstimmt. Die Diskrepanz mit Dulude et al. wird deshalb dahingehend interpretiert, daß Dulude et al. aufgrund geringerer Datenstatistik im wesentlich sensitv auf die dominant beitragenden Drehimpulse waren, während unter Verwendung der höheren Crystal-Barrel-Datenstatistik die Möglichkeit besteht, auch die nicht-dominanten maximalen Drehimpulsbeiträge aufzulösen.
Zur Abschätzung der physikalisch beitragenden Drehimpulse aus den Resultaten

$\bar{p}$-Impuls [MeV/c]	600	1200		
Kanal	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$	$\eta\eta$
$l_{max}^{Legendre}$	4	6	6	6
$l_{dom}^{Legendre}$	2	6	4	6
$J_{max}^{„physik."}$	2	4	4	4
$J_{dom}^{„physik."}$	2	2 & 4	2	2 & 4
reduz. χ^2	0.908	1.312	1.260	0.898
a_0	1.089 ± 0.069	1.029 ± 0.015	1.069 ± 0.016	0.914 ± 0.028
a_2	2.582 ± 0.237	0.704 ± 0.060	0.169 ± 0.057	-0.209 ± 0.066
a_4	1.235 ± 0.218	0.151 ± 0.069	1.893 ± 0.064	-0.052 ± 0.097
a_6	-	-1.807 ± 0.053	0.664 ± 0.064	1.357 ± 0.113

$\bar{p}$-Impuls [MeV/c]	1940		
Kanal	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$	$\eta\eta$
$l_{max}^{Legendre}$	10	10	8
$l_{dom}^{Legendre}$	8	0	0
$J_{max}^{„physik."}$	6	6	4
$J_{dom}^{„physik."}$	4	0	0
reduz. χ^2	1.481	1.030	0.993
a_0	1.052 ± 0.038	1.037 ± 0.021	1.011 ± 0.189
a_2	0.081 ± 0.171	0.153 ± 0.089	0.410 ± 0.059
a_4	0.735 ± 0.232	0.655 ± 0.128	-0.551 ± 0.081
a_6	0.513 ± 0.227	-0.125 ± 0.132	-0.057 ± 0.094
a_8	1.646 ± 0.164	-0.382 ± 0.106	-0.440 ± 0.090
a_{10}	-1.200 ± 0.091	0.264 ± 0.075	-

Tabelle 4.5: *Ergebnisse der Legendre-Polynom-Beschreibung der 0^-0^--Daten gemäß $I(\Omega) = \sum_l a_l P_l(\cos(\Theta))$. Die Einträge zu $J_{max}^{„physik."}$ und insbesondere zu $J_{dom}^{„physik."}$ sind wie im Text erläutert als Abschätzungen zu verstehen.*

der Legendre-Beschreibung (vgl. Tab. 4.5) wird gemäß den Ordnungen der beitragenden Polynome angenommen, daß eine Legendre-Partial-Intensität $a_l P_l$ mit zwei assozierten Legendre-Polynomen P_m^j und $P_m^{j'}$ der „physikalischen“ Partialwellenamplitude derart zusammenhängt, daß $j + j' = l$. Trägt also a_0 stark zur Datenbeschreibung bei, so ist ein starker Anteil an Zuständen mit J = 0 nötig, wird ein starkes a_2 gefunden, so ist ein starker Anteil an J = 0 oder an J = 2 oder an beiden vorhanden usw. Diese Abschätzung wird umso unsicherer, je mehr Partialwellen beitragen. Zusätzliche Interpretationshilfe der Legendre-Beschreibungen liefern die Beschreibungsergebnisse der Kanäle vom Typ $\bar{p}p \longrightarrow 0^-\omega$. So wird für $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\pi^0$ bei 1940 MeV/c ein maximaler Legendre-Beitrag der Ordnung 10 gefunden. Im Hinblick auf das gefundene $J_{max} = 5$ für $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$ erscheint ein maximaler physikalischer Drehimpuls von 6 sinnvoll. Die Möglichkeit, daß eine Amplitude der Ordnung 10 durch Interferenz mit einer Amplitude der Ordnung 0 eine Legendre-Ordnung von 10 erzeugt, kann somit weitgehend ausgeschlossen werden. Prinzipiell können auf diese Weise der dominante und der maximale Drehimpulsbeitrag abgeschätzt werden. Zur Abschätzung des dominanten Drehimpulsbeitrages in Tab. 4.5 war die vereinfachende Annahme notwendig, daß Amplituden höherer Ordnung nicht destruktiv interferieren. Im Fall, daß diese Annahme nicht gerechtfertigt ist, ist eine Aussage über den dominanten Drehimpulsbeitrag nicht möglich.

4.5 Vergleich der ermittelten Datenbeschreibungen

Um sowohl die Winkelverteilungen verschiedener Reaktionen (vgl. Abb. 4.3, 4.4 und 4.7) als auch die Winkelverteilungen gleicher Reaktionen, gemessen mit verschiedenen Experimenten, vergleichen zu können, wird üblicherweise eine Akzeptanzkorrektur durchgeführt. Wegen der verschwindenden Akzeptanz entlang der Strahlachse war dieses Verfahren für einen Großteil der betrachteten Kanäle nicht durchführbar. Daher wurden die Monte-Carlo-simulierten Datensätze der einzelnen Reaktionskanäle derart gewichtet, daß ihre Winkelverteilungen mit den vorne beschriebenen Fit-Funktionen übereinstimmen. Diese Winkelverteilungen zeigen Abb. 4.10 und 4.11. Bemerkenswert ist hierbei

- die Ähnlichkeit der Produktionswinkelverteilungen von $\pi^0\pi^0$ und $\pi^0\omega$,
- die Ähnlichkeit der Produktionswinkelverteilungen von $\eta\eta$ und $\eta\omega$,
- die geringe Varianz der ω-Zerfallswinkel-Verteilung für alle $0^-\omega$-Kanäle,
- das quasi komplementäre Verhalten des Treiman-Yang-Winkels für $\pi^0\omega$ und $\eta\omega$.

Anhand der Resultate der Partialwellenbeschreibungen erkennt man eine leichte Tendenz, daß im Zusammenhang mit höherer produzierter Masse niedrigere maximale Drehimpulse auftreten (vgl. in Tab. 4.6 $\pi^0\pi^0$ und $\eta\eta$ für 1940 MeV/c sowie $\pi^0\omega$ und $\eta\omega$ für 1200 MeV/c). Der Effekt, daß beim Vergleich von Kanälen unterschiedlichen Typs (0^-0^- oder $0^-\omega$) zum Teil der schwerere Kanal einen höheren maximalen

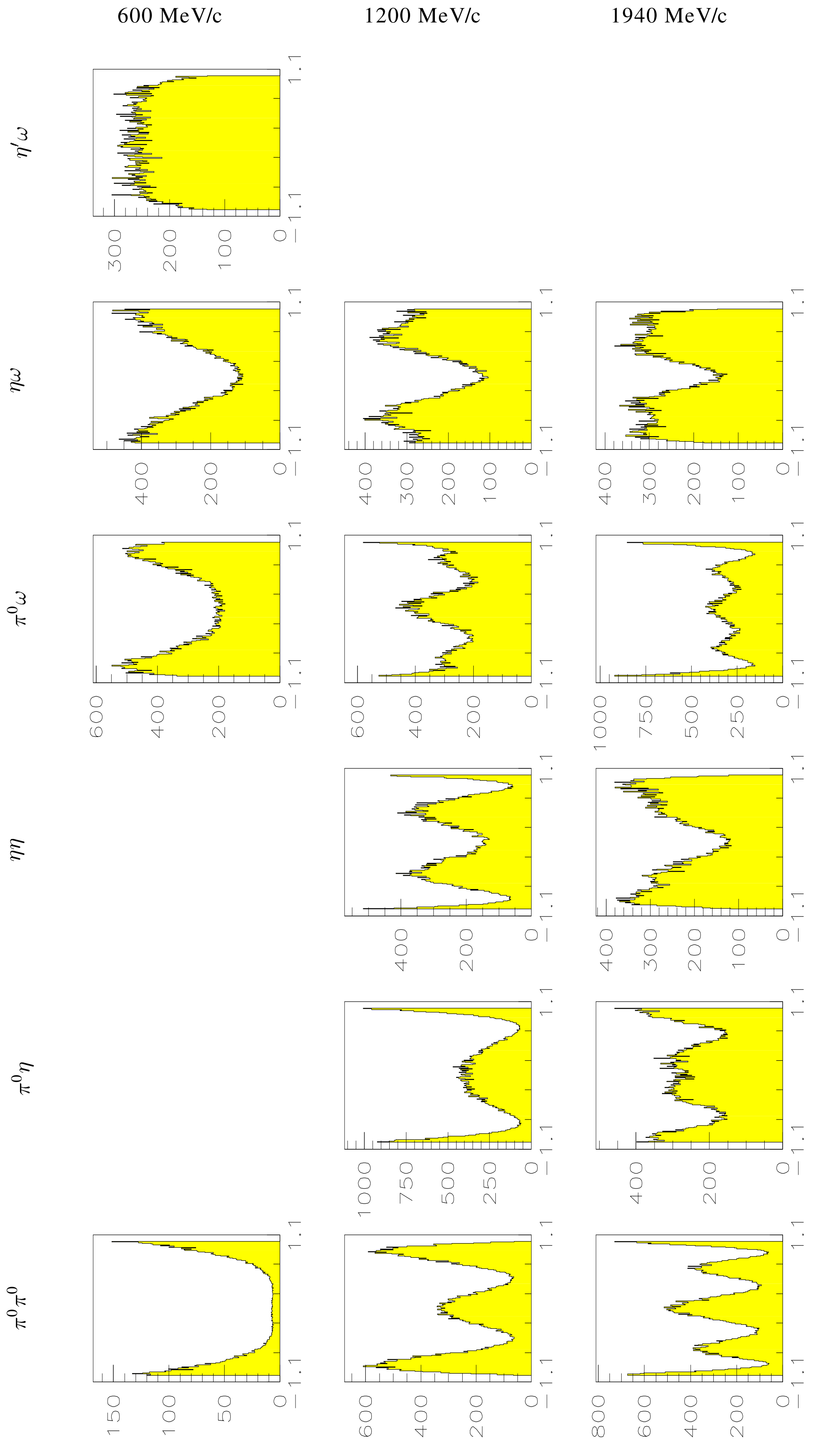


Abbildung 4.10: *Monte-Carlo-Datensätze verteilt gemäß den ermittelten Winkelverteilungen. Aufgetragen ist die Anzahl von Ereignissen in willkürlichen Einheiten gegen den Kosinus des Produktionswinkels.*

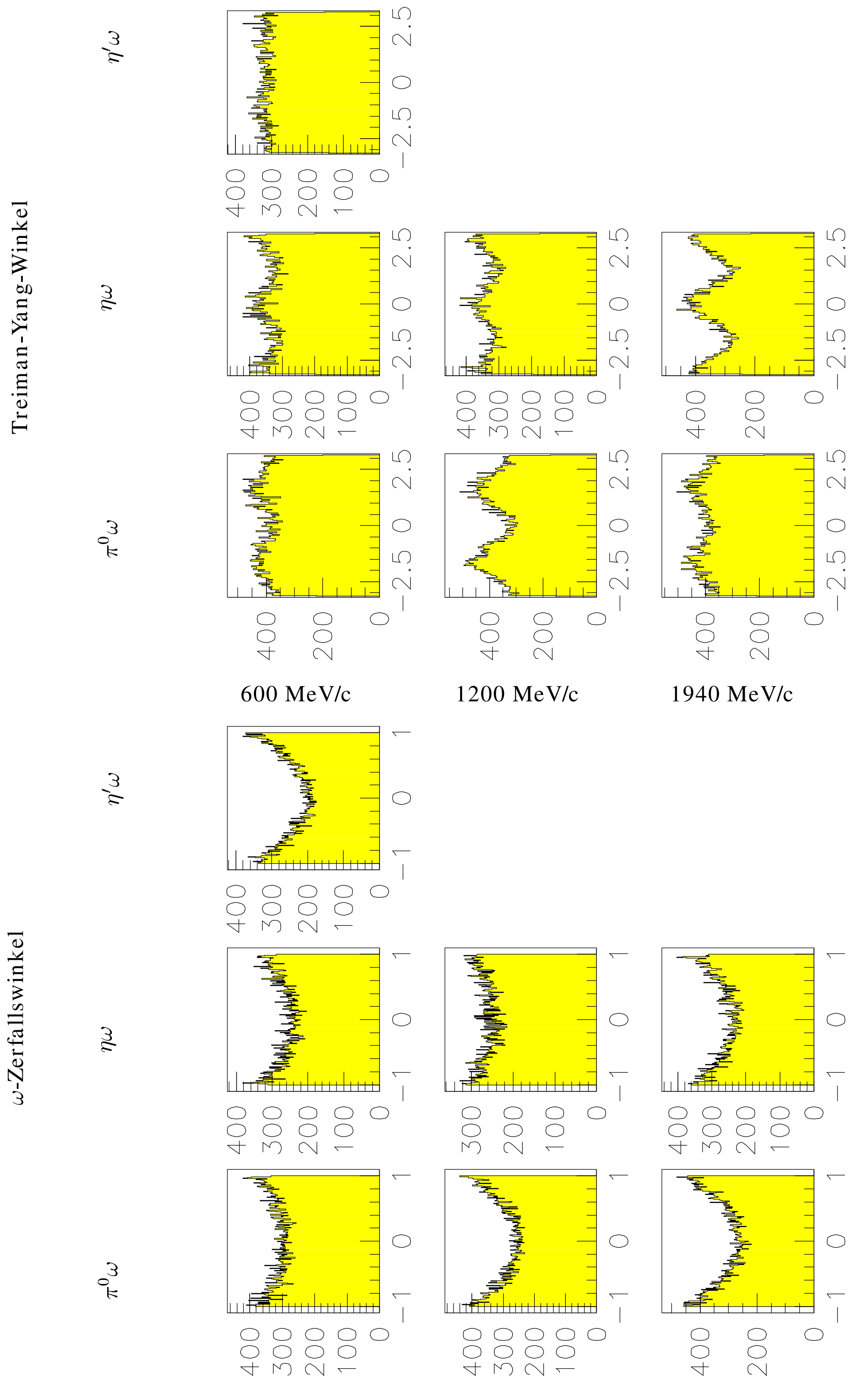


Abbildung 4.11: *Monte-Carlo-Datensätze verteilt gemäß den ermittelten Winkelverteilungen. Aufgetragen ist die Anzahl von Ereignissen in willkürlichen Einheiten gegen den Kosinus des ω-Zerfallswinkels bzw. den Treiman-Yang-Winkel im Bogenmaß.*

Zerfallskanal		$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$	$\pi^0\omega$	$\eta\eta$	$\eta\omega$	$\eta'\omega$
Masse [MeV/c^2]		269.95	682.43	916.92	1094.90	1329.39	1739.71
$\bar{\text{p}}$-Impuls	600 MeV/c	2		3		3	3
	1200 MeV/c	4	4	4	4	3	
	1940 MeV/c	6	6	5	4	5	

Tabelle 4.6: *Maximale ermittelte Drehimpulse in 0^-0^- und $0^-\omega$*

Drehimpuls aufweist (vgl. z. B. $\pi^0\pi^0$ und $\pi^0\omega$ bei 600 MeV/c) steht nicht im Widerspruch zu dieser Aussage, da Kanäle mit zwei pseudoskalaren Mesonen gemäß ihren Quantenzahlen nicht aus ungeraden Drehimpulsen auftreten dürfen. Ist also der in $0^-\omega$-Kanälen auftretende maximale Drehimpuls ungerade und der nächsthöhere gerade Drehimpuls bei dem gewählten Strahlimpuls nicht erreichbar, so ist der in 0^-0^--Kanälen auftretende maximale Drehimpuls zwangsläufig niedriger.

4.6 Relative Verzweigungsverhältnisse

Von Interesse sind jedoch nicht nur die Winkelverteilungen der betrachteten Kanäle, sondern auch ihre relativen Verzweigungsverhältnisse in der $\bar{\text{p}}$p-Annihilation. Für eine flache Effizienzverteilung ergäbe sich die Anzahl der ursprünglich stattgefundenen Reaktionen eines Typs als Quotient aus der Anzahl selektierter Ereignisse und der Effizienz. Tatsächlich unterliegt die Effizienz jedoch Änderungen mit den Winkelvariablen, was bei der Berechnung der Verzweigungsverhältnisse berücksichtigt werden muß. Die größten Abweichungen von einer flachen Effizienzverteilung ergeben sich im $\bar{\text{p}}$p-Zerfallswinkel. Die Effizienzvariation in den anderen Winkelverteilungen (für $0^-\omega$) kann demgegenüber vernachlässigt werden. Insbesondere existieren aufgrund der Öffnungen im Vorwärts- und Rückwärtsbereich des Detektors Intervalle verschwindender Effizienz im $\bar{\text{p}}$p-Zerfallswinkel beim Auftreten hochenergetischer leichter Teilchen. Dieser Effekt wird am stärksten für in Vorwärtsrichtung produzierte Pionen. Der in dieser Hinsicht kritischste Kanal ist $\bar{\text{p}}\text{p} \longrightarrow \pi^0\pi^0$ bei 1940 MeV/c (vgl. die dritte Bildzeile in Abb. 3.6).
Im Falle von Zerfallskanälen, die neben Pionen schwerere Mesonen (η, ω, η') enthalten, kann dies dadurch kompensiert werden, daß die symmetrisierte Winkelverteilung betrachtet wird. Für die Kanäle $\bar{\text{p}}\text{p} \longrightarrow \pi^0\pi^0$ ist diese Kompensation aufgrund der Symmetrie des Endzustandes nicht möglich. Dies liegt daran, daß hierbei ein niederenergetisches Pion im rückwärtigen Teil des Detektors immer mit einem hochenergetischen Pion im vorderen Teil koinzidiert, so daß jedes nahe der Strahlachse gelegene Ereignis nicht detektiert werden kann. Diese Überlegung gilt analog für den Kanal $\bar{\text{p}}\text{p} \longrightarrow \eta\eta$, für den dieser Effekt aufgrund der höheren Masse des η-Mesons allerdings bei weitem weniger kritisch ist. Mit Hilfe der Partialwellenbeschreibung

der Daten ist jedoch eine Extrapolation der gemessenen Winkelverteilungen in den Bereich verschwindender Effizienz hinein und somit eine Abschätzung der Häufigkeit der ursprünglich in der Annihilation entstandenen Ereignisse möglich (vgl. Abb. 4.10).
Mit den so gewonnenen Reaktionsraten, den bekannten Verzweigungsverhältnissen der beteiligten Mesonen [45]

$$BR(\omega \to \pi^0\gamma) = (8.5 \pm 0.5)\% \quad (4.16)$$
$$BR(\pi^0 \to \gamma\gamma) = (98.798 \pm 0.032)\% \quad (4.17)$$
$$BR(\eta \to \gamma\gamma) = (38.8 \pm 0.5)\% \quad (4.18)$$
$$BR(\eta' \to \gamma\gamma) = (2.12 \pm 0.13)\% \quad (4.19)$$

und der Annahme, daß der Einfluß von Untergrundereignissen vernachlässigbar ist, lassen sich prinzipiell die relativen Verzweigungsverhältnisse der betrachteten Kanäle berechnen.

Strahlimpuls [MeV/c]	in Ruhe	600	1200	1940
$\frac{\bar{p}p\to\pi^0\eta}{\bar{p}p\to\pi^0\pi^0}$	0.306 ± 0.026	0.528 ± 0.079	0.680 ± 0.019	1.082 ± 0.045
$\frac{\bar{p}p\to\pi^0\eta'}{\bar{p}p\to\pi^0\pi^0}$	0.177 ± 0.022	?	1.122 ± 0.082	2.404 ± 0.179
$\frac{\bar{p}p\to\eta\eta}{\bar{p}p\to\pi^0\pi^0}$	0.237 ± 0.021	?	0.219 ± 0.009	0.512 ± 0.025
$\frac{\bar{p}p\to\pi^0\omega}{\bar{p}p\to\pi^0\pi^0}$	8.268 ± 0.850	7.695 ± 0.729	5.952 ± 0.374	5.443 ± 0.399
$\frac{\bar{p}p\to\pi^0\eta'}{\bar{p}p\to\pi^0\eta}$	0.580 ± 0.070	?	1.650 ± 0.123	2.221 ± 0.151
$\frac{\bar{p}p\to\eta\eta}{\bar{p}p\to\pi^0\eta}$	0.774 ± 0.064	?	0.322 ± 0.015	0.473 ± 0.018
$\frac{\bar{p}p\to\pi^0\omega}{\bar{p}p\to\pi^0\eta}$	27.028 ± 2.694	14.566 ± 2.222	8.756 ± 0.565	5.031 ± 0.337
$\frac{\bar{p}p\to\eta\omega}{\bar{p}p\to\pi^0\eta}$	71.226 ± 6.949	12.763 ± 1.960	5.879 ± 0.387	2.681 ± 0.183
$\frac{\bar{p}p\to\eta\eta}{\bar{p}p\to\pi^0\eta'}$	1.333 ± 0.163	?	0.195 ± 0.016	0.213 ± 0.015
$\frac{\bar{p}p\to\pi^0\omega}{\bar{p}p\to\pi^0\eta'}$	46.585 ± 6.232	?	5.305 ± 0.497	2.265 ± 0.206
$\frac{\bar{p}p\to\eta\omega}{\bar{p}p\to\eta\eta}$	92.073 ± 9.223	?	18.231 ± 1.339	5.667 ± 0.410
$\frac{\bar{p}p\to\eta\omega}{\bar{p}p\to\pi^0\omega}$	2.635 ± 0.301	0.876 ± 0.078	0.672 ± 0.058	0.533 ± 0.048
$\frac{\bar{p}p\to\eta'\omega}{\bar{p}p\to\pi^0\omega}$	1.361 ± 0.179	1.941 ± 0.227	?	?
$\frac{\bar{p}p\to\eta'\omega}{\bar{p}p\to\eta\omega}$	0.517 ± 0.067	2.215 ± 0.261	?	?

Tabelle 4.7: *Zusammenfassung der ermittelten relativen Verzweigungsverhältnisse*

Zum Vergleich verschiedener Kanäle müssen jedoch gleiche Datensätze verwendet oder Größen gefunden werden, mit deren Hilfe unterschiedliche Datensätze aufeinander normiert werden können.

Für die Analyse zur Annihilation bei 600 MeV/c wurden sehr unterschiedliche Datensätze verwendet, nämlich „minimum bias“-Daten für die 0^-0^--Analyse und getriggerte 0-prong Daten für die $0^-\omega$-Analyse. Insbesondere wurden bei der Datenaufnahme für beide Datensätze unterschiedliche Energieschwellen gesetzt. Die Anzahlen von neutralen Ereignissen in beiden Datensätzen sind also nicht miteinander vergleichbar. Aus diesem Grund wurde erstens die Anzahl gefundener Ereignisse vom Typ $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$ und zweitens die Anzahl vollständig detektierter Ereignisse in beiden Datensätzen zur Normierung herangezogen. Beide Vergleichsgrößen lieferen kompatible Ergebnisse, wobei der statistische Fehler der Anzahl vollständig detektierter Ereignisse deutlich geringer ist, so daß dieser Wert zur Normierung verwendet wurde.
Die für die Analyse der 0^-0^--Kanäle bei 1200 MeV/c und 1940 MeV/c verwendeten Datensätze sind Unterdatensätze der Daten für die $0^-\omega$-Analyse. Jedoch enthielten auch diese Datensätze Teildatensätze mit unterschiedlichen Schwellen für die Ereignis-Gesamtenergie. Zudem stellte sich heraus, daß der Untergrund unter den Verteilungen der gemessenen Gesamtenergie der vollständig detektierten Ereignisse nicht stabil parametrisiert werden konnte. Des weiteren wurde ein unterschiedlicher Untergrund in den älteren und neueren Daten insbesondere im hochenergetischen Bereich und im Bereich hoher PED-Multiplizität festgestellt. Aus diesem Grund wurden für den Vergleich der Datensätze zu beiden Gruppen von Zerfallsmoden Unterdatensätze ausgewählt, die durch einfache Skalierung ineinander übergingen. Für den Strahlimpuls von 1200 MeV/c war dies die Menge der Ereignisse mit einer Gesamtenergie zwischen 2100 und 2500 MeV, für 1940 MeV/c die Menge der 4- und 5-PED-Ereignisse zwischen 2300 und 3200 MeV Gesamtenergie.
Tab. 4.7 zeigt eine Zusammenfassung der ermittelten Verzweigungsverhältnisse. Zum Vergleich wurden bereits ermittelte Verzweigungsverhältnisse der Annihilation in Ruhe hinzugenommen [41][2].
Die Angabe absoluter Verzweigungsverhältnisse ist aufgrund einer fehlenden Normierungsmöglichkeit derzeit nicht möglich.

[2] Beim Nachrechnen der in [41] gegebenen relativen Verzweigungsverhältnisse stellte sich heraus, daß mehrere Werte auch bei Berücksichtigung der möglichen Rundungsfehler nicht nachzuvollziehen waren. Aus diesem Grund wurden für die vorliegende Arbeit alle relativen Verzweigungsverhältnisse aus den in [41] gegebenen absoluten Verzweigungsverhältnissen neu berechnet.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Hauptzielsetzung dieser Arbeit war es, unter Verwendung von Daten des Crystal-Barrel-Experiments am LEAR die maximalen beitragenden Drehimpulse in den Zerfallskanälen 0^-0^- und $0^-\omega$ zu ermitteln und nach Möglichkeit Regelmäßigkeiten zu finden, die es erlauben, hieraus Abschätzungen der in anderen Kanälen auftretenden maximalen Drehimpulse zu finden. Hierbei konnte der bisherige Wissensstand über die Kanäle $\pi^0\pi^0$ und $\pi^0\eta$ [19][20] verbessert werden. Für die Kanäle $\eta\eta$ und $0^-\omega$ stellt diese Arbeit die erste durchgeführte Partialwellendekomposition dar. Im Rahmen der diskutierten Unsicherheiten sind die Ergebnisse aus allen Zerfallskanälen konsistent. In Tab. 5.1 sind alle gefundenen Ergebnisse zu diesem Punkt zusammengefaßt. Die mit * gekennzeichneten Kanäle sowie der Kanal $\pi^0\eta'$ bei 1200 und 1940 MeV/c wurden beobachtet, waren jedoch für eine Partialwellendekomposition von unzureichender Qualität. Die Angaben zu den 0^-0^--Kanälen sind im Sinn der Ausführungen in Kapitel 4 als Abschätzungen zu verstehen.
Die höchsten beitragenden Drehimpulse wurden bestimmt zu:

- $J_{max} = 3\hbar$ für 600 MeV/c
- $J_{max} = 4\hbar$ für 1200 MeV/c
- $J_{max} = 6\hbar$ für 1940 MeV/c

Die erwarteten Abhängigkeiten des maximalen beitragenden Drehimpulses wurden bestätigt. Der maximale beitragende Drehimpuls steigt

- deutlich mit zunehmendem Strahlimpuls,
- leicht mit abnehmender produzierter Masse.

Hieraus folgt, daß der in dieser Arbeit für die einzelnen Strahlimpulse gefundene maximale beitragende Drehimpuls eine obere Schranke für die beitragenden Drehimpulse in fast allen anderen Zerfallskanälen darstellt. Insbesondere gilt dies für die neutralen rein mesonischen Kanäle, da mit den Kanälen $\pi^0\pi^0$, $\pi^0\eta$ und $\pi^0\omega$ die leichtesten Kanäle dieser Art in dieser Arbeit untersucht wurden.
Das gefundene nicht-monotone Verhalten der dominanten Drehimpulsbeiträge kann als Indiz für Resonanzformation in der $\bar{p}p$-Annihilation interpretiert werden. Weitere

Strahlimpuls [MeV/c]	600					
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$ *	$\pi^0\omega$	$\eta\eta$	$\eta\omega$	$\eta'\omega$
J_{max}	2		3		3	3
J_{dom}	2		3		1	1
dom. Unterzustand	?		Singlet M = 0		Triplet M = 0	Triplet M = 0
Strahlimpuls [MeV/c]	1200					
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$	$\pi^0\omega$	$\eta\eta$	$\eta\omega$	$\eta'\omega$ *
J_{max}	4	4	4	4	3	
J_{dom}	2 & 4	2	3	2 & 4	1	
dom. Unterzustand	?	?	Singlet M = 0	?	Singlet M = 0	
Strahlimpuls [MeV/c]	1940					
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$	$\pi^0\omega$	$\eta\eta$	$\eta\omega$	$\eta'\omega$ *
J_{max}	6	6	5	4	5	
J_{dom}	4	0	5	0	1	
dom. Unterzustand	?	?	Singlet M = 0	?	Triplet M = 0	

Tabelle 5.1: *Zusammenfassung der Ergebnisse der Partialwellen-Beschreibungen*

Erkenntnisse zu diesem Punkt lassen sich aus dem für 1996 geplanten Impuls-Scanning mit dem Crystal-Barrel-Detektor erhoffen.
Des weiteren wurden für die analysierten Kanäle relative Verzweigungsverhältnisse bestimmt und diese mit den entsprechenden Ergebnissen zur Annihilation in Ruhe verglichen. Mit Ausnahme der relativen Verzweigungsverhältnisse, die den Kanal $\eta\eta$ enthalten, wird ein streng monotones Verhalten bei Variation des Strahlimpulses beobachtet.

Anhang A

Die Methode zur Pion- und Eta-Meson-Erkennung

Im Verlauf der beschriebenen Selektionen stellte sich heraus, daß für die $\bar{p}p$-Annihilation im Fluge nicht mehr davon ausgegangen werden kann, daß ein in zwei Photonen zerfallendes leichtes Meson im Kalorimeter als zwei separierbare Energieeinträge zu erkennen ist. Insbesondere für Kanäle mit geringer Meson-Multiplizität bedeutet die Vernachlässigung dieses Effekts einen starken Einschnitt in die meßbaren Winkelverteilungen und somit einen nicht kompensierbaren Informationsverlust.
Deshalb wurde es für diese Arbeit notwendig, die zu einem PED verschmolzenen Pionen[1] von „gewöhnlichen" PEDs, die durch ein einzelnes Photon hervorgerufen werden, zu unterscheiden. Aus früheren Untersuchungen zur Annihilation in Ruhe am Crystal-Barrel-Experiment war bereits bekannt, daß sich eine experimentelle Größe, die Schauermasse[2], definieren läßt, die entsprechend ihrer Definition für pionische Zwei-PED-Cluster ungefähr den Wert der Pionmasse annimmt. Wie sich bei Analysen zur Annihilation im Fluge herausstellte, gilt dies analog für η-Mesonen. Da diese Größe auch für Ein-PED-Cluster eine Approximation der Masse des einschlagenden Teilchens darstellt, läßt sie sich zur Separation von Pion- und Photon-Clustern verwenden. Es stellt sich heraus, daß die Schauermasse sowohl energie- wie auch polarwinkel-abhängig ist, wobei die Winkelvariation vernachlässigbar gegenüber der Energieabhängigkeit ist.
Um Cluster unterschiedlichen Ursprungs zu separieren wurde die Energieabhängigkeit der Schauermasse parametrisiert. Hierzu wurden zunächst Monte-Carlo-Daten von typischen Kanälen der $\bar{p}p$-Annihilation, sowohl in Ruhe wie im Fluge, erstellt. Aus diesen Daten wurden rein mesonische Cluster gemäß folgenden Forderungen extrahiert:

- jedes vor den Kristallen entstandene Tochterteilchen aus der Zerfallskette des Mesons (π^0 oder η) hat Energie im gleichen Cluster deponiert,

[1] Für schwerere Mesonen würde dieser Effekt erst bei höheren Energien als den mit dem Crystal-Barrel-Detektor vermessenen auftreten.

[2] dieser Begriff wurde im Kapitel über die Selektion erklärt

- das Cluster enthält keine deponierte Energie aus Zerfallsketten anderer Teilchen,
- insgesamt wurden mindestens 75% der Meson-Gesamtenergie deponiert.

Der betrachtete Energiebereich wurde in Intervalle zu je 100 MeV unterteilt. Die Schauermassen-Verteilungen der in diesen Intervallen liegenden Datenpunkte wurden jeweils mit einer Gauß-Funktion beschrieben, so daß jedem Intervall ein Mittelpunkt und eine Breite der Schauermassen-Verteilung zugeordnet wurde. Die auf diese Weise erzeugten Datenpunkte wurden verwendet, um die Energieabhängigkeit sowohl der Schwerpunktslage als auch der Breite der Schauermassenverteilung durch Polynome in der Cluster-Energie zu beschreiben (s. Abb. A.1).

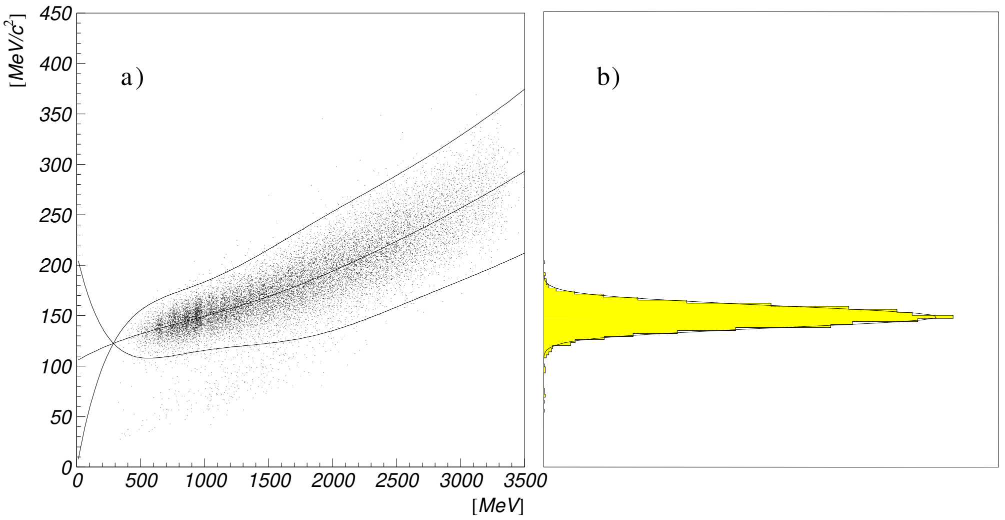


Abbildung A.1: *Parametrisierung der Energieabhängigkeit der Schauermasse. Die Datenpunkte in Bild a) erfüllen die Anforderungen für rein pionische Cluster (s. Text). Der bei den mit dem Crystal-Barrel-Detektor vermessenen Strahlimpulsen auftretende Energiebereich für Pionen reicht bis 2500 MeV. Die durchgezogenen Kurven stellen die Parametrisierung der Verteilung (Mittelpunkt und 3σ-Bänder) dar. Unterhalb des Kreuzungspunktes der Kurven sind keine pionischen Cluster zu erwarten. Bild b) zeigt als Beispiel für die Projektion auf die Schauermassenachse die Schauermassenverteilung innerhalb des Energieintervalls von 900 MeV bis 1000 MeV mit der angepaßten Gauß-Beschreibung.*

Es stellte sich jedoch heraus, daß diese „physikalischen“ Kanäle nicht ausreichend waren, um die Parametrisierung an den Enden zu stabilisieren. Aus diesem Grund wurden mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms Quasi-„Ereignisse“ erzeugt, die aus einzelnen Mesonen bestanden, deren Energien bis an die Grenzen der Ausleseelektronik reichten. Es ist zu betonen, daß derartig hochenergetische Mesonen bei realen Experimentbedingungen nicht auftreten und diese Simulation lediglich der Stabilisierung der beabsichtigten Parametrisierung diente. Aus der so erzeugten Datenmenge wurden wiederum diejenigen Cluster extrahiert, die den Anforderungen für rein mesonische Cluster genügten. Hierdurch konnte das oben beschriebene Verfahren soweit stabilisiert werden, daß die gefundene Parametrisierung auf Meßdaten angewendet werden konnte.

Sei E die Energie des Clusters. Dann lautet die gefundene Parametrisierung für die Energieabhängigkeit pionischer Cluster:

$$\begin{aligned}\mu_{\text{Schauermasse}} = {} & 105.16 \\ & + 0.74907 \cdot 10^{-1} \cdot E \\ & - 0.59117 \cdot 10^{-4} \cdot E^2 \\ & + 0.37134 \cdot 10^{-7} \cdot E^3 \\ & - 0.93325 \cdot 10^{-11} \cdot E^4 \\ & + 0.87289 \cdot 10^{-15} \cdot E^5\end{aligned} \tag{A.1}$$

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{Schauermasse}} = {} & -35.298 \\ & + 0.20787 \cdot E \\ & - 0.38871 \cdot 10^{-3} \cdot E^2 \\ & + 0.37826 \cdot 10^{-6} \cdot E^3 \\ & - 0.20240 \cdot 10^{-9} \cdot E^4 \\ & + 0.60470 \cdot 10^{-13} \cdot E^5 \\ & - 0.94767 \cdot 10^{-17} \cdot E^6 \\ & + 0.60803 \cdot 10^{-21} \cdot E^7\end{aligned} \tag{A.2}$$

Am niederenergetischen Ende dieser Verteilung gibt es einen Punkt, an dem die Breite negativ wird, da unterhalb dieser Energieschwelle keine zu einem Cluster verschmelzende Pionen auftreten.
Die Energieabhängigkeit von Clustern, die durch η-Mesonen erzeugt werden, ist bei den mit dem Crystal-Barrel-Detektor vermessenen Energien noch zu vernachlässigen. Für die Erkennung dieser Cluster stellte es sich als ausreichend heraus, ein Fenster von 29 MeV/c^2 Breite um einen Mittelwert von 557.98 MeV/c^2 in der Schauermasse zu setzen.
Die Methode einer solchen Parametrisierung weist auch Schwachpunkte auf. Zum einen wurde die Winkelabhängigkeit der Schauermasse vernachlässigt. Es existieren auch weitere Parameter, die eine Verbesserung der Separation von Meson- und Photon-Clustern ermöglichen können. Ein solcher Parameter ist zum Beispiel die Elliptizität eines Clusters. Da in einem mesonischen Cluster zwei Photonen, wenn auch untrennbar, aufgetroffen sind, liegt die Vermutung nahe, daß ein solches Cluster elliptischer ist als ein Cluster, daß von nur einem Photon erzeugt wurde. Dies macht jedoch eine Parametrisierung in mehreren Variablen notwendig, die mit klassischen Verfahren wie dem Anpassen einer Funktion nur schwer zu bewältigen ist.
Hinzu kommt, daß diese Parametrisierung für eine bestimmte Prozessierungsenergie von 10 MeV vorgenommen wurde, die für die in dieser Arbeit beschriebenen Analysen verwendet wurde. Es ist davon auszugehen, daß für eine andere Prozessierungsenergie eine neue Parametrisierung notwendig ist. Auch treten in anderen Kanälen Untergrundprobleme auf, die für die in dieser Arbeit behandelten Kanäle vernachlässigt werden konnten. So können extrem hochenergetische Photonen, wie sie zum Beispiel im elektromagentischen Prozeß $\bar{\text{p}}\text{p} \longrightarrow \gamma\gamma$ auftreten, durch schlechte Detektion Schauermassen im Bereich der Pion-Masse erhalten. In Hochmultiplizitätskanälen treten Zufallskoinzidenzen auf in dem Sinne, daß gemäß ihrer Entstehung nicht zusammengehörige Photonen räumlich nah auf das Kalorimeter auftreffen und mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ein pion-ähnliches Cluster erzeugen.

Einen Ausweg aus dieser Problematik bietet die Anwendung eines neuronalen Netzes zur Cluster-Separation. Ein solches weist drei entscheidende Vorteile auf:

- Ein neuronales Netz kann die Menge aller Parameter gleichzeitig verarbeiten. Der vom Netz ermittelte Schnitt erfolgt direkt im hochdimensionalen Parameterraum und nicht in den Projektionen. Es muß also auf keine Information verzichtet werden.
- Es ist möglich, selektions-spezifische Größen wie die Prozessierungsenergie beim Training des Netzes mitzuverwenden, was die Anwendbarkeit der gefundenen Klassentrennung deutlich verbessert.
- Die Lösungsfindung durch ein neuronales Netz läßt sich automatisieren, so daß auf Änderungen der grundlegenden Analyse-Software schneller reagiert werden kann.

Ein weiterer in diesem Zusammenhang interessanter Punkt ist die Möglichkeit, durch ein solches neuronales Netz einen Teilaspekt der Problematik elektromagnetischer Schauerfluktuationen automatisch zu lösen. Ist es nämlich möglich, mesonische Cluster anhand ihrer Signaturen direkt zu erkennen, so besteht keine Notwendigkeit, ein separates Erkennungsverfahren auf Schauerfluktuationen innerhalb dieses Clusters anzuwenden.

Anhang B

Verbesserungen für die Detektion von Annihilationen im Fluge

B.1 Motivation

Wie bereits beschrieben, weist der Crystal-Barrel-Detektor eine Symmetrie auf, die für den Betrieb im Collider Modus geeignet ist. Dies bedeutet, daß die Hauptkomponenten des Detektors rotationssymmetrisch um die Strahlachse (= z-Achse) und spiegelsymmetrisch bezüglich der x-y-Ebene zwischen den Kalorimeter-Hälften sind, wobei an den Enden des Detektors je eine relativ große Öffnung gelassen wurde. Das aktive Szintillator-Material umfaßt im Laborsystem, abgesehen von den Lücken zwischen den Kristallen, einen Polarwinkelbereich zwischen 12° und 168° und in diesem den vollen Azimutwinkelbereich. Sei Ω der volle Raumwinkel von 4π. Dann entspricht dies im Laborsystem einer Raumwinkelabdeckung von $97.8\% \times \Omega$.
Tatsächlich wird der Crystal-Barrel-Detektor im „fixed target“-Modus betrieben. Eine der Öffnungen an den Detektorenden wird für die Heranführung des Antiprotonstrahls genutzt. Die andere Öffnung dient neben der reaktionsfreien Herausführung des Reststrahls ungestreuter Antiprotonen der Herausführung von Kabeln sowie der Aufnahme des Antizählers. Trotzdem ist diese Symmetrie sehr geeignet zur Detektion der im wesentlichen isotrop verteilten Ereignisse bei Annihilation in Ruhe.
Bei Annihilation im Fluge wird der größte Teil der entstehenden Teilchen aufgrund der Impulserhaltung im vorderen Teil des Detektors nachgewiesen, so daß die Öffnung in Vorwärtsrichtung eine umso größere Einschränkung der Detektions-Qualität bedeutet, je höher der Antiprotonen-Einschuß-Impuls wird.
Für dieses Problem sind zwei verschiedene Lösungen denkbar, die kombiniert werden können. Eine besteht darin, die Öffnung in Vorwärtsrichtung so dicht wie möglich mit aktivem Kalorimetermaterial, einem sogenannten Vorwärtsdetektor, zu füllen.

Die andere besteht darin, die Targetposition strahlaufwärts zu verschieben. Hierdurch wird der detektierte Raumwinkelbereich in Vorwärtsrichtung vergrößert. Es ist zu bemerken, daß hierdurch natürlich der detektierte Raumwinkelbereich in Rückwärtsrichtung verkleinert wird, was wegen der Konzentration der erzeugten Teilchen im vorderen Detektorteil vernachlässigbar ist.

B.1.1 Der Vorwärtsdetektor

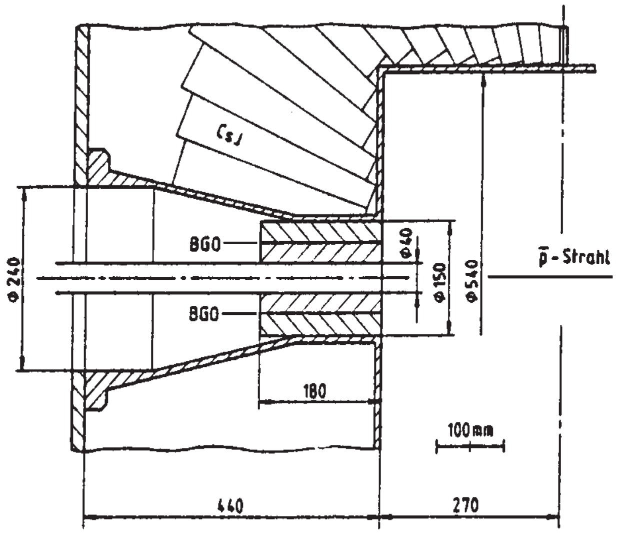


Abbildung B.1: *Schematische Darstellung des simulierten BGO-Detektors zur Vergrößerung der Nachweiswahrscheinlichkeit von neutralen Teilchen in Vorwärtsrichtung.*

Die Anzahl denkbarer Vorwärtsdetektoren wird durch den vorhandenen Raum in der Öffnung im vorderen Detektorbereich beschränkt, sowie durch den Raum, der für die Herausführung erstens des Reststrahls ungestreuter Antiprotonen und zweitens von Kabeln gelassen werden muß. Lösungen, bei denen die Kabel an einer anderen Stelle aus dem Detektorbereich herausgeführt werden, erforden erheblich höheren bautechnischen Aufwand oder bedingen Effizienzeinbußen an anderen Stellen des Detektors.
Die Version, die in dieser Arbeit simuliert wurde, besteht aus 45 BGO-Kristallen[1] von trapezoidaler Form, die in zwei konzentrischen Ringen angeordnet werden, von denen der äußere 30 und der innere 15 Kristalle enthält. In dieser Simulation liegen die Kristalle lückenlos aneinander. Eine Stütz- oder Haltestruktur wurde nicht simuliert, da noch keine Entwürfe über Form und Material einer solchen vorlagen. Der gesamte Vorwärtsdetektor hat annähernd die Form eines Hohlzylinders von 18 cm Länge bei einem äußeren Radius von 7.5 cm und einem inneren Radius von 2 cm (s. Abb. B.1). Als Material wurde BGO wegen seiner relativ geringen Strahlungslänge verwendet (1.12 cm verglichen mit 1.86 cm für CsI_{Tl} [55]). Die gewählte Länge der Kristalle

[1] BGO: Wismutgermanat $Bi_4Ge_3O_{12}$

von 18 cm entspricht hiernach etwa 16 Strahlungslängen. In Einheiten von Strahlungslängen weisen somit die simulierten BGO-Kristalle die gleiche Länge wie die CsI-Kristalle des Hauptkalorimeters auf.
Der Hauptvorteil eines solchen Vorwärtsdetektors gegenüber einer Verschiebung des Targets ist der wesentlich größere Gewinn an detektiertem Raumwinkel in Vorwärtsrichtung. Ein weiterer Vorteil liegt darin, daß die Kristalle des Hauptkalorimeters weiterhin auf das Zentrum des Targets gerichtet bleiben. Trotzdem weist ein solcher Vorwärtsdetektor auch Nachteile auf. Die simulierte Version läßt keinen Raum zur Herausführung der Kabel zur Auslese der JDC. Als Folge davon wäre es nicht möglich, mit einem solchen Detektor geladene Ereignisse zu vermessen. Selbst für das Aufzeichnen neutraler Ereignisse entstünde das Problem, daß lediglich die PWC's als Vetodetektoren gegen die sehr viel häufigeren geladenen Ereignisse verblieben. Eine so starke Verkleinerung des Vorwärtsdetektors, daß die Herausführung der JDC-Kabel weiterhin möglich wäre, würde die angestrebte Effizienzverbesserung zunichte machen.
Um die Effekte des Vorwärtsdetektors zu simulieren, mußten sowohl die Monte-Carlo- als auch die Rekonstruktions-Software modifiziert werden. Der Vorwärtsdetektor wurde unter Verwendung von GEANT-Geometriedefinitionen [14] in das Monte-Carlo-Programm eingebaut, indem Unterprogramme analog zur für die CsI-Kristalle existierenden CBGEANT-Simulations-Software [47] erstellt wurden.

B.1.2 Die Targetverschiebung

Das Design des Crystal-Barrel-Detektors läßt keine so große Targetverschiebung zu, wie notwendig wäre, um den detektierten Winkelbereich in Vorwärtsrichtung signifikant zu vergrößern. Außerdem existiert für jeden vermessenen Strahlimpuls ein eigenes Optimun für die Targetposition. Im Fall, daß Trigger zur Selektion spezieller Kanäle verwendet werden, könnte sogar eine kanalabhängige Optimierung nützlich sein. Da jedoch der zu erwartende Aufwand zur Realisierung einer Targetverschiebung deutlich unter dem zum Bau eines Vorwärtsdetektors liegt, bleibt dies eine bedenkenswerte Alternative. Zudem erfordet eine Veschiebung des Targets keinen Verzicht auf die JDC, so daß mit verschobenem Target auch geladene Ereignisse aufgenommen werden könnten.
Der Hauptnachteil beim Verschieben des Targets liegt darin, daß sowohl die Geometrie des Detektors (Ausrichtung der CsI-Kristalle) wie auch die gesamte Rekonstruktions-Software speziell für ein im Detektor-Zentrum befindliches Target ausgelegt sind. Infolgedessen würde die Verschiebung des Targets größere Änderungen dieser Software erforderlich machen.
Eine detaillierte Studie und Diskussion der bei einer Targetverschiebung auftretenden Effekte kann in Ref. [35] gefunden werden. Hiernach wird eine sowohl von den Energien als auch von den Winkeln der detektierten Photonen abhängige Korrekturfunktion benötigt. Für die hier vorgestellte Simulation wurde eine einfachere Korrektur verwendet, die ausreichend gute Resultate liefert [10].

B.1.3 Ergebnis der Simulationen

Um die rein geometrischen Effekte besser zu verdeutlichen, zeigt Tab. B.1 einen Vergleich der Crystal-Barrel-Standardgeometrie mit Geometrien, die eine Targetverschiebung und/oder einen Vorwärtsdetektor der beschriebenen Form enthalten.

	Target-verschiebung	abgedeckter θ-Bereich		überdeckter Raumwinkel im Laborsystem [% $\cdot\, 2\pi$]	
v[cm]		θ_{min} [°]	θ_{max} [°]	vorwärts	rückwärts
ohne	0	12.00	168.00	97.81	97.81
Vorwärts-	-8	10.00	166.59	98.48	97.27
detektor	-11	9.43	165.65	98.65	96.88
mit	0	2.55	168.00	99.90	97.81
Vorwärts-	-8	2.16	166.59	99.93	97.27
detektor	-11	2.05	165.65	99.94	96.88

Tabelle B.1: *Geometrische Änderungen mit verschobenem Target und Vorwärtsdetektor.*

Es wurden verschiedene Zerfallskanäle der $\bar{p}p$-Annihilation simuliert, die speziell für die Suche nach Glueball- und Hybrid-Zuständen von Interesse sein könnten, um herauszufinden, inwieweit die genannten Alternativen die Effizienz des Detektors verbessern. Für das hypothetische Meson $X_2(1515)$ wurden verschiedene Winkelverteilungen simuliert, um deren Einfluß zu untersuchen. Das Ergebnis dieser Simulationen zeigt Tab. B.2. „Rekonstruktionsraten“ bedeutet in diesem Zusammenhang die Anzahl korrekt gefundener $\gamma\gamma$-Resonanzen (π^0,η). Die betrachteten Detektor-Varianten enthalten entweder den BGO-Vorwärtsdetektor oder die JDC. Die simulierte Targetverschiebung von -11 cm stellt das für einen Antiprotonenimpuls von 1.8 GeV/c gefundene Optimum dar.
Das numerische Ergebnis bestätigt die Erwartungen, die aus den geometrischen Betrachtungen folgen. Beide Modifikationen verbessern die Rekonstruktionsraten, wobei der Vorwärtsdetektor besser abschneidet als das alleinige Verschieben des Targets. Die größte Verbesserung liefert erwartungsgemäß das gleichzeitige Anwenden beider Modifikationen.
Es ist diskutiert worden, inwieweit ein Vorwärtsdetektor die Kenntnis der auftretenden Winkelverteilungen verbessern hilft. Tatsächlich zeigt sich für den mit unterschiedlichen Winkelverteilungen simulierten Kanal $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0 X_2(1515) \longrightarrow 3\pi^0 \longrightarrow 6\gamma$ eine Abhängigkeit der Effizienzverbesserung von der Winkelverteilung. Eine signifikante Verbesserung in der Erkennung der Form der simulierten Winkelverteilungen konnte nicht festgestellt werden. Es ist jedoch zu erwarten, daß eine solche Verbesserung für Zerfallskanäle mit wenigen leichten Teilchen zu finden ist.
Nach Abwägung des zu erbringenden Aufwandes gegen den zu erwartenden Nutzen wurden jedoch von der Kollaboration beide Alternativen verworfen.

γ-Multiplizität		6						10	
$\bar{p}p$ (1.8 GeV/C) $\longrightarrow$		$\pi^0 X_2(1515)$, $X_2 \longrightarrow \pi^0\pi^0$ X_2 Winkelverteilung:					$\pi^0\pi^0\pi^0$	$\pi^0\pi^0\pi^0\pi^0\eta$	$\pi^0\pi^0 f_1(1285)$ $f_1 \rightarrow \pi^0 a_0(980)$ $a_0 \longrightarrow \pi^0\eta$
Vorwärtsdetektor	Target-Ort	flach	$\cos^2\theta$	$(\cos^2\theta - \frac{1}{3})^2$	$\sin^2\theta$	$\cos^2\theta + \frac{1}{3}$			
nein	Zentrum	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
nein	-11 cm	115.5	122.8	118.0	114.6	119.1	107.7	137.7	114.1
ja	Zentrum	128.0	132.6	127.3	129.1	129.8	125.4	157.4	150.4
ja	-11 cm	140.0	147.4	145.6	142.2	140.1	132.4	193.4	162.5

Tabelle B.2: *Rekonstruktionsraten mit verschiedenen Detektor-Spezifikationen in % relativ zum derzeitigen Standard (Target im Zentrum und kein Vorwärtsdetektor). Für alle Kanäle: $\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$, $\eta \longrightarrow \gamma\gamma$.*

Anhang C

Monte-Carlo-Simulationen möglicher Untergrundkanäle für $0^-\omega$

In den Datensätzen vom Typ $0^-\omega$ wurde ein nichtverschwindender Untergrund beobachtet, der sich durch klassische Methoden der Untergrundreduktion (Schnitte) nicht weiter verkleinern ließ. Um diesen Untergrund zu verstehen und abzuschätzen wurden Monte-Carlo-Datensätze der wahrscheinlichsten Untergrundkanäle sowie einiger weiterer Kanäle, die den gesuchten in bezug auf ihren Teilcheninhalt ähnlich sind, erstellt. Zusätzlich wurden einige Monte-Carlo-Datensätze, die für andere Analysen erstellt worden waren, zu Testzwecken der gleichen Selektion unterworfen. Hierbei wurden alle auftretenden Winkelverteilungen zunächst flach und alle auftretenden Resonanzen gemäß einer Breit-Wigner-Verteilung erzeugt. Für die folgenden Betrachtungen und Tabellen gilt:

- alle pseudoskalaren Mesonen wurden, sofern nicht anders angegeben, nur in ihrem Zwei-Photon-Zerfallsmodus betrachtet,
- das ω-Meson wurde nur in seinem Zerfall in ein neutrales Pion und ein Photon betrachtet,
- alle Pionen aus Resonanz-Zerfällen sind neutrale Pionen.

Für die in dieser Arbeit behandelten Kanäle, für die Winkelverteilungen in funktionaler Form vorliegen, wurden die ursprünglichen Monte-Carlo-Datensätze (flache Winkelverteilungen) mit solchen verglichen, die den ermittelten Winkelverteilungen genügen.
Da die Mesonen aus den gemessenen Energieeinträgen im Kalorimeter rekonstruiert werden müssen, ergibt sich zusätzlich zu dem Untergrund aus Fremdkanälen ein Untergrund aus Ereignissen, die zwar zum gesuchten Ereignistyp gehören, jedoch durch Fehlkombination einen Eintrag an der falschen Stelle der Spektren erzeugen. Diese fehlkombinierten Ereignisse können in Monte-Carlo-Daten identifiziert werden.

In Tab. C.1 - C.11 wird für alle Monte-Carlo-simulierten Kanäle das Verhalten im Verlauf der Selektion dargestellt. Tab. C.1 - C.3, C.5 - C.7 und C.9 - C.11 beziehen sich auf die ursprünglichen Monte-Carlo-Datensätze mit flacher Winkelverteilung. Tab. C.4, C.8 und C.12 stellen den Selektionsverlauf für Monte-Carlo-Datensätze bei Simulation der ermittelten Winkelverteilungen dar. Es wird jeweils der Anteil der verbleibenden Ereignisse nach einem Selektionsschritt relativ zur erzeugten Statistik angegeben. Ein Eintrag „0.0“ bedeutet, daß kein Ereignis dieser Monte-Carlo-Datenmenge den jeweiligen Selektionskriterien genügte. Die Abfolge der Selektionsschritte stimmt bis auf die mit „davon korrekt“ gekennzeichneten Zeilen mit den Selektionsschritten für Meßdaten in Tabelle 3.7 überein. Die in den Tabellen verwendeten Kurznotationen für die Selektionsschritte bedeuten (vgl. die genaue Erläuterung der Selektion in Kap. 3.3.2):

- *Schnitte auf Multiplizitäten:*
  - *PEDs:* lockere Vorselektion auf die PED-Multiplizität
  - *π^0 und η:* Schnitt gegen unmögliche π^0- und η-Multiplizitäten
  - *Photonen:* Schnitt gegen nicht erwünschte Photonen-Multiplizitäten (neuronales Netz)
- *Schnitte auf Variablen des kinematischen Fits:*
  - *Endzustand:* Konvergenz des Phasenraum-Fits (5γ oder $\pi^0\gamma\gamma\gamma$)
  - *$\pi^0 0^- \gamma$:* Konvergenz mindestens eines higher-constraint-Fits ($0^-= \pi^0$, η oder η')
  - *$\omega\gamma\gamma$:* Konvergenz der ω-Hypothese
  - *Vertex:* Forderung nach Annihilation im Target
- *Schritte zur kanalspezifischen Selektion:*
  - *Fit-Konsistenz:* Konsistenz der Fits $\pi^0 0^- \gamma$ und $\omega\gamma\gamma$ ($0^-= \pi^0$, η oder η')
  - *Meson-Konsistenz:* Konsistenz der Fitergebnisse mit der direkten Meson-Erkennung
  - *max. 5 PEDs:* Schnitt gegen Schauerfluktuationen
  - *5 PEDs:* Anteil an 5-PED-Ereignissen in den verbleibenden Daten (für $\pi^0\omega$)
  - *4 PEDs:* Anteil an 4-PED-Ereignissen in den verbleibenden Daten (für $\pi^0\omega$)
  - *kein 1-PED-π^0:* Schnitt gegen zu einem PED verschmolzene Pionen (für $\eta\omega$ und $\eta'\omega$)
  - *ω-Zerfallswinkel:* Schnitt gegen den untergrundbelasteten Bereich des ω-Zerfallswinkels (für $\eta\omega$)

In den mit „davon korrekt“ gekennzeichneten Zeilen ist für die erwünschten Kanäle vom Typ $0^-\omega$ angegeben, welcher Anteil der erzeugten Ereignisse tatsächlich mit der korrekten Photon-Kombinatorik rekonstruiert werden konnte. Auch für $\pi^0\omega$ ist die Rekonstruktionsqualität in 5-PED-Ereignissen im allgemeinen höher als in 4-PED-Ereignissen, in denen die Selektion einem PED pionischen Ursprung zuordnet.
Wie erwartet zeigte sich, daß der Untergrund aus Kanälen mit geladenen Teilchen für diese Analyse keine Rolle spielt. Beispielhaft sei hier der Kanal $\bar{p}p \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\omega$ bei einem Strahlimpuls von 1200 MeV/c aufgeführt (s. Tab. C.5 und C.6).
Als Hauptuntergründe für alle gesuchten Kanäle stellten sich heraus:

- die jeweils anderen Kanäle vom Typ $0^-\omega$,
- die Zerfallskanäle vom Typ $\bar{p}p \longrightarrow 0^-0^-0^-$ mit den in diesen Kanälen möglichen intermediären Resonanzen.

Einige in den Sechs-Photon-Daten sichtbare und somit für diese Untergrundbetrachtung wichtige Resonanzen konnten nicht simuliert werden, da ihre Resonanzparameter zu unbestimmt sind. Dies sind zum einen die etablierten Mesonen $f_0(980)$ und $a_0(980)$ und zum anderen die in mehreren Zerfallsmoden beobachtete(n) Struktur(en) mit einer Masse um 1500 MeV/c^2. Kanäle mit vier oder mehr als sechs Photonen im Endzustand tragen zum Untergrund deutlich geringer bei.
Die Problematik der Sechs-Photon-Endzustände wird besonders deutlich, wenn man die Selektivität des Schnittes auf die Photon-Multiplizität betrachtet (s. Tab. C.1, C.5, C.9). Zunächst verwunderlich werden hierbei die gesuchten Kanäle stärker reduziert als die unerwünschten Untergrundkanäle. Dieser Schnitt wurde jedoch bewußt schwach gehalten, um möglicherweise im nachhinein die Rekonstruktion von solchen $0^-\omega$-Ereignissen zu ermöglichen, die durch eine elektromagnetische Schauerfluktuation einen Sechs-Photon-Endzustand vortäuschen. Jedoch ist dieses Verhalten ein deutliches Indiz dafür, daß bei einem solchen Rekonstruktionsversuch mit einem hohen Anteil von fehlinterpretierten Sechs-Photon-Ereignissen zu rechnen ist. Aus diesem Grund wurden in der endgültigen Selektion nur Ereignisse mit maximal fünf PEDs zugelassen.
Eine entscheidende Reduktion des Untergrundes erfolgt erwartungsgemäß durch den kinematischen Fit (s. Tab. C.1, C.5, C.9). Interessant ist die Beobachtung, daß der Schnitt auf den vom kinematischen Fit gelieferten Annihilationsvertex, der einen Ursprung der Mesonen im Target sicherstellen soll, keine Reduktion der Monte-Carlo-Daten bewirkt, während in Originaldaten eine Reduktion bis über 10% beobachtet wurde (vgl. Tab. 3.7). Dies hängt mit einer schlechten Justierung des Antiprotonenstrahls zusammen, die bereits während der Datenaufnahme beobachtet wurde, und die zu Antiproton-Reaktionen in anderen Detektor-Komponenten als dem Target und somit zu einem mit dem bisherigen Monte-Carlo-Programm nicht zu simulierenden Untergrund führt.
In diesen Monte-Carlo-Simulationen wird auch die Bedeutung von Resonanzstrukturen und Winkelverteilungen deutlich. So erkennt man beim Vergleich der beiden in ihrem Endzustand identischen Monte-Carlo-simulierten Kanäle $\bar{p}p \xrightarrow{\text{direkt}} \pi^0\pi^0\gamma$ und $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega \longrightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ (für 1940 MeV/c) die Selektivität der Forderung nach einem rekonstruierbaren ω (s. Tab. C.9 und C.10). Beim Vergleich der direkten Annihilation in drei pseudoskalare Mesonen mit Kanälen, die intermediäre Resonanzen enthalten ($f_2 \longrightarrow \pi^0\pi^0$, $a_2 \longrightarrow \pi^0\eta$), sowie beim Vergleich der Kanäle $\bar{p}p \xrightarrow{\text{direkt}} \pi^0\pi^0\omega$ und $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0 b_1 \longrightarrow \pi^0\pi^0\omega$ ergeben sich zum Teil drastische Unterschiede im Untergrundbeitrag, je nachdem, ob eine Resonanz vorliegt oder nicht (s. Tab. C.3, C.7, C.11). Vergleicht man für die Kanäle 0^-0^- und $0^-\omega$ Monte-Carlo-Datensätze mit flacher Winkelverteilung mit Monte-Carlo-Datensätzen, die den „physikalischen“ Winkelverteilungen genügen, so findet man, daß sich aus der Unkenntnis von Winkelverteilungen ein Unsicherheitsfaktor in der Größenordnung 1.0 bis 1.5 für die Abschätzung von Untergrundbeiträgen ergibt. Man vergleiche hierzu Tab. C.2 mit Tab. C.4, Tab. C.6 mit Tab. C.8 und Tab. C.10 mit Tab. C.12.

γ-Multiplizität	4						5			6	
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$	$\pi^0\eta'$	$\eta\eta$	$\eta\eta'$	$\eta'\eta'$	$\pi^0\omega$	$\eta\omega$	$\eta'\omega$	$\omega\omega$	$\eta'\pi^0$ $\hookrightarrow \omega\gamma$
Analysierte Statistik	51000	50000	51320	49999	50000	50000	60000	49999	49999	50999	49999
neutrale Ereignisse	0.9479	0.9459	0.9465	0.9440	0.9457	0.9434	0.9372	0.9354	0.9352	0.9263	0.9239
Schnitte auf Multiplizitäten											
PEDs	0.8557	0.8613	0.8556	0.8662	0.8636	0.8572	0.9272	0.9280	0.9274	0.9257	0.9228
π^0und η	0.8557	0.8613	0.8556	0.8662	0.8636	0.8572	0.9272	0.9280	0.9274	0.9252	0.9220
Photonen	9.3E-3	0.0128	0.0125	0.0151	0.0152	0.0139	0.5461	0.6074	0.5857	0.8114	0.8266
Schnitte auf Variablen des kinematischen Fits											
Endzustand	6.6E-3	8.7E-3	8.2E-3	9.8E-3	9.5E-3	8.3E-3	0.4033	0.4406	0.4237	0.1475	0.1414
$\pi^0 0^- \gamma$	3.4E-3	3.8E-3	4.1E-3	1.7E-3	9.4E-4	8.8E-4	0.3757	0.3953	0.3924	0.0566	0.0604
$\omega\gamma\gamma$	6.9E-4	5.6E-4	4.3E-4	5.0E-4	8.0E-5	1.6E-4	0.3222	0.3630	0.3734	0.0465	0.0308
Vertex	6.9E-4	5.6E-4	4.3E-4	5.0E-4	8.0E-5	1.6E-4	0.3222	0.3630	0.3734	0.0465	0.0308

γ-Multiplizität	6									7	8
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0\pi^0$	$f_2\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\pi$	$\pi^0\pi^0\eta$	$a_2\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\eta$	$f_2\eta$ $\hookrightarrow \pi\pi$	$\pi^0\pi^0\eta'$	$\pi^0\eta\eta$	$\pi^0\eta\eta'$	$\eta\eta\eta$	$b_1\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\omega$	$\pi^0\omega\omega$
Analysierte Statistik	151075	50000	49998	50000	49999	10000	49999	10000	50066	50000	59998
neutrale Ereignisse	0.9277	0.9268	0.9252	0.9257	0.9239	0.9258	0.9237	1.0000	0.9226	0.9170	0.9077
Schnitte auf Multiplizitäten											
PEDs	0.9261	0.9254	0.9242	0.9249	0.9226	0.9250	0.9232	0.9989	0.9221	0.9155	0.8959
π^0und η	0.9185	0.9108	0.9242	0.9249	0.9226	0.9250	0.9232	0.9989	0.9220	0.9148	0.8958
Photonen	0.7721	0.7735	0.8195	0.8318	0.8362	0.7959	0.8667	0.9202	0.9018	0.8772	0.8867
Schnitte auf Variablen des kinematischen Fits											
Endzustand	0.1713	0.1606	0.1500	0.1420	0.1351	0.1667	0.1195	0.1650	0.0382	0.0234	2.3E-3
$\pi^0 0^- \gamma$	0.1467	0.1422	0.1215	0.1192	0.1091	0.1354	0.0229	0.0316	5.3E-3	9.2E-3	3.7E-4
$\omega\gamma\gamma$	0.0678	0.0637	0.0363	0.0361	0.0314	0.0402	7.3E-3	0.0105	1.8E-3	4.6E-3	1.5E-4
Vertex	0.0678	0.0637	0.0363	0.0361	0.0314	0.0402	7.3E-3	0.0105	1.8E-3	4.6E-3	1.5E-4

Tabelle C.1: *Ergebnisse der allgemeinen $0^-\omega$-Selektion Monte-Carlo-simulierter Zerfallskanäle bei 600 MeV/c. Nähere Erläuterungen im Text.*

γ-Multiplizität	4						5			6	
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$	$\pi^0\eta'$	$\eta\eta$	$\eta\eta'$	$\eta'\eta'$	$\pi^0\omega$	$\eta\omega$	$\eta'\omega$	$\omega\omega$	$\eta'\pi^0$ $\hookrightarrow \omega\gamma$
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$											
Fit-Konsistenz	1.4E-4	1.0E-4	1.9E-5	0.0	0.0	0.0	0.2481	8.8E-4	1.4E-3	5.5E-4	3.0E-3
Meson-Konsistenz	1.4E-4	1.0E-4	1.9E-5	0.0	0.0	0.0	0.2478	8.8E-4	1.4E-3	5.5E-4	3.0E-3
max. 5 PEDs	1.2E-4	8.0E-5	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1883	5.6E-4	1.1E-3	2.4E-4	1.1E-3
5 PEDs	1.2E-4	8.0E-5	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1882	5.6E-4	1.1E-3	2.4E-4	1.1E-3
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	0.1819	-	-	-	-
4 PEDs	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.0E-4	0.0	0.0	0.0	0.0
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	1.0E-4	-	-	-	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$											
Fit-Konsistenz	5.9E-5	1.0E-4	9.7E-5	1.0E-4	0.0	0.0	8.5E-3	0.3026	2.1E-3	1.6E-3	5.3E-3
Meson-Konsistenz	0.0	8.0E-5	9.7E-5	1.0E-4	0.0	0.0	5.7E-3	0.2951	2.0E-3	1.6E-3	5.1E-3
max. 5 PEDs	0.0	6.0E-5	3.9E-5	8.0E-5	0.0	0.0	4.2E-3	0.2170	1.3E-3	4.9E-4	1.1E-3
kein 1-PED-π^0	0.0	6.0E-5	3.9E-5	8.0E-5	0.0	0.0	4.2E-3	0.2170	1.3E-3	4.9E-4	1.1E-3
ω-Zerfallswinkel	0.0	6.0E-5	3.9E-5	8.0E-5	0.0	0.0	1.6E-3	0.1991	1.3E-3	4.3E-4	8.8E-4
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	0.1978	-	-	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega$											
Fit-Konsistenz	0.0	0.0	0.0	8.0E-5	0.0	4.0E-5	9.4E-3	4.0E-3	0.3233	1.6E-3	5.2E-3
Meson-Konsistenz	0.0	0.0	0.0	8.0E-5	0.0	4.0E-5	9.0E-4	3.8E-3	0.2953	1.4E-3	3.9E-3
max. 5 PEDs	0.0	0.0	0.0	6.0E-5	0.0	0.0	5.8E-4	2.7E-3	0.2123	1.8E-4	7.8E-4
kein 1-PED-π^0	0.0	0.0	0.0	6.0E-5	0.0	0.0	5.8E-4	2.7E-3	0.2123	1.8E-4	7.8E-4
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	0.2111	-	-

Tabelle C.2: *Ergebnisse der kanalspezifischen $0^{-}\omega$-Selektion Monte-Carlo-simulierter Zerfallskanäle bei 600 MeV/c. Nähere Erläuterungen im Text.*

Tabelle C.3: Ergebnisse der kanalspezifischen $0^-\omega$-Selektion Monte-Carlo-simulierter Zerfallskanäle bei 600 MeV/c. Nähere Erläuterungen im Text.

γ-Multiplizität	6									7	8
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0\pi^0$	$f_2\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\pi$	$\pi^0\pi^0\eta$	$a_2\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\eta$	$f_2\eta$ $\hookrightarrow \pi\pi$	$\pi^0\pi^0\eta'$	$\pi^0\eta\eta$	$\pi^0\eta\eta'$	$\eta\eta\eta$	$b_1\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\omega$	$\pi^0\omega\omega$
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$											
Fit-Konsistenz	0.0189	0.0115	1.5E-3	9.8E-4	2.3E-3	8.0E-4	2.0E-4	2.0E-4	6.0E-5	2.8E-4	0.0
Meson-Konsistenz	0.0189	0.0115	1.5E-3	9.8E-4	2.3E-3	8.0E-4	2.0E-4	2.0E-4	6.0E-5	2.8E-4	0.0
max. 5 PEDs	2.8E-3	1.8E-3	2.8E-4	2.8E-4	5.8E-4	1.0E-4	8.0E-5	0.0	6.0E-5	2.0E-5	0.0
5 PEDs	2.8E-3	1.8E-3	2.8E-4	2.8E-4	5.8E-4	1.0E-4	8.0E-5	0.0	6.0E-5	2.0E-5	0.0
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
4 PEDs	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$											
Fit-Konsistenz	4.8E-3	4.3E-3	0.0110	8.6E-3	1.3E-3	2.3E-3	2.0E-3	6.0E-4	2.4E-4	4.6E-4	3.3E-5
Meson-Konsistenz	2.7E-3	2.9E-3	0.0105	8.4E-3	1.1E-3	2.2E-3	1.9E-3	6.0E-4	2.2E-4	4.2E-4	3.3E-5
max. 5 PEDs	4.8E-4	5.2E-4	1.5E-3	1.4E-3	2.2E-4	2.0E-4	3.0E-4	2.0E-4	1.8E-4	4.0E-5	0.0
kein 1-PED-π^0	4.8E-4	5.2E-4	1.5E-3	1.4E-3	2.2E-4	2.0E-4	3.0E-4	2.0E-4	1.8E-4	4.0E-5	0.0
ω-Zerfallswinkel	2.5E-4	2.0E-4	1.3E-3	1.4E-3	2.0E-4	1.0E-4	2.6E-4	2.0E-4	1.2E-4	4.0E-5	0.0
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega$											
Fit-Konsistenz	5.7E-3	7.2E-3	3.4E-3	4.9E-3	3.7E-3	0.0142	1.0E-3	3.3E-3	3.4E-4	8.6E-4	3.3E-5
Meson-Konsistenz	5.5E-4	7.0E-4	2.8E-3	4.3E-3	2.9E-3	0.0131	9.6E-4	2.6E-3	3.4E-4	7.8E-4	3.3E-5
max. 5 PEDs	9.3E-5	1.0E-4	5.6E-4	6.8E-4	8.6E-4	1.7E-3	3.2E-4	4.0E-4	2.2E-4	2.0E-5	1.7E-5
kein 1-PED-π^0	9.3E-5	1.0E-4	5.6E-4	6.8E-4	8.6E-4	1.7E-3	3.2E-4	4.0E-4	2.2E-4	2.0E-5	1.7E-5
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

γ-Multiplizität	4	5		
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\omega$	$\eta\omega$	$\eta'\omega$
Analysierte Statistik	51000	60000	49999	49999
neutrale Ereignisse	0.9342	0.9349	0.9326	0.9356
Schnitte auf Multiplizitäten				
PED-Multiplizität	0.7232	0.9242	0.9231	0.9280
π^0- und η-Multiplizität	0.7232	0.9242	0.9231	0.9280
Photon-Multiplizität	0.0129	0.6787	0.5835	0.5849
Schnitte auf Variablen des kinematischen Fits				
Endzustand	7.8E-3	0.5070	0.4198	0.4234
$\pi^0 0^-\gamma$	3.1E-3	0.4543	0.3714	0.3911
$\omega\gamma\gamma$	4.8E-4	0.3862	0.3393	0.3718
Vertex	4.8E-4	0.3862	0.3393	0.3718
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$				
Fit-Konsistenz	1.0E-4	0.2988	9.6E-4	1.3E-3
Meson-Konsistenz	1.0E-4	0.2980	9.6E-4	1.3E-3
max. 5 PEDs	1.0E-4	0.2334	6.4E-4	1.0E-3
davon 5 PEDs	1.0E-4	0.2333	6.4E-4	1.0E-3
davon korrekt	-	0.2239	-	-
davon 4 PEDs	0.0	1.1E-4	0.0	0.0
davon korrekt	-	1.1E-4	-	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$				
Fit-Konsistenz	4.1E-5	9.0E-3	0.2825	2.0E-3
Meson-Konsistenz	0.0	6.0E-3	0.2746	2.0E-3
max. 5 PEDs	0.0	4.6E-3	0.2014	1.3E-3
kein 1-PED-π^0	0.0	4.6E-3	0.2014	1.3E-3
ω-Zerfalls-Winkel	0.0	1.9E-3	0.1820	1.3E-3
davon korrekt	-	-	0.1808	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega$				
Fit-Konsistenz	0.0	0.0108	3.5E-3	0.3249
Meson-Konsistenz	0.0	1.3E-3	3.3E-3	0.2950
max. 5 PEDs	0.0	9.1E-4	2.3E-3	0.2123
kein 1-PED-π^0	0.0	9.1E-4	2.3E-3	0.2123
davon korrekt	-	-	-	0.2113

Tabelle C.4: *Ergebnisse der $0^-\omega$-Selektion Monte-Carlo-simulierter Zerfallskanäle bei einem Strahlimpuls von 600 MeV/c bei Simulation der ermittelten Winkelverteilungen. Nähere Erläuterungen im Text.*

γ-Multiplizität	charged	4						5			6	
Zerfallskanal	$\pi^+\pi^-\pi^0\omega$	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$	$\pi^0\eta'$	$\eta\eta$	$\eta\eta'$	$\eta'\eta'$	$\pi^0\omega$	$\eta\omega$	$\eta'\omega$	$\omega\omega$	$\eta'\pi^0$ $\hookrightarrow \omega\gamma$
Analys. Statistik	19996	51000	54877	50000	49999	50000	49999	60000	49998	50000	49998	50000
neutrale Ereignisse	0.0139	0.9514	0.9501	0.9506	0.9504	0.9490	0.9491	0.9419	0.9401	0.9398	0.9316	0.9305
Schnitte auf Multiplizitäten												
PEDs	0.0132	0.7885	0.8318	0.8398	0.8529	0.8500	0.8431	0.9246	0.9297	0.9291	0.9307	0.9284
π^0und η	0.0132	0.7885	0.8318	0.8398	0.8529	0.8500	0.8431	0.9246	0.9297	0.9291	0.9290	0.9259
Photonen	2.5E-3	0.0135	0.0214	0.0225	0.0273	0.0245	0.0222	0.6733	0.6904	0.6745	0.2834	0.2708
Schnitte auf Variablen des kinematischen Fits												
Endzustand	0.0	9.0E-3	0.0145	0.0150	0.0172	0.0160	0.0151	0.4734	0.4707	0.4687	0.0812	0.0782
$\pi^0$0-γ	0.0	7.2E-3	9.8E-3	0.0103	6.0E-3	3.9E-3	3.1E-3	0.4504	0.4291	0.4339	0.0313	0.0381
$\omega\gamma\gamma$	0.0	1.4E-3	1.5E-3	1.9E-3	9.0E-4	6.8E-4	3.8E-4	0.4065	0.4003	0.4121	0.0248	0.0185
Vertex	0.0	1.4E-3	1.5E-3	1.9E-3	9.0E-4	6.8E-4	3.8E-4	0.4065	0.4003	0.4121	0.0248	0.0185

γ-Multiplizität	6									7		8
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0\pi^0$	$f_2\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\pi$	$\pi^0\pi^0\eta$	$a_2\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\eta$	$f_2\eta$ $\hookrightarrow \pi\pi$	$\pi^0\pi^0\eta'$	$\pi^0\eta\eta$	$\pi^0\eta\eta'$	$\eta\eta\eta$	$\pi^0\pi^0\omega$	$b_1\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\omega$	$\pi^0\omega\omega$
Analys. Statistik	150916	49999	49998	50000	50342	10000	49999	10000	50000	19999	50405	59999
neutrale Ereignisse	0.9324	0.9301	0.9311	0.9307	0.9278	1.0000	0.9279	1.0000	0.9254	0.9202	0.9219	0.9124
Schnitte auf Multiplizitäten												
PEDs	0.9287	0.9281	0.9296	0.9296	0.9260	0.9983	0.9266	0.9991	0.9247	0.9184	0.9203	0.8996
π^0und η	0.9051	0.8794	0.9296	0.9296	0.9259	0.9982	0.9266	0.9990	0.9246	0.9136	0.9152	0.8987
Photonen	0.3019	0.2793	0.2798	0.2741	0.2717	0.3191	0.2621	0.2923	0.2311	0.0831	0.0848	0.0188
Schnitte auf Variablen des kinematischen Fits												
Endzustand	0.0885	0.0948	0.0838	0.0762	0.0784	0.0982	0.0641	0.0776	0.0379	0.0106	0.0105	8.8E-4
$\pi^0$0-γ	0.0807	0.0877	0.0702	0.0668	0.0645	0.0791	0.0156	0.0162	4.5E-3	5.0E-3	4.6E-3	1.8E-4
$\omega\gamma\gamma$	0.0306	0.0350	0.0199	0.0194	0.0168	0.0236	4.4E-3	5.3E-3	1.7E-3	2.2E-3	1.9E-3	5.0E-5
Vertex	0.0306	0.0350	0.0199	0.0194	0.0168	0.0236	4.4E-3	5.3E-3	1.7E-3	2.2E-3	1.9E-3	5.0E-5

Tabelle C.5: *Ergebnisse der allgemeinen 0-ω-Selektion Monte-Carlo-simulierter Zerfallskanäle bei 1200 MeV/c. Nähere Erläuterungen im Text.*

γ-Multiplizität	charged	4						5			6	
Zerfallskanal	$\pi^+\pi^-\pi^0\omega$	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$	$\pi^0\eta'$	$\eta\eta$	$\eta\eta'$	$\eta'\eta'$	$\pi^0\omega$	$\eta\omega$	$\eta'\omega$	$\omega\omega$	$\eta'\pi^0 \hookrightarrow \omega\gamma$
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$												
Fit-Konsistenz	0.0	2.2E-4	2.2E-4	1.2E-4	6.0E-5	2.0E-5	0.0	0.3350	7.8E-4	4.6E-4	6.0E-4	2.7E-3
Meson-Konsistenz	0.0	2.2E-4	1.8E-4	1.2E-4	4.0E-5	2.0E-5	0.0	0.3336	7.8E-4	4.6E-4	6.0E-4	2.7E-3
max. 5 PEDs	0.0	1.6E-4	7.3E-5	4.0E-5	4.0E-5	2.0E-5	0.0	0.2465	6.2E-4	3.0E-4	4.0E-4	1.6E-3
5 PEDs	0.0	1.6E-4	3.6E-5	2.0E-5	0.0	0.0	0.0	0.2426	6.2E-4	2.8E-4	4.0E-4	1.6E-3
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	0.2347	-	-	-	-
4 PEDs	0.0	0.0	3.6E-5	2.0E-5	4.0E-5	2.0E-5	0.0	3.9E-3	0.0	2.0E-5	0.0	4.0E-5
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	3.5E-3	-	-	-	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$												
Fit-Konsistenz	0.0	1.2E-4	5.5E-5	2.6E-4	6.0E-5	8.0E-5	4.0E-5	6.1E-3	0.3401	3.0E-3	1.3E-3	2.4E-3
Meson-Konsistenz	0.0	0.0	3.6E-5	2.0E-4	6.0E-5	8.0E-5	4.0E-5	3.7E-3	0.3290	2.9E-3	1.2E-3	2.3E-3
max. 5 PEDs	0.0	0.0	3.6E-5	1.8E-4	2.0E-5	8.0E-5	2.0E-5	2.7E-3	0.2360	1.8E-3	6.2E-4	7.6E-4
kein 1-PED-π^0	0.0	0.0	1.8E-5	1.8E-4	2.0E-5	4.0E-5	2.0E-5	2.7E-3	0.2356	1.8E-3	6.2E-4	7.6E-4
ω-Zerfallswinkel	0.0	0.0	0.0	1.6E-4	2.0E-5	4.0E-5	2.0E-5	7.7E-4	0.2186	1.8E-3	5.6E-4	6.2E-4
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	0.2164	-	-	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega$												
Fit-Konsistenz	0.0	2.0E-5	5.5E-5	1.0E-4	1.0E-4	2.0E-5	0.0	3.3E-3	5.4E-3	0.3550	7.0E-4	3.5E-3
Meson-Konsistenz	0.0	0.0	1.8E-5	0.0	1.0E-4	2.0E-5	0.0	6.0E-4	5.2E-3	0.3284	6.0E-4	2.8E-3
max. 5 PEDs	0.0	0.0	1.8E-5	0.0	8.0E-5	0.0	0.0	3.5E-4	3.4E-3	0.2333	2.2E-4	1.0E-3
kein 1-PED-π^0	0.0	0.0	1.8E-5	0.0	8.0E-5	0.0	0.0	3.5E-4	3.4E-3	0.2333	2.2E-4	1.0E-3
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.2303	-	-

Tabelle C.6: *Ergebnisse der kanalspezifischen $0^-\omega$-Selektion Monte-Carlo-simulierter Zerfallskanäle bei 1200 MeV/c. Nähere Erläuterungen im Text.*

γ-Multiplizität	6									7		8
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0\pi^0$	$f_2\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\pi$	$\pi^0\pi^0\eta$	$a_2\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\eta$	$f_2\eta$ $\hookrightarrow \pi\pi$	$\pi^0\pi^0\eta'$	$\pi^0\eta\eta$	$\pi^0\eta\eta'$	$\eta\eta\eta$	$\pi^0\pi^0\omega$	$b_1\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\omega$	$\pi^0\omega\omega$
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$												
Fit-Konsistenz	8.2E-3	6.0E-3	9.4E-4	6.2E-4	1.5E-3	6.0E-4	2.2E-4	0.0	4.0E-5	2.5E-4	2.8E-4	0.0
Meson-Konsistenz	8.2E-3	6.0E-3	9.4E-4	6.2E-4	1.5E-3	6.0E-4	2.2E-4	0.0	4.0E-5	2.5E-4	2.8E-4	0.0
max. 5 PEDs	3.5E-3	2.0E-3	3.6E-4	4.8E-4	6.0E-4	1.0E-4	1.4E-4	0.0	0.0	5.0E-5	4.0E-5	0.0
5 PEDs	3.5E-3	2.0E-3	3.6E-4	4.6E-4	5.8E-4	1.0E-4	1.4E-4	0.0	0.0	5.0E-5	4.0E-5	0.0
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
4 PEDs	8.0E-5	0.0	0.0	2.0E-5	2.0E-5	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$												
Fit-Konsistenz	1.6E-3	1.3E-3	4.9E-3	3.6E-3	4.8E-4	8.0E-4	9.2E-4	8.0E-4	2.0E-4	2.0E-4	2.8E-4	0.0
Meson-Konsistenz	8.1E-4	8.0E-4	4.7E-3	3.6E-3	4.6E-4	8.0E-4	9.0E-4	8.0E-4	2.0E-4	2.0E-4	2.6E-4	0.0
max. 5 PEDs	3.3E-4	2.6E-4	1.5E-3	1.0E-3	2.4E-4	6.0E-4	4.4E-4	3.0E-4	1.6E-4	5.0E-5	7.9E-5	0.0
kein 1-PED-π^0	3.2E-4	2.6E-4	1.5E-3	1.0E-3	2.4E-4	6.0E-4	4.4E-4	3.0E-4	1.4E-4	5.0E-5	7.9E-5	0.0
ω-Zerfallswinkel	1.5E-4	1.4E-4	1.3E-3	1.0E-3	2.0E-4	5.0E-4	4.2E-4	3.0E-4	1.4E-4	5.0E-5	7.9E-5	0.0
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega$												
Fit-Konsistenz	2.0E-3	4.5E-3	1.7E-3	2.2E-3	1.8E-3	7.6E-3	8.6E-4	2.0E-3	2.6E-4	3.5E-4	3.4E-4	1.7E-5
Meson-Konsistenz	2.8E-4	9.0E-4	1.4E-3	1.8E-3	1.5E-3	6.9E-3	8.2E-4	1.9E-3	2.2E-4	3.0E-4	2.6E-4	1.7E-5
max. 5 PEDs	9.3E-5	1.8E-4	5.4E-4	6.8E-4	6.4E-4	2.4E-3	4.6E-4	1.0E-3	1.4E-4	5.0E-5	1.2E-4	0.0
kein 1-PED-π^0	9.3E-5	1.8E-4	5.4E-4	6.8E-4	6.4E-4	2.4E-3	4.6E-4	1.0E-3	1.4E-4	5.0E-5	1.2E-4	0.0
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Tabelle C.7: *Ergebnisse der kanalspezifischen 0-ω-Selektion Monte-Carlo-simulierter Zerfallskanäle bei 1200 MeV/c. Nähere Erläuterungen im Text.*

γ-Multiplizität	4			5	
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$	$\eta\eta$	$\pi^0\omega$	$\eta\omega$
Analysierte Statistik	51000	54877	49999	60000	49998
neutrale Ereignisse	0.9492	0.9497	0.9509	0.9418	0.9403
Schnitte auf Multiplizitäten					
PED-Multiplizität	0.7637	0.7828	0.8565	0.9192	0.9292
π^0- und η-Multiplizität	0.7637	0.7828	0.8565	0.9192	0.9292
Photon-Multiplizität	0.0138	0.0194	0.0267	0.6639	0.6762
Schnitte auf Variablen des kinematischen Fits					
Endzustand	8.9E-3	0.0120	0.0166	0.4665	0.4571
$\pi^0 0^{-}\gamma$	6.4E-3	7.8E-3	5.9E-3	0.4427	0.4141
$\omega\gamma\gamma$	1.4E-3	1.2E-3	9.8E-4	0.4004	0.3848
Vertex	1.4E-3	1.2E-3	9.8E-4	0.4004	0.3848
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$					
Fit-Konsistenz	2.4E-4	1.3E-4	3.6E-5	0.3323	8.1E-4
Meson-Konsistenz	2.4E-4	1.1E-4	3.0E-5	0.3308	8.1E-4
max. 5 PEDs	1.3E-4	5.0E-5	3.0E-5	0.2457	6.5E-4
davon 5 PEDs	1.3E-4	4.0E-5	0.0	0.2417	6.5E-4
davon korrekt	-	-	-	0.2334	-
davon 4 PEDs	0.0	1.0E-5	3.0E-5	4.0E-3	0.0
davon korrekt	-	-	-	3.6E-3	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$					
Fit-Konsistenz	8.1E-5	1.6E-5	6.1E-5	5.8E-3	0.3258
Meson-Konsistenz	0.0	1.1E-5	6.1E-5	3.4E-3	0.3136
max. 5 PEDs	0.0	1.1E-5	6.2E-6	2.5E-3	0.2250
kein 1-PED-π^0	0.0	4.4E-6	6.2E-6	2.5E-3	0.2245
ω-Zerfalls-Winkel	0.0	0.0	6.2E-6	7.6E-4	0.2054
davon korrekt	-	-	-	-	0.2033
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega$					
Fit-Konsistenz	2.0E-5	4.8E-5	1.4E-4	3.2E-3	5.0E-3
Meson-Konsistenz	0.0	8.5E-6	1.4E-4	6.8E-4	4.8E-3
max. 5 PEDs	0.0	8.5E-6	1.1E-4	3.9E-4	3.2E-3
kein 1-PED-π^0	0.0	8.5E-6	1.1E-4	3.9E-4	3.2E-3
davon korrekt	-	-	-	-	-

Tabelle C.8: *Ergebnisse der $0^{-}\omega$-Selektion Monte-Carlo-simulierter Zerfallskanäle bei einem Strahlimpuls von 1200 MeV/c bei Simulation der ermittelten Winkelverteilungen. Nähere Erläuterungen im Text.*

γ-Multiplizität	4						5				6	
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$	$\pi^0\eta'$	$\eta\eta$	$\eta\eta'$	$\eta'\eta'$	$\pi^0\pi^0\gamma$	$\pi^0\omega$	$\eta\omega$	$\eta'\omega$	$\omega\omega$	$\eta'\pi^0$ $\hookrightarrow \omega\gamma$
Analys. Statistik	50999	51000	50000	50172	50000	50000	19999	61000	49999	50000	59232	50687
neutrale Ereignisse	0.9551	0.9537	0.9537	0.9534	0.9518	0.9512	0.9425	0.9444	0.9427	0.9424	0.9332	0.9348
Schnitte auf Multiplizitäten												
PEDs	0.6316	0.7487	0.7794	0.8304	0.8266	0.8211	0.9074	0.9103	0.9250	0.9262	0.9310	0.9308
π^0und η	0.6316	0.7487	0.7794	0.8304	0.8266	0.8211	0.9067	0.9101	0.9250	0.9261	0.9283	0.9248
Photonen	0.0145	0.0517	0.0591	0.0713	0.0594	0.0374	0.6200	0.6425	0.6431	0.6347	0.3033	0.3023
Schnitte auf Variablen des kinematischen Fits												
Endzustand	8.9E-3	0.0344	0.0395	0.0478	0.0394	0.0254	0.3820	0.4036	0.3801	0.3803	0.0626	0.0767
$\pi^0 0^-\gamma$	8.3E-3	0.0296	0.0350	0.0304	0.0240	0.0117	0.3686	0.3889	0.3541	0.3559	0.0243	0.0392
$\omega\gamma\gamma$	1.2E-3	4.7E-3	6.5E-3	3.9E-3	3.3E-3	1.9E-3	0.1464	0.3526	0.3352	0.3396	0.0196	0.0180
Vertex	1.2E-3	4.7E-3	6.5E-3	3.9E-3	3.3E-3	1.9E-3	0.1464	0.3526	0.3352	0.3396	0.0196	0.0180

γ-Multiplizität	6									7		8
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0\pi^0$	$f_2\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\pi$	$\pi^0\pi^0\eta$	$a_2\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\eta$	$f_2\eta$ $\hookrightarrow \pi\pi$	$\pi^0\pi^0\eta'$	$\pi^0\eta\eta$	$\pi^0\eta\eta'$	$\eta\eta\eta$	$\pi^0\pi^0\omega$	$b_1\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\omega$	$\pi^0\omega\omega$
Analys. Statistik	119999	50625	99997	50614	50268	10000	100000	10000	107362	30000	50000	100000
neutrale Ereignisse	0.9356	0.9351	0.9337	0.9340	0.9323	1.0000	0.9325	1.0000	0.9319	0.9259	0.9260	0.9582
Schnitte auf Multiplizitäten												
PEDs	0.9305	0.9316	0.9306	0.9312	0.9301	0.9960	0.9307	0.9975	0.9308	0.9241	0.9241	0.9405
π^0und η	0.8641	0.8360	0.9303	0.9311	0.9298	0.9956	0.9305	0.9971	0.9307	0.9062	0.9100	0.9349
Photonen	0.3070	0.2929	0.3089	0.2984	0.3014	0.3315	0.3018	0.3259	0.2779	0.1074	0.1072	0.0262
Schnitte auf Variablen des kinematischen Fits												
Endzustand	0.0924	0.0827	0.0720	0.0633	0.0698	0.0784	0.0545	0.0660	0.0330	9.6E-3	9.3E-3	7.5E-4
$\pi^0 0^-\gamma$	0.0862	0.0791	0.0613	0.0577	0.0596	0.0657	0.0145	0.0158	3.5E-3	4.4E-3	4.2E-3	1.4E-4
$\omega\gamma\gamma$	0.0314	0.0288	0.0163	0.0154	0.0136	0.0172	3.8E-3	5.1E-3	1.3E-3	1.7E-3	1.7E-3	3.0E-5
Vertex	0.0314	0.0288	0.0163	0.0154	0.0136	0.0172	3.8E-3	5.1E-3	1.3E-3	1.7E-3	1.7E-3	3.0E-5

Tabelle C.9: *Ergebnisse der allgemeinen $0^-\omega$-Selektion Monte-Carlo-simulierter Zerfallskanäle bei 1940 MeV/c. Nähere Erläuterungen im Text.*

γ-Multiplizität	4						5				6	
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$	$\pi^0\eta'$	$\eta\eta$	$\eta\eta'$	$\eta'\eta'$	$\pi^0\pi^0\gamma$	$\pi^0\omega$	$\eta\omega$	$\eta'\omega$	$\omega\omega$	$\eta'\pi^0$ $\hookrightarrow \omega\gamma$
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$												
Fit-Konsistenz	1.8E-4	1.8E-3	2.7E-3	3.6E-4	1.8E-4	0.0	0.0341	0.3014	7.6E-4	5.2E-4	8.8E-4	3.7E-3
Meson-Konsistenz	1.6E-4	1.8E-3	2.7E-3	3.6E-4	1.8E-4	0.0	0.0338	0.2976	7.4E-4	5.2E-4	8.4E-4	3.6E-3
max. 5 PEDs	1.2E-4	9.8E-4	1.7E-3	2.0E-4	1.2E-4	0.0	0.0233	0.2119	3.4E-4	3.6E-4	5.1E-4	2.2E-3
5 PEDs	9.8E-5	2.0E-5	4.0E-5	0.0	0.0	0.0	0.0194	0.1851	2.6E-4	2.2E-4	4.1E-4	1.7E-3
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	0.1801	-	-	-	-
4 PEDs	2.0E-5	9.6E-4	1.7E-3	2.0E-4	1.2E-4	0.0	3.9E-3	0.0268	8.0E-5	1.4E-4	1.0E-4	5.7E-4
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	0.0242	-	-	-	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$												
Fit-Konsistenz	7.8E-5	2.4E-4	3.4E-4	4.2E-4	4.4E-4	2.0E-4	8.0E-3	5.2E-3	0.2921	8.4E-4	1.0E-3	1.9E-3
Meson-Konsistenz	0.0	9.8E-5	1.2E-4	3.2E-4	4.0E-4	2.0E-4	4.6E-3	3.4E-3	0.2807	8.4E-4	9.5E-4	1.5E-3
max. 5 PEDs	0.0	3.9E-5	4.0E-5	1.4E-4	2.6E-4	1.4E-4	3.2E-3	2.3E-3	0.1937	5.8E-4	4.9E-4	6.9E-4
kein 1-PED-π^0	0.0	2.0E-5	0.0	2.0E-5	6.0E-5	0.0	2.7E-3	1.4E-3	0.1888	5.2E-4	4.2E-4	6.3E-4
ω-Zerfallswinkel	0.0	0.0	0.0	2.0E-5	6.0E-5	0.0	1.7E-3	7.5E-4	0.1807	5.2E-4	3.7E-4	5.7E-4
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	0.1790	-	-	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega$												
Fit-Konsistenz	0.0	1.8E-4	3.0E-4	4.2E-4	1.4E-4	3.4E-4	0.0126	1.5E-3	1.9E-3	0.2957	6.2E-4	2.5E-3
Meson-Konsistenz	0.0	3.9E-5	1.2E-4	4.0E-4	1.2E-4	3.0E-4	2.7E-3	2.0E-4	1.6E-3	0.2743	4.4E-4	1.4E-3
max. 5 PEDs	0.0	2.0E-5	6.0E-5	2.2E-4	6.0E-5	1.8E-4	1.8E-3	9.8E-5	1.1E-3	0.1849	2.5E-4	5.3E-4
kein 1-PED-π^0	0.0	0.0	2.0E-5	8.0E-5	2.0E-5	2.0E-5	1.6E-3	8.2E-5	1.0E-3	0.1831	2.5E-4	5.3E-4
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.1807	-	-

Tabelle C.10: *Ergebnisse der kanalspezifischen 0⁻ω-Selektion Monte-Carlo-simulierter Zerfallskanäle bei 1940 MeV/c. Nähere Erläuterungen im Text.*

γ-Multiplizität	6									7		8
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0\pi^0$	$f_2\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\pi$	$\pi^0\pi^0\eta$	$a_2\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\eta$	$f_2\eta$ $\hookrightarrow \pi\pi$	$\pi^0\pi^0\eta'$	$\pi^0\eta\eta$	$\pi^0\eta\eta'$	$\eta\eta\eta$	$\pi^0\pi^0\omega$	$b_1\pi^0$ $\hookrightarrow \pi\omega$	$\pi^0\omega\omega$
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$												
Fit-Konsistenz	9.4E-3	5.1E-3	1.2E-3	6.1E-4	1.0E-3	4.0E-4	3.0E-5	0.0	1.9E-5	6.7E-5	2.8E-4	0.0
Meson-Konsistenz	9.0E-3	4.9E-3	1.2E-3	6.1E-4	9.7E-4	4.0E-4	3.0E-5	0.0	1.9E-5	6.7E-5	2.8E-4	0.0
max. 5 PEDs	3.6E-3	2.0E-3	7.2E-4	2.8E-4	4.4E-4	4.0E-4	1.0E-5	0.0	9.3E-6	0.0	8.0E-5	0.0
5 PEDs	2.9E-3	1.6E-3	5.6E-4	2.4E-4	3.4E-4	2.0E-4	0.0	0.0	9.3E-6	0.0	4.0E-5	0.0
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
4 PEDs	6.4E-4	3.4E-4	1.6E-4	4.0E-5	9.9E-5	2.0E-4	1.0E-5	0.0	0.0	0.0	4.0E-5	0.0
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$												
Fit-Konsistenz	1.7E-3	1.0E-3	3.7E-3	2.3E-3	5.4E-4	1.1E-3	8.1E-4	1.0E-4	1.7E-4	6.7E-5	6.0E-5	0.0
Meson-Konsistenz	7.8E-4	3.8E-4	3.5E-3	2.2E-3	5.4E-4	1.1E-3	7.9E-4	1.0E-4	1.7E-4	6.7E-5	6.0E-5	0.0
max. 5 PEDs	2.5E-4	9.9E-5	1.3E-3	8.3E-4	2.6E-4	7.0E-4	4.3E-4	0.0	1.3E-4	0.0	2.0E-5	0.0
kein 1-PED-π^0	1.9E-4	9.9E-5	1.2E-3	8.1E-4	2.0E-4	7.0E-4	4.0E-4	0.0	8.4E-5	0.0	2.0E-5	0.0
ω-Zerfallswinkel	5.8E-5	2.0E-5	1.1E-3	8.1E-4	8.0E-5	5.0E-4	3.9E-4	0.0	8.4E-5	0.0	2.0E-5	0.0
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega$												
Fit-Konsistenz	1.9E-3	3.2E-3	1.3E-3	1.9E-3	1.4E-3	5.0E-3	4.1E-4	1.1E-3	2.0E-4	2.3E-4	2.6E-4	1.0E-5
Meson-Konsistenz	3.2E-4	5.5E-4	9.9E-4	1.6E-3	1.0E-3	4.6E-3	3.7E-4	1.1E-3	1.9E-4	2.0E-4	1.8E-4	1.0E-5
max. 5 PEDs	7.5E-5	1.8E-4	4.1E-4	5.1E-4	2.8E-4	7.0E-4	1.9E-4	6.0E-4	1.3E-4	6.7E-5	2.0E-5	0.0
kein 1-PED-π^0	6.7E-5	1.2E-4	4.1E-4	4.9E-4	2.6E-4	7.0E-4	1.9E-4	6.0E-4	1.2E-4	6.7E-5	2.0E-5	0.0
davon korrekt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Tabelle C.11: *Ergebnisse der kanalspezifischen 0¯ω-Selektion Monte-Carlo-simulierter Zerfallskanäle bei 1940 MeV/c. Nähere Erläuterungen im Text.*

γ-Multiplizität	4			5	
Zerfallskanal	$\pi^0\pi^0$	$\pi^0\eta$	$\eta\eta$	$\pi^0\omega$	$\eta\omega$
Analysierte Statistik	50999	51000	50172	61000	49999
neutrale Ereignisse	0.9535	0.9535	0.9537	0.9432	0.9437
Schnitte auf Multiplizitäten					
PED-Multiplizität	0.5852	0.7342	0.8211	0.8873	0.9254
π^0- und η-Multiplizität	0.5852	0.7342	0.8211	0.8872	0.9254
Photon-Multiplizität	0.0125	0.0463	0.0788	0.6089	0.6305
Schnitte auf Variablen des kinematischen Fits					
Endzustand	7.7E-3	0.0305	0.0527	0.3816	0.3660
$\pi^0 0^{-}\gamma$	7.3E-3	0.0260	0.0336	0.3677	0.3388
$\omega\gamma\gamma$	1.2E-3	4.1E-3	4.3E-3	0.3344	0.3191
Vertex	1.2E-3	4.1E-3	4.3E-3	0.3344	0.3191
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\omega$					
Fit-Konsistenz	1.6E-4	1.5E-3	4.3E-4	0.2870	9.2E-4
Meson-Konsistenz	1.5E-4	1.5E-3	4.3E-4	0.2830	8.9E-4
max. 5 PEDs	9.0E-5	8.5E-4	2.5E-4	0.2030	4.2E-4
davon 5 PEDs	8.6E-5	2.3E-5	0.0	0.1763	3.4E-4
davon korrekt	-	-	-	0.1711	-
davon 4 PEDs	4.7E-6	8.3E-4	2.5E-4	0.0267	8.4E-5
davon korrekt	-	-	-	0.0239	-
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta\omega$					
Fit-Konsistenz	1.3E-4	2.3E-4	4.8E-4	4.8E-3	0.2760
Meson-Konsistenz	0.0	9.0E-5	3.6E-4	3.2E-3	0.2633
max. 5 PEDs	0.0	3.8E-5	1.6E-4	2.2E-3	0.1814
kein 1-PED-π^0	0.0	1.2E-5	2.3E-5	1.3E-3	0.1754
ω-Zerfalls-Winkel	0.0	0.0	2.3E-5	7.6E-4	0.1652
davon korrekt	-	-	-	-	0.1636
Schritte zur Selektion von $\bar{p}p \longrightarrow \eta'\omega$					
Fit-Konsistenz	0.0	1.6E-4	4.7E-4	1.5E-3	1.8E-3
Meson-Konsistenz	0.0	5.1E-5	4.6E-4	1.7E-4	1.6E-3
max. 5 PEDs	0.0	2.6E-5	2.4E-4	8.6E-5	1.1E-3
kein 1-PED-π^0	0.0	0.0	7.8E-5	7.6E-5	1.0E-3
davon korrekt	-	-	-	-	-

Tabelle C.12: *Ergebnisse der $0^{-}\omega$-Selektion Monte-Carlo-simulierter Zerfallskanäle bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c bei Simulation der ermittelten Winkelverteilungen. Nähere Erläuterungen im Text.*

Anhang D

Winkelverteilungen der 0^-0^--Kanäle

Für die p̄p-Annihilation in zwei Pseudoskalare besteht ein allgemeines Interesse nicht nur an den hier gewonnenen Resultaten, sondern auch an den Daten selbst, um diese für eigene Beschreibungen etc. zu verwenden. Aus diesem Grund werden in Tab. D.1 - D.13 die Winkelverteilungen dieser Kanäle in gebinnter Form im Sinne einer besseren Referenzierbarkeit aufgelistet. Dies bezieht sich einerseits auf die selektierten Meßdaten selbst, andererseits auf die erzeugten Monte-Carlo-Daten sowie die mit dem gleichen Selektionsprogramm ausgewählten Monte-Carlo-Daten. Aus den beiden letztgenannten Listen läßt sich für jeden Bin sowohl die Effizienz der Selektion als auch die auftretenden statistischen Fehler der Monte-Carlo-Simulation berechnen. Der Vollständigkeit halber werden auch die Daten der Kanäle vom Typ p̄p $\longrightarrow \pi^0\eta'$ gelistet. Zur Problematik dieser Winkelverteilungen siehe Kap. 3.2. Als Abkürzungen werden in diesen Tabellen verwendet:

- prod. = produziert (bezieht sich auf die unselektierten erzeugten Monte-Carlo-Daten)
- sel. = selektiert (bezieht sich auf die nach der Selektion verbleibenden Monte-Carlo-Daten)

Für p̄p $\longrightarrow \pi^0\pi^0$ bei 600 MeV/c ist die Effizienz in einem Bin (Intervall von 0.02 bis 0.04 der Winkelverteilung) der Monte-Carlo-Daten scheinbar größer als eins (s. Tab. D.1). Dies folgt daraus, daß aufgrund der statistischen Schwankungen bei der Erzeugung des Monte-Carlo-Datensatzes ein Bin mit sehr hoher Statistik an diesen Bin mit niedriger Statistik grenzt. Durch meß- und rekonstruktionsbedingte Abweichungen zwischen den Parametern der erzeugten und der rekonstruierten Ereignisse werden nicht alle Ereignisse nach der Analyse in den gleichen Bins eingeordnet, in denen die ursprünglich erzeugten Ereignisse liegen. Dieser Effekt ist jedoch klein und schwer numerisch zu fassen, so daß er bei der Berechnung der Fehler zu den Histogrammen rekonstruierter Daten vernachlässigt wurde, kann aber wie in diesem Fall zu einer scheinbaren Effizienzüberhöhung führen.

Für die symmetrischen Kanäle $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p} \longrightarrow \pi^0\pi^0$ (Tab. D.1, D.2 und D.8) und $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p} \longrightarrow \eta\eta$ (Tab. D.7 und D.13) wird nur der Winkelbereich $0 \leq \cos\Theta \leq 1$ angegeben.

Untere Bingrenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten produziert	Monte-Carlo-Daten selektiert	Untere Bingrenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten produziert	Monte-Carlo-Daten selektiert
0.00	2	98	82	0.50	5	93	72
0.02	4	81	84	0.52	2	98	92
0.04	0	102	74	0.54	7	107	84
0.06	0	112	80	0.56	10	117	96
0.08	1	122	92	0.58	8	115	83
0.10	4	116	85	0.60	6	109	74
0.12	3	96	81	0.62	10	109	79
0.14	1	110	79	0.64	3	99	68
0.16	3	91	78	0.66	7	97	74
0.18	3	112	82	0.68	20	98	83
0.20	4	115	70	0.70	11	110	67
0.22	2	92	91	0.72	15	94	84
0.24	0	97	76	0.74	11	103	76
0.26	4	121	65	0.76	20	103	78
0.28	3	88	84	0.78	23	109	81
0.30	4	99	60	0.80	12	97	80
0.32	3	106	61	0.82	15	102	66
0.34	4	82	72	0.84	18	84	48
0.36	0	90	58	0.86	21	118	75
0.38	3	90	62	0.88	18	89	58
0.40	5	93	75	0.90	15	82	36
0.42	3	91	86	0.92	16	93	48
0.44	2	90	64	0.94	22	101	34
0.46	5	100	64	0.96	21	92	46
0.48	3	84	83	0.98	11	100	8

Tabelle D.1: *Winkelverteilung* $(\cos\Theta)$ *des Kanals* $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\pi^0$ *bei 600 MeV/ c*

Tabelle D.2: *Winkelverteilung* (cos Θ) *des Kanals* $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\pi^0$ *bei 1200 MeV/c*

Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten	
		prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.
0.00	561	492	354	0.25	326	497	372	0.50	128	513	345	0.75	721	479	352
0.01	542	516	379	0.26	367	496	368	0.51	146	491	339	0.76	773	524	328
0.02	608	517	408	0.27	304	496	396	0.52	166	480	311	0.77	772	500	339
0.03	561	518	370	0.28	239	521	365	0.53	170	488	351	0.78	795	499	337
0.04	519	497	378	0.29	303	540	404	0.54	201	525	338	0.79	832	507	308
0.05	562	495	390	0.30	280	511	379	0.55	199	557	359	0.80	803	484	307
0.06	524	511	399	0.31	229	474	431	0.56	194	516	318	0.81	815	504	308
0.07	556	516	382	0.32	219	531	404	0.57	208	502	347	0.82	851	513	308
0.08	463	517	394	0.33	228	563	403	0.58	287	536	386	0.83	777	506	317
0.09	528	535	388	0.34	179	490	391	0.59	289	512	379	0.84	737	532	306
0.10	482	476	381	0.35	185	498	400	0.60	342	521	364	0.85	680	537	292
0.11	476	504	406	0.36	147	499	399	0.61	322	488	357	0.86	675	537	275
0.12	496	517	398	0.37	140	497	396	0.62	334	473	410	0.87	607	467	242
0.13	487	536	411	0.38	172	468	427	0.63	417	508	359	0.88	548	531	222
0.14	463	508	360	0.39	166	478	370	0.64	413	513	404	0.89	469	502	183
0.15	468	550	360	0.40	125	530	396	0.65	414	487	394	0.90	334	513	150
0.16	487	509	397	0.41	153	528	391	0.66	502	531	398	0.91	246	533	131
0.17	467	522	386	0.42	125	531	380	0.67	532	487	404	0.92	149	528	87
0.18	417	546	403	0.43	123	500	356	0.68	531	512	381	0.93	66	473	35
0.19	418	500	384	0.44	123	484	346	0.69	617	509	388	0.94	41	506	11
0.20	403	510	389	0.45	121	506	332	0.70	578	473	413	0.95	7	533	0
0.21	386	496	394	0.46	106	499	306	0.71	647	548	387	0.96	3	550	0
0.22	394	524	388	0.47	133	512	306	0.72	645	500	365	0.97	0	519	0
0.23	338	496	374	0.48	116	513	323	0.73	694	512	365	0.98	0	492	0
0.24	326	531	391	0.49	143	546	338	0.74	702	483	343	0.99	0	519	0

Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten	
		prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.
-1.00	7	254	8	-0.75	17	311	165	-0.50	28	271	161	-0.25	82	295	205
-0.99	27	256	26	-0.74	12	260	175	-0.49	51	281	175	-0.24	86	289	211
-0.98	49	270	58	-0.73	13	284	146	-0.48	31	261	153	-0.23	73	267	187
-0.97	45	294	62	-0.72	14	258	181	-0.47	34	283	210	-0.22	80	282	199
-0.96	56	243	62	-0.71	14	298	173	-0.46	48	262	170	-0.21	90	247	184
-0.95	38	280	64	-0.70	14	278	178	-0.45	37	285	195	-0.20	82	280	231
-0.94	61	271	83	-0.69	16	277	181	-0.44	49	284	183	-0.19	72	292	215
-0.93	33	284	79	-0.68	17	262	179	-0.43	47	284	164	-0.18	86	254	196
-0.92	60	297	84	-0.67	17	268	174	-0.42	48	285	182	-0.17	80	276	191
-0.91	56	264	108	-0.66	9	274	177	-0.41	55	281	202	-0.16	72	281	199
-0.90	45	278	96	-0.65	16	272	178	-0.40	53	295	225	-0.15	83	274	179
-0.89	43	276	100	-0.64	21	279	200	-0.39	56	256	182	-0.14	61	260	212
-0.88	50	290	109	-0.63	19	290	175	-0.38	66	276	211	-0.13	79	279	181
-0.87	37	266	126	-0.62	13	259	154	-0.37	59	254	207	-0.12	57	270	224
-0.86	31	277	121	-0.61	19	270	184	-0.36	68	291	182	-0.11	90	257	189
-0.85	25	262	134	-0.60	28	287	201	-0.35	50	231	194	-0.10	91	257	192
-0.84	25	271	152	-0.59	27	282	190	-0.34	51	269	203	-0.09	76	284	187
-0.83	15	260	127	-0.58	17	259	174	-0.33	56	265	208	-0.08	89	288	208
-0.82	19	271	132	-0.57	24	280	189	-0.32	54	313	188	-0.07	92	233	206
-0.81	20	276	120	-0.56	23	302	175	-0.31	67	254	213	-0.06	80	268	201
-0.80	16	293	161	-0.55	30	275	174	-0.30	62	258	207	-0.05	83	293	188
-0.79	18	254	167	-0.54	36	260	155	-0.29	44	289	217	-0.04	84	302	198
-0.78	10	262	166	-0.53	35	311	195	-0.28	73	274	215	-0.03	89	287	198
-0.77	12	257	143	-0.52	28	241	187	-0.27	76	278	215	-0.02	83	246	215
-0.76	10	268	181	-0.51	39	251	156	-0.26	76	307	224	-0.01	96	266	216

Tabelle D.3: *Winkelverteilung* (cos Θ) *des Kanals* $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta$ *bei 1200 MeV/c*

Tabelle D.4: *Winkelverteilung* (cos Θ) *des Kanals* $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta$ *bei 1200 MeV/c*

Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten	
		prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.
0.00	77	281	188	0.25	83	277	178	0.50	35	282	187	0.75	25	283	199
0.01	83	283	212	0.26	72	280	210	0.51	43	295	182	0.76	19	292	203
0.02	86	236	184	0.27	83	280	231	0.52	37	253	171	0.77	19	261	184
0.03	72	266	185	0.28	76	294	222	0.53	37	237	210	0.78	27	276	187
0.04	93	292	204	0.29	60	282	222	0.54	17	287	160	0.79	27	267	176
0.05	90	263	201	0.30	60	266	209	0.55	28	286	188	0.80	27	270	165
0.06	97	281	208	0.31	60	260	181	0.56	33	304	181	0.81	29	286	155
0.07	98	256	209	0.32	80	252	196	0.57	27	285	200	0.82	37	269	183
0.08	81	289	202	0.33	72	251	213	0.58	34	253	189	0.83	16	261	169
0.09	109	242	209	0.34	79	278	194	0.59	36	264	205	0.84	31	282	146
0.10	80	297	216	0.35	58	259	189	0.60	30	260	193	0.85	35	262	156
0.11	72	261	212	0.36	43	288	207	0.61	19	279	185	0.86	36	258	137
0.12	69	324	226	0.37	53	272	215	0.62	18	276	196	0.87	42	293	128
0.13	91	276	207	0.38	71	289	205	0.63	23	270	216	0.88	54	264	130
0.14	75	295	232	0.39	58	270	248	0.64	26	270	216	0.89	47	257	110
0.15	82	293	221	0.40	65	252	184	0.65	26	281	218	0.90	38	269	98
0.16	86	248	172	0.41	52	276	184	0.66	18	282	218	0.91	17	267	61
0.17	81	239	214	0.42	51	280	194	0.67	11	324	190	0.92	19	272	62
0.18	68	259	194	0.43	57	274	202	0.68	14	272	211	0.93	9	268	22
0.19	82	284	197	0.44	59	264	193	0.69	14	291	204	0.94	4	278	5
0.20	80	301	193	0.45	43	272	211	0.70	16	286	220	0.95	0	280	0
0.21	84	257	199	0.46	43	291	206	0.71	18	292	218	0.96	2	285	0
0.22	80	298	184	0.47	55	255	197	0.72	13	292	209	0.97	0	256	0
0.23	77	257	207	0.48	31	296	189	0.73	14	272	203	0.98	0	288	0
0.24	81	279	200	0.49	35	284	202	0.74	18	284	202	0.99	0	276	0

Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten	
		prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.
-1.00	0	253	28	-0.75	9	235	133	-0.50	7	236	139	-0.25	7	251	168
-0.99	2	234	51	-0.74	6	246	148	-0.49	7	216	135	-0.24	2	264	197
-0.98	0	248	81	-0.73	5	222	157	-0.48	3	216	140	-0.23	3	268	183
-0.97	1	231	94	-0.72	4	251	154	-0.47	4	266	168	-0.22	5	272	186
-0.96	3	258	90	-0.71	3	255	150	-0.46	2	258	157	-0.21	4	254	165
-0.95	5	227	77	-0.70	5	240	162	-0.45	4	228	151	-0.20	4	235	175
-0.94	2	244	99	-0.69	3	229	138	-0.44	2	254	161	-0.19	2	248	179
-0.93	4	251	108	-0.68	6	254	174	-0.43	3	244	159	-0.18	4	250	165
-0.92	5	246	99	-0.67	5	246	162	-0.42	2	261	166	-0.17	8	248	191
-0.91	2	251	90	-0.66	2	270	153	-0.41	4	274	174	-0.16	10	279	146
-0.90	6	225	117	-0.65	6	247	167	-0.40	7	214	180	-0.15	1	257	186
-0.89	4	266	108	-0.64	7	277	134	-0.39	2	261	177	-0.14	4	259	179
-0.88	3	206	134	-0.63	8	263	190	-0.38	4	235	165	-0.13	7	238	183
-0.87	4	265	120	-0.62	3	247	158	-0.37	9	268	175	-0.12	5	245	160
-0.86	6	282	137	-0.61	5	252	157	-0.36	2	278	166	-0.11	8	236	180
-0.85	7	252	142	-0.60	4	275	156	-0.35	2	266	169	-0.10	8	230	166
-0.84	4	251	114	-0.59	5	271	142	-0.34	1	253	172	-0.09	3	267	171
-0.83	2	248	130	-0.58	5	227	154	-0.33	1	254	176	-0.08	8	244	171
-0.82	3	276	131	-0.57	5	223	155	-0.32	2	243	184	-0.07	7	219	166
-0.81	3	247	145	-0.56	2	242	164	-0.31	2	255	152	-0.06	2	250	174
-0.80	8	268	144	-0.55	4	254	147	-0.30	7	255	163	-0.05	10	225	176
-0.79	5	262	148	-0.54	6	246	144	-0.29	4	260	186	-0.04	10	251	160
-0.78	6	275	162	-0.53	3	265	156	-0.28	7	242	182	-0.03	4	239	177
-0.77	3	237	144	-0.52	6	245	158	-0.27	5	278	188	-0.02	5	217	180
-0.76	7	259	122	-0.51	5	254	126	-0.26	7	260	163	-0.01	3	271	171

Tabelle D.5: *Winkelverteilung* $(\cos\Theta)$ *des Kanals* $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta'$ *bei 1200 MeV/ c*

Tabelle D.6: *Winkelverteilung* (cos Θ) *des Kanals* $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta'$ *bei 1200 MeV/c*

Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten	
		prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.
0.00	5	262	155	0.25	5	243	173	0.50	4	243	176	0.75	6	239	151
0.01	7	249	171	0.26	3	242	177	0.51	2	239	158	0.76	1	253	157
0.02	7	242	169	0.27	7	247	198	0.52	5	269	142	0.77	6	250	165
0.03	5	218	181	0.28	4	247	178	0.53	4	273	171	0.78	1	243	135
0.04	3	242	181	0.29	2	244	174	0.54	5	245	154	0.79	2	266	169
0.05	9	242	170	0.30	3	248	188	0.55	5	226	180	0.80	5	250	155
0.06	13	239	191	0.31	2	272	173	0.56	5	243	177	0.81	5	260	145
0.07	6	237	175	0.32	7	252	199	0.57	4	272	160	0.82	2	247	167
0.08	1	253	189	0.33	3	242	177	0.58	1	232	152	0.83	6	248	141
0.09	5	237	164	0.34	7	242	172	0.59	1	221	166	0.84	9	247	145
0.10	4	235	164	0.35	4	268	195	0.60	5	244	166	0.85	8	209	137
0.11	4	256	174	0.36	5	256	173	0.61	4	243	157	0.86	5	285	136
0.12	4	224	164	0.37	0	258	183	0.62	6	246	170	0.87	3	284	135
0.13	9	252	191	0.38	8	240	170	0.63	2	246	194	0.88	3	239	114
0.14	1	248	169	0.39	3	236	174	0.64	4	247	152	0.89	8	248	113
0.15	6	258	183	0.40	7	240	179	0.65	4	240	166	0.90	0	245	96
0.16	5	229	168	0.41	2	241	171	0.66	5	261	182	0.91	5	268	78
0.17	4	265	173	0.42	4	261	170	0.67	10	233	163	0.92	6	240	44
0.18	4	287	205	0.43	1	244	194	0.68	3	256	176	0.93	1	257	30
0.19	5	272	161	0.44	7	233	171	0.69	3	257	192	0.94	0	240	5
0.20	7	271	175	0.45	6	256	173	0.70	4	283	181	0.95	3	255	4
0.21	5	256	183	0.46	7	231	160	0.71	8	259	183	0.96	0	263	2
0.22	6	253	159	0.47	5	278	163	0.72	7	254	159	0.97	0	235	0
0.23	6	241	198	0.48	2	246	160	0.73	6	242	189	0.98	1	269	0
0.24	7	291	187	0.49	3	257	179	0.74	7	250	163	0.99	0	263	0

Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten	
		prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.
0.00	11	521	354	0.25	10	557	388	0.50	26	513	357	0.75	3	539	297
0.01	8	509	343	0.26	15	514	375	0.51	13	490	353	0.76	7	483	304
0.02	10	510	383	0.27	18	488	354	0.52	17	521	364	0.77	6	500	280
0.03	8	484	348	0.28	10	461	361	0.53	18	468	302	0.78	9	524	300
0.04	9	456	345	0.29	16	489	364	0.54	27	476	330	0.79	2	503	300
0.05	11	474	337	0.30	27	474	344	0.55	17	534	310	0.80	4	480	269
0.06	9	503	316	0.31	15	543	345	0.56	18	508	330	0.81	5	513	263
0.07	7	497	368	0.32	18	501	336	0.57	14	495	356	0.82	3	495	256
0.08	13	531	336	0.33	19	528	348	0.58	22	546	310	0.83	4	529	242
0.09	7	509	325	0.34	24	458	349	0.59	28	493	351	0.84	2	519	238
0.10	13	494	364	0.35	15	513	331	0.60	14	508	337	0.85	2	480	256
0.11	15	460	304	0.36	23	476	333	0.61	16	508	294	0.86	3	508	195
0.12	12	464	361	0.37	22	493	368	0.62	11	483	324	0.87	3	472	228
0.13	19	467	354	0.38	22	494	357	0.63	13	464	317	0.88	7	507	225
0.14	12	445	333	0.39	24	501	350	0.64	20	519	290	0.89	3	534	226
0.15	13	501	340	0.40	22	515	325	0.65	21	492	312	0.90	3	470	201
0.16	16	494	358	0.41	26	467	333	0.66	11	494	288	0.91	5	499	182
0.17	13	461	366	0.42	26	499	354	0.67	8	476	304	0.92	4	478	165
0.18	12	444	399	0.43	21	554	375	0.68	10	550	322	0.93	7	491	158
0.19	18	483	359	0.44	20	515	371	0.69	14	530	312	0.94	8	471	143
0.20	10	532	384	0.45	21	511	339	0.70	11	515	316	0.95	6	526	158
0.21	16	457	357	0.46	20	518	365	0.71	7	562	292	0.96	5	462	147
0.22	16	523	352	0.47	22	498	359	0.72	9	509	317	0.97	10	512	122
0.23	9	500	344	0.48	16	518	361	0.73	6	474	299	0.98	9	511	118
0.24	13	514	343	0.49	30	543	386	0.74	8	499	284	0.99	8	505	88

Tabelle D.7: *Winkelverteilung* ($\cos\Theta$) *des Kanals* $\bar{p}p \longrightarrow \eta\eta$ *bei 1200 MeV/c*

Tabelle D.8: *Winkelverteilung* (cos Θ) *des Kanals* $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\pi^0$ *bei 1940 MeV/c*

Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten	
		prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.
0.00	1525	498	402	0.25	568	507	369	0.50	1075	491	395	0.75	493	498	378
0.01	1507	546	425	0.26	525	542	403	0.51	1060	496	361	0.76	430	526	377
0.02	1458	502	402	0.27	441	533	403	0.52	1064	530	397	0.77	353	493	326
0.03	1553	531	393	0.28	409	478	390	0.53	1137	525	398	0.78	281	479	351
0.04	1510	533	377	0.29	414	469	396	0.54	1101	536	394	0.79	274	475	322
0.05	1489	503	405	0.30	422	491	366	0.55	1213	531	404	0.80	251	517	319
0.06	1453	516	371	0.31	368	512	384	0.56	1243	472	401	0.81	218	495	315
0.07	1361	494	370	0.32	342	511	372	0.57	1155	490	399	0.82	203	512	309
0.08	1385	520	375	0.33	329	558	379	0.58	1228	503	383	0.83	205	496	303
0.09	1335	502	388	0.34	355	498	367	0.59	1207	540	330	0.84	171	525	281
0.10	1362	567	364	0.35	362	520	328	0.60	1237	493	360	0.85	178	541	262
0.11	1329	496	383	0.36	347	532	363	0.61	1190	478	389	0.86	165	502	201
0.12	1269	461	407	0.37	354	489	327	0.62	1213	543	350	0.87	135	537	160
0.13	1225	510	370	0.38	402	462	349	0.63	1128	488	378	0.88	108	523	81
0.14	1191	524	430	0.39	450	526	361	0.64	1143	447	314	0.89	74	545	52
0.15	1154	523	392	0.40	511	490	335	0.65	1099	513	338	0.90	21	517	12
0.16	1064	531	400	0.41	518	495	373	0.66	1101	505	341	0.91	6	476	3
0.17	960	511	418	0.42	581	523	369	0.67	990	475	399	0.92	3	494	0
0.18	916	518	382	0.43	679	528	371	0.68	957	537	337	0.93	2	519	0
0.19	864	536	350	0.44	680	491	394	0.69	958	489	352	0.94	2	470	0
0.20	824	516	364	0.45	742	547	386	0.70	867	496	384	0.95	0	517	0
0.21	737	521	353	0.46	794	521	368	0.71	778	515	331	0.96	0	547	0
0.22	701	546	399	0.47	876	520	397	0.72	755	473	364	0.97	0	497	0
0.23	661	493	386	0.48	900	542	415	0.73	642	513	368	0.98	2	503	0
0.24	625	491	363	0.49	1009	511	399	0.74	589	523	366	0.99	0	508	0

Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten	
		prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.
-1.00	0	252	0	-0.75	124	235	118	-0.50	153	229	155	-0.25	189	252	186
-0.99	0	238	6	-0.74	104	229	134	-0.49	134	268	174	-0.24	180	241	164
-0.98	12	213	7	-0.73	130	251	110	-0.48	139	251	167	-0.23	196	262	191
-0.97	17	230	14	-0.72	119	244	121	-0.47	150	218	173	-0.22	193	256	192
-0.96	35	239	20	-0.71	116	251	161	-0.46	134	243	172	-0.21	221	250	172
-0.95	39	232	35	-0.70	109	271	144	-0.45	162	248	179	-0.20	201	253	171
-0.94	46	234	27	-0.69	93	253	129	-0.44	156	265	184	-0.19	173	274	183
-0.93	70	260	29	-0.68	111	293	151	-0.43	172	265	181	-0.18	211	266	191
-0.92	70	255	49	-0.67	102	258	139	-0.42	165	263	184	-0.17	221	253	169
-0.91	91	251	36	-0.66	99	239	148	-0.41	186	263	185	-0.16	212	257	180
-0.90	87	239	64	-0.65	114	257	114	-0.40	178	266	190	-0.15	215	266	199
-0.89	115	253	70	-0.64	97	275	158	-0.39	184	262	194	-0.14	234	245	194
-0.88	104	264	79	-0.63	118	306	158	-0.38	169	276	182	-0.13	210	264	180
-0.87	110	261	82	-0.62	103	286	147	-0.37	190	225	172	-0.12	198	252	208
-0.86	104	265	80	-0.61	103	249	184	-0.36	182	255	165	-0.11	224	254	206
-0.85	112	231	81	-0.60	92	272	166	-0.35	168	260	184	-0.10	206	285	202
-0.84	115	268	88	-0.59	105	257	158	-0.34	187	258	161	-0.09	206	253	187
-0.83	115	227	120	-0.58	105	248	153	-0.33	164	243	168	-0.08	207	271	188
-0.82	132	255	105	-0.57	75	271	143	-0.32	212	243	171	-0.07	202	268	180
-0.81	106	247	103	-0.56	104	238	175	-0.31	197	254	188	-0.06	195	222	213
-0.80	110	247	107	-0.55	117	271	186	-0.30	185	251	180	-0.05	191	245	199
-0.79	114	250	122	-0.54	123	251	167	-0.29	203	256	184	-0.04	179	272	181
-0.78	139	244	103	-0.53	120	254	187	-0.28	215	277	202	-0.03	197	222	180
-0.77	137	249	129	-0.52	137	254	178	-0.27	234	244	194	-0.02	208	273	172
-0.76	123	257	116	-0.51	125	259	150	-0.26	216	270	159	-0.01	185	230	178

Tabelle D.9: *Winkelverteilung* (cos Θ) *des Kanals* $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta$ *bei 1940 MeV/c*

Tabelle D.10: *Winkelverteilung* $(\cos\Theta)$ *des Kanals* $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta$ *bei 1940 MeV/c*

Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten	
		prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.
0.00	223	259	188	0.25	224	295	203	0.50	140	276	189	0.75	157	246	165
0.01	208	242	203	0.26	213	258	176	0.51	131	260	200	0.76	163	243	170
0.02	218	269	185	0.27	236	254	168	0.52	139	246	196	0.77	171	274	178
0.03	183	280	203	0.28	245	215	198	0.53	121	254	203	0.78	164	265	189
0.04	198	237	196	0.29	208	269	193	0.54	140	265	189	0.79	177	257	173
0.05	206	245	195	0.30	200	248	188	0.55	127	230	187	0.80	166	266	143
0.06	215	235	190	0.31	190	254	173	0.56	125	267	220	0.81	164	233	153
0.07	205	245	169	0.32	197	251	197	0.57	112	270	212	0.82	174	258	147
0.08	201	247	171	0.33	193	249	171	0.58	96	254	180	0.83	180	250	149
0.09	195	257	165	0.34	211	259	157	0.59	117	275	212	0.84	172	241	133
0.10	226	300	202	0.35	188	245	176	0.60	119	248	204	0.85	134	251	136
0.11	193	264	228	0.36	183	253	175	0.61	135	267	232	0.86	106	270	105
0.12	203	257	193	0.37	174	268	177	0.62	107	251	189	0.87	85	269	82
0.13	230	277	213	0.38	168	251	167	0.63	97	256	192	0.88	56	268	43
0.14	217	252	201	0.39	191	240	191	0.64	114	256	180	0.89	34	260	25
0.15	211	261	190	0.40	162	268	181	0.65	106	249	185	0.90	10	254	11
0.16	221	252	200	0.41	178	250	199	0.66	118	265	177	0.91	2	261	4
0.17	202	285	197	0.42	180	255	192	0.67	123	232	202	0.92	0	254	0
0.18	205	253	198	0.43	173	241	188	0.68	113	271	183	0.93	1	269	0
0.19	210	260	195	0.44	204	275	182	0.69	119	232	202	0.94	1	261	0
0.20	214	218	156	0.45	148	261	191	0.70	112	253	200	0.95	1	228	0
0.21	230	246	195	0.46	140	284	203	0.71	109	297	190	0.96	0	270	0
0.22	205	234	193	0.47	144	271	195	0.72	147	236	183	0.97	0	261	0
0.23	205	244	183	0.48	169	247	218	0.73	155	255	154	0.98	0	250	0
0.24	216	244	213	0.49	147	247	202	0.74	147	243	196	0.99	0	290	0

Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten	
		prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.
-1.00	4	246	21	-0.75	45	272	114	-0.50	36	251	154	-0.25	16	242	171
-0.99	1	264	47	-0.74	41	276	139	-0.49	34	231	140	-0.24	24	254	158
-0.98	10	265	65	-0.73	23	277	131	-0.48	27	240	168	-0.23	18	261	171
-0.97	13	231	64	-0.72	22	253	110	-0.47	33	279	168	-0.22	16	233	162
-0.96	13	253	58	-0.71	28	245	131	-0.46	27	252	159	-0.21	24	288	155
-0.95	16	236	79	-0.70	22	229	128	-0.45	33	245	152	-0.20	20	268	172
-0.94	10	285	83	-0.69	32	250	148	-0.44	20	217	165	-0.19	8	252	195
-0.93	14	214	69	-0.68	38	262	133	-0.43	29	262	146	-0.18	17	231	171
-0.92	11	234	83	-0.67	48	267	149	-0.42	27	234	149	-0.17	18	266	162
-0.91	16	238	85	-0.66	30	264	103	-0.41	24	271	143	-0.16	9	243	202
-0.90	17	255	87	-0.65	28	218	144	-0.40	19	307	178	-0.15	10	268	179
-0.89	15	261	93	-0.64	45	270	127	-0.39	25	237	169	-0.14	19	230	186
-0.88	23	259	99	-0.63	46	241	111	-0.38	22	276	158	-0.13	19	240	177
-0.87	14	231	93	-0.62	43	251	126	-0.37	20	245	158	-0.12	18	278	187
-0.86	19	253	98	-0.61	39	279	136	-0.36	24	247	163	-0.11	17	276	178
-0.85	18	221	93	-0.60	41	229	141	-0.35	21	237	148	-0.10	15	239	155
-0.84	23	250	104	-0.59	32	253	143	-0.34	22	242	155	-0.09	10	260	204
-0.83	23	248	118	-0.58	35	269	137	-0.33	19	232	156	-0.08	21	233	185
-0.82	20	274	109	-0.57	30	249	135	-0.32	18	233	181	-0.07	22	271	160
-0.81	21	244	99	-0.56	30	246	148	-0.31	19	239	146	-0.06	17	252	175
-0.80	28	254	104	-0.55	39	258	161	-0.30	17	271	174	-0.05	23	275	184
-0.79	25	261	118	-0.54	36	241	161	-0.29	23	259	146	-0.04	20	236	162
-0.78	20	265	142	-0.53	39	236	155	-0.28	19	231	136	-0.03	21	242	175
-0.77	34	248	125	-0.52	42	254	151	-0.27	15	256	155	-0.02	20	235	190
-0.76	28	238	122	-0.51	32	258	160	-0.26	17	244	151	-0.01	11	291	168

Tabelle D.11: *Winkelverteilung* (cos Θ) *des Kanals* $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta'$ *bei 1940 MeV/c*

Tabelle D.12: *Winkelverteilung* $(\cos\Theta)$ *des Kanals* $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\eta'$ *bei 1940 MeV/c*

Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten	
		prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.
0.00	18	261	171	0.25	12	241	185	0.50	6	247	195	0.75	14	253	170
0.01	22	234	175	0.26	14	244	167	0.51	15	262	174	0.76	4	246	182
0.02	18	242	179	0.27	12	239	159	0.52	13	258	173	0.77	5	259	144
0.03	16	251	196	0.28	17	236	181	0.53	9	257	208	0.78	15	256	135
0.04	20	245	184	0.29	15	265	165	0.54	7	258	195	0.79	4	238	154
0.05	16	255	150	0.30	7	233	166	0.55	15	254	171	0.80	18	259	138
0.06	19	254	172	0.31	10	212	160	0.56	11	231	169	0.81	15	262	151
0.07	19	252	190	0.32	10	256	158	0.57	9	236	182	0.82	9	232	136
0.08	17	256	159	0.33	12	262	163	0.58	11	263	162	0.83	15	271	127
0.09	20	258	187	0.34	12	250	165	0.59	12	232	159	0.84	11	266	130
0.10	14	229	202	0.35	10	222	159	0.60	10	229	157	0.85	9	262	121
0.11	18	251	190	0.36	15	259	168	0.61	7	240	161	0.86	11	251	108
0.12	15	234	183	0.37	7	255	157	0.62	9	231	164	0.87	3	244	73
0.13	12	260	163	0.38	7	275	171	0.63	13	224	183	0.88	5	242	54
0.14	22	243	171	0.39	17	263	170	0.64	20	253	172	0.89	1	236	32
0.15	12	240	191	0.40	8	243	170	0.65	9	248	176	0.90	0	268	13
0.16	18	249	173	0.41	9	227	178	0.66	14	250	162	0.91	0	249	7
0.17	13	254	169	0.42	13	234	163	0.67	10	257	159	0.92	0	259	1
0.18	13	227	181	0.43	5	256	163	0.68	8	254	173	0.93	0	237	0
0.19	12	258	164	0.44	11	245	187	0.69	9	238	163	0.94	0	258	0
0.20	14	261	183	0.45	7	268	167	0.70	14	264	171	0.95	0	238	0
0.21	17	252	195	0.46	15	241	184	0.71	13	221	147	0.96	1	271	0
0.22	17	241	184	0.47	19	242	177	0.72	7	247	180	0.97	0	248	0
0.23	9	234	176	0.48	8	254	156	0.73	8	252	169	0.98	0	276	0
0.24	14	250	164	0.49	14	238	164	0.74	18	242	150	0.99	0	243	0

Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten		Untere Bin-Grenze	Meß-Daten	Monte-Carlo-Daten	
		prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.			prod.	sel.
0.00	46	497	362	0.25	51	546	367	0.50	61	519	315	0.75	49	542	290
0.01	35	510	385	0.26	57	492	340	0.51	66	541	344	0.76	47	487	233
0.02	31	486	362	0.27	58	504	342	0.52	64	513	365	0.77	62	512	245
0.03	40	515	358	0.28	68	513	343	0.53	72	500	341	0.78	64	461	220
0.04	34	483	355	0.29	74	522	374	0.54	67	522	311	0.79	53	505	243
0.05	25	473	364	0.30	53	479	365	0.55	54	487	291	0.80	51	466	219
0.06	41	527	356	0.31	64	494	323	0.56	64	494	323	0.81	65	511	188
0.07	35	530	380	0.32	54	507	327	0.57	62	516	364	0.82	42	494	208
0.08	41	487	351	0.33	84	462	355	0.58	73	508	337	0.83	46	512	172
0.09	34	505	370	0.34	59	502	335	0.59	78	512	316	0.84	38	479	197
0.10	27	512	357	0.35	67	499	357	0.60	75	486	304	0.85	56	487	170
0.11	35	503	371	0.36	64	478	331	0.61	63	505	288	0.86	45	518	163
0.12	39	525	352	0.37	65	502	342	0.62	59	484	290	0.87	45	478	163
0.13	47	498	325	0.38	62	487	356	0.63	61	460	297	0.88	40	507	155
0.14	53	532	367	0.39	73	485	339	0.64	67	502	300	0.89	38	520	136
0.15	40	487	381	0.40	71	512	337	0.65	67	508	290	0.90	28	490	116
0.16	36	520	338	0.41	57	533	339	0.66	70	519	293	0.91	24	511	105
0.17	43	481	345	0.42	71	484	320	0.67	61	474	274	0.92	26	514	93
0.18	43	482	343	0.43	72	451	360	0.68	68	518	328	0.93	18	554	85
0.19	52	476	366	0.44	60	484	327	0.69	67	519	285	0.94	15	516	85
0.20	48	491	327	0.45	73	508	320	0.70	59	485	261	0.95	12	482	68
0.21	51	502	336	0.46	64	514	364	0.71	67	524	244	0.96	7	511	50
0.22	36	497	354	0.47	73	503	370	0.72	67	515	283	0.97	7	462	34
0.23	47	502	342	0.48	70	512	327	0.73	75	454	233	0.98	5	538	26
0.24	77	532	344	0.49	65	531	333	0.74	72	483	243	0.99	1	510	8

Tabelle D.13: *Winkelverteilung* (cos Θ) *des Kanals* $\bar{p}p \longrightarrow \eta\eta$ *bei 1940 MeV/c*

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] I. J. R. Aitchinson, A. J. G. Hey: *Gauge theories in particle physics*, Adam Hilger Ltd., Bristol, 1982

[2] The Crystal Barrel Collaboration (E. Aker et al.): *The Crystal Barrel spectrometer at LEAR with a 4π-neutral and charged detector*, Proposal CERN/PSCC/85-86, Oktober 1985

[3] The Crystal Barrel Collaboration (E. Aker et al.): *The Crystal Barrel spectrometer at LEAR*, CERN-PPE/92-126, Juli 1992

[4] The Crystal Barrel Collaboration (E. Aker et al.): *The Crystal Barrel spectrometer at LEAR*, Nucl. Inst. A321 (1992) 69

[5] U. Amaldi et al.: *Fluctuations in calorimetry measurements*, Phys. Scr. 23 (1981) 409

[6] The Crystal Barrel Collaboration (C. Amsler et al.): *Search for a new light gauge boson in decays of π^0, η and η'*, CERN-PPE/95-xx

[7] Application Software Group, CERN: *MINUIT - Function minimization and error analysis*, CERN program library long writeup D506, unveröffentlicht

[8] R. Berlich: *Visualisierung hadronischer Split-Offs und ihre Erkennung mit neuronalen Netzwerken*, Diplomarbeit Bochum April 1995, unveröffentlicht

[9] J. Bernstein: *Spontaneous symmetry breaking*, Rev. Rep. Mod. Phys. 46 (1974) 7

[10] K. Beuchert: *Simulation of possible improvements for annihilation in flight*, CB-note, unveröffentlicht

[11] K. Beuchert, M. Kunze, J. Lüdemann, K. Peters, J. Salk: *CBoOff - Offline analysis for C-programmers*, CB-note 166, unveröffentlicht

[12] R. Bossingham: *The jet drift chamber (JDC), geometry, construction materials and general characteristics*, CB-note 130, July 1990, unveröffentlicht

[13] K. Braune: *The fast cluster encoder*, CB-note 41, 1986, unveröffentlicht

[14] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson, P. Zanarini: *GEANT*, CERN DD/EE/84-1

[15] M. Burchell, M. Doser: *Global tracking particle bank structure*, CB-note 118, unveröffentlicht

[16] T. H. Burnett, S. R. Sharpe: *Non-quark-model mesons*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 40 (1990) 327

[17] S. U. Chung: *Spin formalisms*, CERN 71-8, 1971

[18] T. Degener: *Untersuchung elektromagnetischer Schauer im Crystal Barrel Kalorimeter mit künstlichen neuronalen Netzen*, Diplomarbeit Bochum August 1993, unveröffentlicht

[19] R. S. Dulude et al.: *Measurement of $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\pi^0$, $\pi^0\eta^0$ in the T and U-meson region*, Phys. Lett. vol. 79B, no. 3 (1978) 329

[20] R. S. Dulude et al.: *Observation of structure in $\bar{p}p \longrightarrow \pi^0\pi^0$*, Phys. Lett. vol. 79B, no. 3 (1978) 335

[21] E. Eisenhandler et al.: *Measurement of differential cross sections for antiproton-proton annihilation into charged pion and kaon pairs between 0.79 and 2.43 GeV/c*, Nucl. Phys. B96 (1975) 109

[22] G. Folger, M. Doser: *Offline reconstruction software*, CB-note 121, unveröffentlicht

[23] J. Friedrichs: *Bau und Test eines Lichtpulsersystems für das Crystal Barrel Experiment*, Diplomarbeit Hamburg 1989, unveröffentlicht

[24] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler: *Advantages of the color octet gluon picture*, Phys. Lett. 47B (1973) 365

[25] F. Halzen, A. D. Martin: *Quarks & leptons: an introductory course in modern particle physics*, John Wiley & Sons (1984)

[26] F.-H. Heisius, T. Kiel, P. Schmidt: *Crystal data reconstruction software*, CB-note 92, unveröffentlicht

[27] N. P. Hessey: *A histogram display program for CB run monitoring*, CB-note 101, 1989, unveröffentlicht

[28] N. P. Hessey: *COLA, the crystal online monitoring program*, CB-note, 1989, unveröffentlicht

[29] P. Hidas, G. Pinter: *Kinematic fitting software*, CB-note 138, unveröffentlicht

[30] P. W. Higgs: Phys. Lett. 12 (1964) 12

[31] P. W. Higgs: Phys. Rev. 145 (1966) 1156

[32] C. Holtzhaußen: *Produktion und Zerfall von ω-Vektormesonenpaaren bei der Proton-Antiproton-Annihilation in Ruhe und im Fluge*, Diplomarbeit Karlsruhe 1994, unveröffentlicht

[33] S. Kelzenberg: *Identifizierung von Photonen, π^0- und η-Mesonen im Crystal Barrel Detektor*, Diplomarbeit Karlsruhe 1990, unveröffentlicht

[34] K. Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*, B. G. Teubner, Stuttgart, 1984

[35] H. Kobus: *Optimierung des Crystal-Barrel-Detektors für Experimente im Fluge*, Diplomarbeit Universität Karlsruhe (TH), Oktober 1991, unveröffentlicht

[36] H. Koch: *Die Suche nach Glueballs*, Phys. Bl. 43 (1987) 152

[37] H. Koch: *Physik mit LEAR*, Rev. Mod. Phys. 44 (1988) 411

[38] M. A. Kunze: *Aufbau und Test eines Triggersystems für das Crystal Barrel-Experiment*, Dissertation Karlsruhe, Mai 1990

[39] J. Lüdemann: *persönliche Mitteilung*

[40] J. Lüdemann: *Log likelihood*, CB-note 261, unveröffentlicht

[41] M. Merkel: *Proton-Antiproton-Vernichtung in Ruhe in π^0X, ηX und ωX mit $X = \pi^0$, η und η'*, Dissertation Mainz 1993

[42] C. A. Meyer: *r-Φ-Calibration of the JDC*, CB-note, 1990, unveröffentlicht

[43] C. A. Meyer: *z-Calibration of the JDC*, CB-note, 1990, unveröffentlicht

[44] C. A. Meyer: *Chamber reconstruction software - Locater*, CB-note 93, unveröffentlicht

[45] Particle Data Group (M. Aguilar-Benitez et al.): *Review of particle properties*, Phys Rev. D50 (1994) 1173

[46] D. H. Perkins: *Introduction to high energy physics (third edition)*, Addison-Wesley Publishing Company (1987)

[47] K. Peters: *The Monte Carlo programmer's guide for the LEAR Crystal Barrel*, CB-note 103, unveröffentlicht

[48] K. Peters: *The JDC online monitoring facility*, CB-note 142, 1990, unveröffentlicht

[49] K. Peters: *Beobachtung des X_2(1515) in der Proton-Antiproton-Vernichtung in $3\pi^0$ in Ruhe*, Dissertation Mainz, Januar 1991

[50] K. Peters: *Twobody reactions of the type $p\bar{p} \longrightarrow X\omega$ with $X = \pi^0, \eta, \eta^{prime}$ and ω*, CB-note 243, unveröffentlicht

[51] G. Reifenröther: *Leichte antiprotonische Atome von der Bildung bis zur Vernichtung*, Dissertation Mainz, April 1989

[52] J. Salk: *Analyse des 5γ-Endzustandes in der Proton-Antiproton-Annihilation in Ruhe*, Diplomarbeit Bochum November 1992, unveröffentlicht

[53] J. Salk: *SMART - Split-off recognition in pure neutral events*, CB-note 182, unveröffentlicht

[54] P. Schmüser: *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer-Verlag, 1988

[55] W. Schott: *Das CsI(Tl) Kalorimeter des Crystal Barrel Detektors*, Dissertation Universität Karlsruhe (TH) 1989, IEKP-KA/89-7

[56] C. Straßburger: *Particle identification by dE/dx with the JDC*, CB-note, 1990, unveröffentlicht

[57] D. Urner: *Entwicklung und Test der beiden Proportionalkammern für den Zentraldetektor des Crystal Barrel Experiments*, Diplomarbeit Zürich 1989, unveröffentlicht

[58] S. Walther: *Entwicklung, Herstellung, Aufbau und Test eine Multiplizitätentriggers für das Crystal Barrel Experiment*, Diplomarbeitr Mainz Februar 1990, unveröffentlicht

[59] S. Weinberg: *A model of leptons*, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264

Danksagung

Hiermit möchte ich allen danken, auch den namentlich nicht aufgeführten, die mich während meiner Arbeit unterstützt haben.

Zuerst möchte ich Herrn Prof. Dr. H. Koch für die Aufgabenstellung und Betreuung dieser Arbeit danken. Sein stetes Interesse, die wertvollen Diskussionen sowie sein persönliches Engagement für mich und meine Arbeit trugen wesentlich zum Gelingen bei.

Des weiteren danke ich allen Mitgliedern meiner Arbeitsgruppe für die gute Zusammenarbeit. Mein besonderer Dank für aufschlußreichen Gedankenaustausch gilt Herrn Dipl. Phys. T. Degener, Herrn Dr. K. Peters, Herrn Dr. M. Kunze, Herrn Dipl. Phys. J. Lüdemann und Herrn Dipl. Phys. H. Stöck.

Nicht zuletzt möchte ich mich auch bei allen Mitgliedern der Crystal-Barrel-Kollaboration bedanken, die wesentlich dazu beigetragen haben, daß ich meine Arbeit in einer angenehmen Atmosphäre kollegialen Interesses durchführen konnte. Für ihre Unterstützung möchte ich Herrn Prof. Dr. E. Klempt, Herrn Prof. Dr. L. Montanet und Herrn Dr. D. Walther besonders danken.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern sowie meiner Freundin Sabine.

Lebenslauf

Name:	Karsten Günther Beuchert
Geburtstag:	27. April 1965
Geburtsort:	Bad Schwalbach
Eltern:	Günther Beuchert
	Wilma Beuchert, geb. Ritz
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Schulausbildung:	*August 1971 - Januar 1972:*
	Grundschule Langenheide
	Februar 1972 - Juli 1975:
	Grundschule Bad Schwalbach
	August 1975 - Dezember 1975:
	Gesamtschule Bad Schwalbach
	Dezember 1975 - Juni 1984:
	Dilthey-Gymnasium Wiesbaden
	Juni 1984:
	Abitur
Studium:	*WS 1984/85 - WS 1990/91:*
	Studium der Physik an der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz
	WS 1989/90 - WS 1990/91:
	Anfertigung der Diplomarbeit mit dem Thema „Untersuchung zur Zweigregelverletzung in der $p\bar{p}$-Annihilation“
	seit Januar 1991:
	Promotion in Physik am Lehrstuhl Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum (Prof. Dr. Helmut Koch), verbunden mit regelmäßigen Aufenthalten am CERN (Genf) und Teilnahme an nationalen und internationalen Konferenzen und Workshops