

Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik
Bochum 2012

Suche nach exotischen Resonanzen in der $\bar{p}p$ -Annihilation und Kalibrierung eines elektromagnetischen Kalorimeters

Bernhard Roth
geboren in Offenburg

Dissertation zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften in der Fakultät für
Physik und Astronomie der Ruhr-Universität Bochum

1. Gutachter: Prof. Dr. U. Wiedner
2. Gutachter: Prof. Dr. W. Meyer
(Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik, Ruhr-Universität Bochum)

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Juni 2012

Überblick

Diese Arbeit befasst sich mit zwei Hadronenspektroskopie-Experimenten, in denen die Antiproton-Proton Annihilation im Fluge studiert wird: Das Crystal-Barrel-Experiment an der LEAR-Beschleunigeranlage am CERN sowie das sich in der Design- und Aufbauphase befindliche $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment an der FAIR-Beschleunigeranlage in Darmstadt.

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Analyse von Crystal-Barrel-Daten, die das Ziel hat exotische Resonanz-Strukturen in der Antiproton-Proton-Annihilation im Fluge zu identifizieren. Dabei wird insbesondere nach dem $\eta(1405)$ -Meson im Zerfall nach $\pi\pi\eta$ gesucht. Dieser Zustand ist ein Glueball-Kandidat und kann deshalb zum besseren Verständnis der QCD im nicht-pertubativen Bereich beitragen.

Desweiteren wird nach Resonanzen im Zerfall nach $f_1(1285)\pi$ gesucht, da gemäß theoretischer Vorhersagen Hybrid-Mesonen bevorzugt in diesem Zerfallsmodus beobachtet werden können und mit dem $\pi_1(1600)$ ein Kandidat dafür auch bereits gemessen wurde.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Entwicklung eines Programms zur Kalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment. Dieses nutzt die Messung der π^0 -Masse über den Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ als Referenzwert und implementiert ein iteratives Verfahren, indem die Energieeinträge der Kristalle in mehreren Schritten korrigiert werden.

Gleichzeitig muss die Kalibrierung bei $\bar{\text{PANDA}}$ eine Reihe an nicht-funktionalen Anforderungen erfüllen, die insbesondere die Ausführungsgeschwindigkeit (Performance) betreffen. Deshalb wird bei der Entwicklung des Programms auf die Anforderungen und Möglichkeiten moderner Rechnerarchitekturen eingegangen sowie das Datenmanagement vollständig und in Echtzeit über eine Datenbank abgewickelt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Quantenchromodynamik (QCD)	4
1.2	Spektroskopie leichter Mesonen	4
1.3	Exotische Zustände	6
1.4	Experimentelle Methoden	8
1.4.1	$\bar{p}p$ -Kollisionen	8
1.5	Motivation	9
1.5.1	Datenanalyse mit Daten von Crystal Barrel zur Suche nach exotischen Teilchen	9
1.5.2	Kalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters von \bar{P} ANDA	10
2	Crystal Barrel	13
2.1	Zielsetzungen	13
2.2	Beschleunigeranlage	14
2.3	Crystal-Barrel-Detektor	15
2.4	Triggersystem	17
3	Selektion	19
3.1	Rekonstruktion von Photonen	19
3.2	Rekonstruktion von geladenen Teilchen	21
3.3	Vorselektion der Daten	22
3.4	Kinematische Anpassung	24
3.5	Bestimmung der Messfehler	25
3.5.1	Standardfehler	25
3.5.2	Feinjustierung	25
3.6	Selektion der Daten	27
3.7	Akzeptanzkorrekturen	31
3.8	Güte der Daten	31
4	Datenanalyse	35
4.1	Dalitz-Plot	35
4.2	$3\pi^0\eta \rightarrow 8\gamma$ -Kanal	36
4.2.1	Zwischenresonanzen mit dem Zerfall nach $\pi^0\pi^0\eta$	37
4.2.2	Beiträge der identifizierten Reaktionskanäle	38
4.3	$4\pi^0\eta \rightarrow 10\gamma$ -Kanal	41
4.3.1	Zwischenresonanzen im Zerfall nach $\pi^0\pi^0\eta$	41
4.3.2	$\bar{p}p \rightarrow f_1(1285)/\eta(1295)\pi^0\pi^0$	44
4.3.3	$\bar{p}p \rightarrow \eta'(958)\pi^0\pi^0$	48
4.3.4	Beiträge der identifizierten Reaktionskanäle	48
4.4	$\pi^+\pi^-\pi^0\eta \rightarrow \pi^+\pi^-4\gamma$ -Kanal	49

4.4.1	Zwischenresonanzen im Zerfall nach $\pi^+ \pi^- \eta$	49
4.4.2	Beiträge der identifizierten Reaktionskanäle	52
4.5	$\pi^+ \pi^- 2\pi^0 \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- 6\gamma$ -Kanal	54
4.5.1	Zwischenresonanzen im Zerfall nach $\pi^+ \pi^- \eta$ sowie $\pi^0 \pi^0 \eta$	54
4.5.2	$\bar{p}p \rightarrow f_1(1285)/\eta(1295) \pi \pi$	59
4.5.3	$\bar{p}p \rightarrow \eta'(958) \pi \pi$	62
4.5.4	Beiträge der identifizierten Reaktionskanäle	65
4.6	Ergebnisse	66
4.6.1	Analyse des Signals bei $m(\pi \pi \eta) \approx 1280 \text{ MeV}/c^2$	66
4.6.2	Abschätzung der Wirkungsquerschnitte	68
5	Das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment	71
5.1	Zielsetzungen	71
5.2	FAIR-Beschleunigeranlage	72
5.3	$\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor	74
5.3.1	Target-Spektrometer	74
5.3.2	Vorwärts-Spektrometer	78
5.3.3	Datennahme	79
6	Kalibrierung	81
6.0.4	Kalibrierung anhand von $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ Ereignissen	82
6.1	Algorithmus	83
6.1.1	γ -Ereignisse im elektromagnetischen Kalorimeter	84
6.1.2	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse	85
6.1.3	Akkumulation	85
6.1.4	Fitten	86
6.1.5	Korrektur	87
6.1.6	Iterationen	88
6.2	Generierung der Daten	89
6.2.1	Ereignisraten und Verteilung der γ -Energien	91
6.3	Implementierung	93
6.3.1	Minimierer	93
6.3.2	Anforderungen an den Fit	94
6.3.3	Abbruchkriterien für die der Iteration	94
6.3.4	Ein- und Ausgabe (E/A)	95
6.4	Ergebnisse	97
6.4.1	Performance	97
6.4.2	Güte der Kalibrierung	98
6.4.3	Energieauflösung	100
7	Zusammenfassung	103
7.1	Kalibrierung	103
7.2	Analyse	104

Anhang

A	Detektor-Studien	107
A.1	Strahlenschäden	107
A.1.1	Strahlendosis in ADCs	107
A.1.2	Strahlendosis in VPTs	109
B	EMC-Kalibrierungs-Software	111
B.0.3	Aufbau	112
B.0.4	Minimierer	113
B.0.5	Interface	113
B.0.6	Datenbank	114
	Abbildungsverzeichnis	118
	Tabellenverzeichnis	119
	Literaturverzeichnis	122

1 Einleitung

Schon immer versuchten die Menschen, die Gesetzmäßigkeiten der Natur zu ergründen und zu verstehen, was die Welt im Innersten zusammen hält. Im antiken Griechenland führte dies zu einem Weltbild, in dem die Natur aus den vier elementaren Urstoffen Feuer, Wasser, Luft und Erde besteht. Auch in der chinesischen Kultur gibt es ein ähnliches Weltbild, bestehend aus fünf Grundelementen.

In der modernen Wissenschaft führte diese Suche im 18ten Jahrhundert zu der Entdeckung der chemischen Elementen, und damit zur Grundlage unserer heutigen Chemie. 1803 griff John Dalton den ursprünglich aus der Antike kommenden Begriff des Atoms, abgeleitet vom griechischen 'atomos' („das Unteilbare“), als Baustein der chemischen Elementen auf. Ein Jahrhundert später konnten jedoch Thomson noch elementarere Bausteine nachweisen, die sogenannten Elektronen, und später Rutherford mit Streuexperimenten direkte Hinweise auf den inneren Aufbau von Atomen gewinnen. In den 30er Jahren des 20ten Jahrhunderts gelang es schließlich Chadwick und Heisenberg, weitere Kernbausteine, die Nukleonen, zu identifizieren, womit das Bild des unteilbaren Atoms endgültig zerstört wurde.

Zu dieser recht übersichtlichen Anzahl an grundlegenden Bausteinen der Materie kamen in den 50er Jahren immer neue Teilchen hinzu, die an den ersten Experimenten mit Teilchenbeschleuniger entdeckt wurden. So entstand bald ein regelrechter Zoo an neuen Teilchen, zu deren Deutung und Ordnung noch elementarere Bausteine herangezogen werden mussten. Dies führte zum Postulat der Quarks als Elementarteilchen und bildete die Grundlage zum heutigen sogenannten Standardmodell der Teilchenphysik.

In diesem Standardmodell werden die Quarks zusammen mit den Leptonen, zu denen auch das Elektron gehört, den Fermionen zugeordnet. Diese Fermionen werden dabei in drei Generationen unterteilt, wobei jeder Generation ein Quark- und ein Leptonen-Paar zugeordnet wird (siehe Tabelle 1.1). Damit bilden die Fermionen die Bausteine der Materie. Dabei können sich zwei Quarks zu einem Meson zusammenschließen, und drei konstituierende Quarks zu einem Baryon. Solche Teilchen, die aus Quarks aufgebaut sind, werden Hadronen genannt.

Die Wechselwirkungen der Hadronen und Leptonen untereinander werden im Standardmodell durch vier Grundkräfte beschrieben: die Gravitation, die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die letzten drei Wechselwirkungen werden dabei durch Eichtheorien beschrieben. Aus diesen Eichtheorien gehen weitere Teilchen hervor, welche als Mittler fungieren und an jeweils unterschiedliche Ladungen koppeln. Diese Teilchen bilden im Standardmodell neben den Fermionen eine weitere Gruppe: die (Eich-)Bosonen (siehe Tabelle 1.2).

Den Fermionen und Bosonen werden unterschiedliche Quantenzahlen zugeordnet. So besitzen die Fermionen einen halbzahligen Spin S , Leptonen und Quarks insbesondere $S = 1/2$. Den Leptonen wird zusätzlich noch je nach Generation eine Leptonen-Quantenzahl (L_e , L_μ , L_τ) zugewiesen, die entweder 1 für Teilchen, oder -1 für Antiteilchen ist. Bei den Quarks werden aus historischen Gründen dem *up*-Quark der Isospin $i_3 = 1/2$ und dem *down*-Quark $i_3 = -1/2$ zugewiesen. Die restlichen Quarks erhalten ihre eigenen Quantenzahlen: *Strangeness* S , *Charmness* C , *Bottomness* B und *Topness* T . Die Bosonen sind generell als Teilchen

	Generation	Name	Masse [GeV/c ²]	elektrische Ladung
Leptonen	1.	ν_e Elektron-Neutrino	> 0	0
		e Elektron	0,000511	-1
	2.	ν_μ Myon-Neutrino	> 0	0
		μ Myon	0,106	-1
	3.	ν_τ Tau-Neutrino	> 0	0
		τ Tau	1,777	-1
Quarks	1.	u <i>up</i>	0,002	2/3
		d <i>down</i>	0,005	-1/3
	2.	c <i>charm</i>	1,3	2/3
		s <i>strange</i>	0,1	-1/3
	3.	t <i>top</i>	173,3	2/3
		b <i>bottom</i>	4,2	-1/3

Tabelle 1.1: Die 12 Elementarteilchen (Fermionen), die im Standardmodell die Grundbausteine aller Materie bilden. Zu diesen Teilchen kommen noch ihre jeweiligen Antiteilchen hinzu [1]

Name	übertragene WW	Kopplung an	Masse [GeV/c ²]	Reichweite der WW
W^- W^+ W-Bosonen	schwache	Flavour	80,399	$2,5 \cdot 10^{-3}$ fm
Z^0 Z-Boson			91,188	
γ Photon	elektromagnetische	el. Ladung	0	∞
g Gluon	starke	Farb-Ladung	0	~ 1 fm

Tabelle 1.2: Die Wechselwirkungen (WW) im Standardmodell der Teilchenphysik mit ihren Eigenschaften und den jeweiligen Eichbosonen [1]

mit ganzzahligem Spin definiert, wobei Eichbosonen den Spin $S = 1$ besitzen.

In den 40er Jahren des 20ten Jahrhundert gelang es zuerst Feynman mit der Quantenelektrodynamik (QED) eine Eichtheorie zu entwickeln, mit der es möglich ist, die elektromagnetische Wechselwirkungen außergewöhnlich präzise zu beschreiben. Die Grundlage dieser Theorie bildete dabei die Forderung, dass die Wellenfunktion geladener Teilchen invariant bei lokalen Phasentransformationen ist. Die entsprechenden Eichbosonen sind Photonen, die in virtueller Form¹ für die Wechselwirkungen verantwortlich sind. Die QED umfasst auch die klassische Elektrodynamik von Maxwell, die sie als Grenzfall enthält.

Durch den Übergang von der zugrunde liegenden unitären Gruppe $U(1)$ zur speziellen unitären Gruppe $SU(2)$ gelang es 1967 den Physikern Glashow, Salam und Weinberg, die QED mit der schwachen Wechselwirkung zu der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung zu vereinheitlichen. Die Eichbosonen dieser Theorie sind dabei die vier masselose Bosonen B^0 , W^0 , W^1 und W^2 , wobei man aufgrund einer spontanen Symmetriebrechung die vier Mischzustände γ , Z^0 , W^+ und W^- experimentell beobachtet.

¹Virtuelle Teilchen sind Teilchen, die nicht auf der Massenschale mit $E^2/c^4 - p^2/c^2 = m^2$ sitzen.

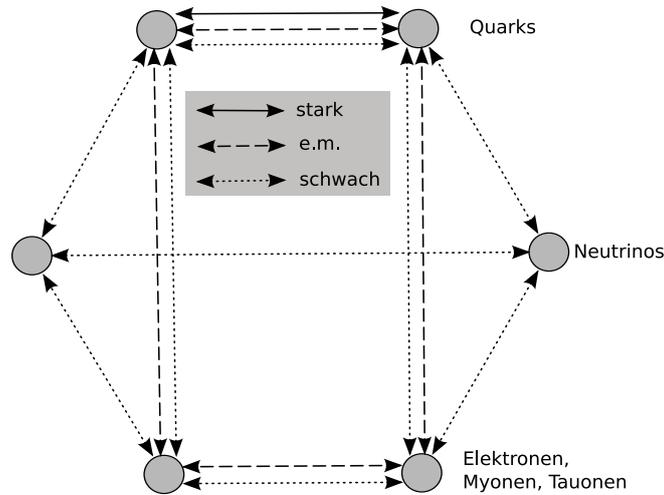


Abbildung 1.1: Übersicht zu den Wechselwirkungen der Elementarteilchen untereinander. Horizontale Verbindungen stehen jeweils für Wechselwirkungen identischer Elementarteilchen miteinander.

Die starke Wechselwirkung wird von der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben, welche ebenfalls in den 60er Jahren entwickelt wurde. Der QCD liegt dabei die spezielle unitäre Gruppe $SU(3)$ zugrunde. Die Eichbosonen dieser Theorie sind die Gluonen g .

Die Reichweite einer Wechselwirkung wird primär von der Masse ihrer Mittlerteilchen bestimmt. So sind die masselosen Photonen für eine unbegrenzte Reichweite der elektromagnetischen Kraft verantwortlich, die massiven Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung hingegen grenzen deren Reichweite auf sehr geringe Distanzen ein.

Die Stärke einer Wechselwirkung wiederum wird von der Kopplungskonstanten α_S bestimmt. Im Falle der QED ist dies die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante mit

$$\alpha_S = \frac{1}{2c\epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar} \approx \frac{1}{137} \quad (1.1)$$

Ein elektrisch geladenes Teilchen im Vakuum umgibt sich jedoch aufgrund der Unschärferelation

$$\begin{aligned} \delta t \cdot \delta E &\geq \hbar && \text{bzw.} \\ \delta x \cdot \delta p &\geq \hbar \end{aligned} \quad (1.2)$$

mit einer Wolke an virtuellen geladenen Teilchenpaaren (z.B. Elektron-Positron Paaren), was effektiv zu einer Abschirmung der Ladung nach außen hin führt (Vakuumpolarisation). Ein anderes geladenes vorbeifliegendes Teilchen wird dadurch mit abnehmendem Abstand (zunehmendem Impulsübertrag Q) eine höhere Ladung spüren, was zu einer größeren Kopplungs„konstanten“ führt.

Die beiden Theorien, die elektroschwachen Wechselwirkung sowie die QCD, bilden die Standbeine des heutigen Standardmodells der Teilchenphysik. Außen vor bleibt dabei die vierte Grundkraft, die Gravitation, für die es bisher keine erfolgreiche Quantentheorie gibt.

1.1 Quantenchromodynamik (QCD)

Da die QCD eine nicht-abelsche Theorie ist, müssen deren Eichbosonen zwangsläufig selbst Ladung tragen, die sogenannte Farbladung. Aufgrund der zugrunde liegenden Symmetrie ergeben sich acht verschiedene Gluonen, die sich durch ihre Farbladung voneinander unterscheiden. Diese Farbladungen werden modellhaft als rot, grün und blau bezeichnet, wobei jedes Gluon eine Farbe und eine Antifarbe trägt.

Durch die Selbstwechselwirkung der Gluonen untereinander, kommt es zu einem der Vakuum polarisation in der QED analogen Effekt, jedoch mit gegensätzlichen Konsequenzen: es ergibt sich eine starke Abhängigkeit der Kopplungskonstanten vom Impulsübertrag q , weshalb sie auch *running coupling constant* genannt wird. Für die Kopplungskonstante insgesamt ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\alpha_S(q) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \log q^2/\Lambda^2} \quad (1.3)$$

mit Impulsübertrag q , Anzahl der Quarkflavour n_f und Skalenparameter Λ .

Das Potential zwischen zwei Teilchen mit Farbladung wird aufgrund dieser Selbstwechselwirkung um einen linearen Term ergänzt und nimmt damit folgende Form an:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S(r)}{r} + \kappa r \quad (1.4)$$

Für kleine Abstände $\ll 1$ fm fällt das Potential zunächst mit $1/r$ ab (ähnlich dem Coulomb-Potential), was als asymptotische Freiheit bezeichnet wird. In diesem Bereich können die Quarks als quasi freie Teilchen betrachtet und mit störungstheoretischen Ansätzen gut beschrieben werden (perturbative QCD).

Für größere Abstände (niedriger Impulsübertrag) dominiert der lineare Term, so dass das Potential zunimmt. Dadurch steht ab einem bestimmten Abstand zwischen zwei Quarks genügend Energie zur Verfügung um neue Quarks aus dem Vakuum zu bilden und sich mit diesen zu binden. Dies hat zur Konsequenz, dass freie Quarks nicht vorkommen, sondern ausschließlich gebundene Color-Singulett Zustände existieren, die nach außen hin keine Farbladung tragen. Dieser Effekt wird als *Confinement* bezeichnet. In hadronischen Systemen ist der Abstand (≈ 1 fm) zwischen den konstituierenden Quarks gerade so groß, dass störungstheoretische Ansätze nicht mehr greifen (nicht-perturbative QCD).

Klassische hadronische Systeme sind die Baryonen und die Mesonen. Baryonen bestehen aus drei konstituierenden Quarks (qqq -System), wobei beispielsweise die Nukleonen, also Neutronen und Protonen zu diesen zählen. Mesonen sind gebundene Quark-Antiquark $q\bar{q}$ -Systeme. Außer diesen klassischen Hadronen sagt die QCD jedoch noch eine Reihe weiterer Color-Singulett Zustände vorher, die als exotisch bezeichnet werden.

Als Beispiel für die Größenordnung der nicht-perturbativen Effekte in hadronischen Systemen sei die Masse des Protons erwähnt. Messungen ergeben eine Ruhemasse von ca. $938 \text{ MeV}/c^2$. Die Ruhemasse der Valenzquarks (uud) beträgt zusammen jedoch nur $\approx 10 \text{ MeV}/c^2$, also ca. 1% der Gesamtmasse. Die restlichen 99% der Ruhemasse des Protons werden durch Wechselwirkungsprozesse erzeugt, die sich störungstheoretisch nicht beschreiben lassen.

1.2 Spektroskopie leichter Mesonen

In dem $q\bar{q}$ -System der Mesonen können die Spins der Valenzquarks zu einem Spin-Singulett ($S = 0$) oder einem Spin-Triplett Zustand ($S = 1$) koppeln. Der Gesamtspin J des Systems

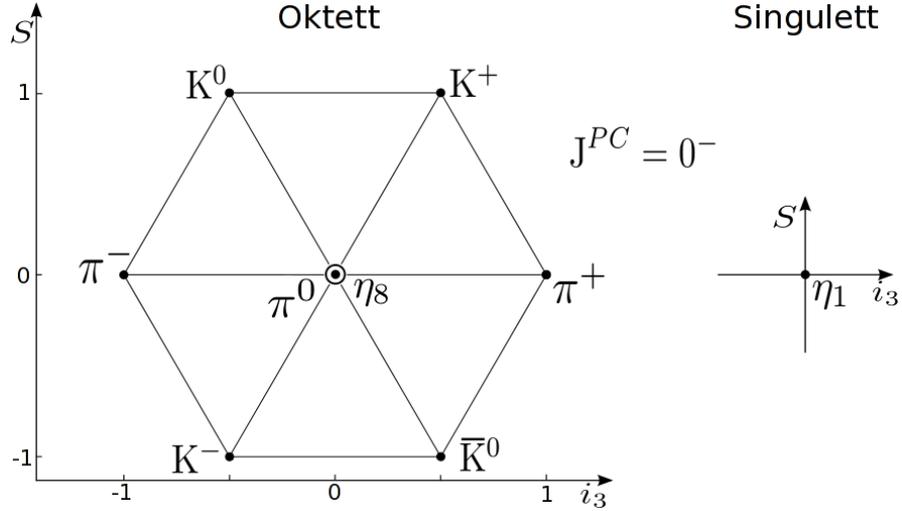


Abbildung 1.2: $SU(3)_{flavour}$ -Nonett der leichten pseudoskalaren Mesonen im $J^P = 0^-$ -Grundzustand. Q ist die elektrische Ladung, S die Strangeness und i_3 der Isospin.

setzt sich aus dieser Spin-Ausrichtung der konstituierenden Quarks zusammen sowie einem eventuellen Bahndrehimpuls l , der durch orbitale Anregungen des $q\bar{q}$ -Systems entsteht. Neben den orbitalen Anregungen können zusätzlich auch radiale Anregungen n auftreten. Des weiteren werden Mesonen noch mit den Operatoren der Parität \hat{P} und (bei neutralen) der Ladungsparität \hat{C} klassifiziert, welche folgende Erwartungswerte haben:

$$P = (-1)^{l+1} \quad (1.5)$$

$$C = (-1)^{l+s} \quad (1.6)$$

Aufgrund der $SU(3)_{flavour}$ -Symmetrie existieren pro Anregungszustand und Spinausrichtung der Valenzquarks jeweils neun leichte Mesonen. Wobei als leichte Mesonen solche bezeichnet werden, die sich aus u , d und s Quarks zusammen setzen. Diese lassen sich in sogenannte Nonetts einordnen, die sich aufgrund ihrer Quantenzahlen J^P eindeutig voneinander unterscheiden. Für $J^P = 0^-$ ergeben sich beispielsweise die pseudoskalaren Mesonen (siehe auch Abb. 1.2):

$$\begin{aligned}
 \pi^+ &= |u\bar{d}\rangle \\
 \pi^- &= |\bar{u}d\rangle \\
 \pi^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}|d\bar{d} - u\bar{u}\rangle \\
 K^+ &= |u\bar{s}\rangle, & S = +1 \\
 K^- &= |\bar{u}s\rangle, & S = -1 \\
 K^0 &= |d\bar{s}\rangle, & S = +1 \\
 \bar{K}^0 &= |\bar{d}s\rangle, & S = -1 \\
 \eta_8 &= \frac{1}{\sqrt{6}}|u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}\rangle \\
 \eta_1 &= \frac{1}{\sqrt{3}}|u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}\rangle
 \end{aligned} \quad (1.7)$$

Beobachtet wird jedoch nicht der Oktett- (η_8) bzw. Singulett- (η_1) Zustand, sondern die Mischzustände $\eta = \cos \Theta \cdot \eta_8 - \sin \Theta \cdot \eta_1$ und $\eta' = \sin \Theta \cdot \eta_8 + \cos \Theta \cdot \eta_1$ mit dem Mischungswinkel $\Theta = -17,3^\circ$ [1]. Bedingt durch die beiden Valenzquarks können Mesonen nicht beliebige

Quantenzahlen J^{PC} annehmen, sondern nur solche, die von einem $q\bar{q}$ -System mit Drehimpuls dargestellt werden können. Diese erlaubten Quantenzahlen sind [2]:

$$0^{-+}, 0^{++}, 1^{--}, 1^{+-}, 2^{--}, 2^{-+}, 2^{++}, 3^{--}, 3^{+-}, 3^{--}, \dots \quad (1.8)$$

Obwohl im Grundzustand die pseudoskalaren Mesonen mit den vektoriellen Mesonen aufgrund identischer Valenzquarks massenentartet sein sollten, ergaben Messungen beispielsweise der Ruhemassen von π und ρ -Mesonen einen deutlichen Massenunterschied [1], der von Spin-Spin-Wechselwirkungen der Konstituenten verursacht werden muss. Der Effekt solcher Spin-Spin-Kopplungen wird umso größer, je leichter das zugrunde liegende hadronische System ist. Damit ist es möglich die Grundzustände der leichten Mesonen zufriedenstellend zu beschreiben.

Bei angeregten Zustände spielen jedoch eine Reihe weiterer Effekte eine Rolle, die quantitative Vorhersagen über deren Eigenschaften kaum noch ermöglichen. Statt dessen wird versucht, mit Hilfe phänomenologischer Modelle (z.B. Bag-Modell, oder Potentialmodelle) oder aber numerischer Verfahren (Gittereichtheorie, *Lattice* QCD) die Spektren zu beschreiben.

Eine experimentelle Verifizierung dieser Modelle ist somit unerlässlich. Auf der Suche nach weiteren Zuständen leichter Mesonen ergab sich jedoch eine Überbesetzung einiger Nonetts, d.h. es wurden mehr als neun Zustände nachgewiesen, die als Kandidaten für die unterschiedlichen Nonetts in Frage kommen. Diese Überbesetzung lässt sich nur mit exotischen Teilchen erklären.

1.3 Exotische Zustände

Neben den konventionellen Hadronen, also den Mesonen und Baryonen, sagt die QCD eine Reihe weiterer Color-Singulett-Zustände vorher. Diese werden deshalb als exotisch bezeichnet. Dabei können drei unterschiedliche Spezies unterschieden werden:

- Gluebälle
sind Zustände ohne Valenzquarks und sind somit ausschließlich aus (Valenz-)Gluonen aufgebaut.
- Hybride
sind konventionelle Hadronen mit zusätzlicher gluonischer Anregung. Hybrid-Mesonen bestehen somit aus einem $q\bar{q}$ -System mit zusätzlichen Valenzgluonen.
- Multiquark-Zustände
sind gebundene Color-Singulett-Zustände, die aus $(q\bar{q})^n(qqq)^m$ mit $n + m > 1$ Valenzquarks bestehen.

Da Mesonen als gebundenes System zweier Fermionen nur bestimmte Quantenzahlen annehmen können (siehe 1.8), werden alle weiteren Quantenzahlen als explizit exotisch bezeichnet. Diese sind:

$$J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+}, \dots \quad (1.9)$$

Der experimentelle Nachweis eines Zustand mit einer solchen Quantenzahl wäre ein direkter Hinweis seiner exotischen Natur. Exotische Zustände mit nicht explizit exotischen Quantenzahlen wiederum könnten mit Mesonen Mischzustände bilden, was einen experimentellen Nachweis zusätzlich erschwert.

Generell dienen beobachtete Abweichungen von für konventionelle Hadronen vorhergesagte Eigenschaften als Indizien für die exotische Natur einer Zustands. Ein Beispiel dafür ist eine Überbesetzung der entsprechenden Multipletts (welche sich im Falle der leichten Mesonen zu Nonetts ergeben). Anhand des weiteren Zerfalls eines Zustands kann auch auf den Quarkinhalt geschlossen werden, was ebenfalls Hinweise auf dessen exotische Natur liefern kann.

Um exotische Zustände eindeutig zu identifizieren, bedarf es also einer sehr genauen Bestimmung der Quantenzahlen, der Produktions-Wirkungsquerschnitte, Verzweigungsverhältnisse, aber auch der Massen und Breiten etc.. Mit der Kenntnis solcher Zustände ließen sich die Modelle für deren Vorhersage verbessern, was zu einem besseren Verständnis der QCD im nicht-perturbativen Bereich führten würde.

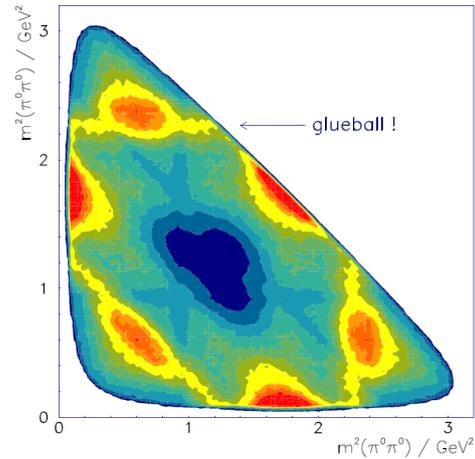


Abbildung 1.3: Der $f_0(1500)$ Glueball-Kandidat im $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^0$ Dalitz-Plot (Crystal Barrel [3])

Gluebälle

Gluebälle sind gebundene Zustände aus Gluonen (gg, ggg), wobei nicht bekannt ist in wie weit quasi-freie Valenzgluonen eine Rolle spielen, oder ob sich die Gluonen eher als verdrehter bzw. verknoteter Schlauch aus Farbladung verhalten [4, 5].

Anhand numerischer *Lattice* QCD (LQCD) Rechnungen ließ sich ein recht umfangreiches Spektrum der 12 leichtesten Glueball-Zustände bestimmen ([2, 6] und Abb. 1.4). Gluebälle mit explizit exotischen Quantenzahlen (sogenannte *Oddballs*) ließen sich experimentell leicht nachweisen, da sie nicht mit konventionellen Mesonen mischen und als sehr schmal vorhergesagt werden. Da Gluebälle keine konstituierende Quarks beinhalten, können sie auch nicht die OZI-Regel verletzen. Deshalb ist allen gemein, dass sie *flavour-blind* zerfallen, also in gleichem Maße (phasenraumbereinigt) in Zustände unterschiedlicher Quarkflavour. Dies wäre ebenfalls ein experimentelles Indiz für einen solchen Kandidaten.

Als ein möglicher Kandidat für den 0^{++} -Grundzustand wird das $f_0(1500)$ diskutiert (siehe Abb. 1.3). Allerdings scheint dieser Zustand in hohem Maße mit konventionellen skalaren Mesonen zu mischen, was dessen eindeutige Zuordnung erschwert [2].

Hybride

Die zusätzliche gluonische Anregung bei Hybriden lässt sich als transversale farb-magnetische oder farb-elektrische Schwingung des Schlauchs aus Farbladung zwischen den Valenzquarks erklären [7]. Die Quantenzahlen ergeben sich dabei aus Addition der Quantenzahlen der gluonischen Anregung (1^- für farb-magnetische und 1^+ für farb-elektrische) sowie der Quantenzahlen des $q\bar{q}$ -Systems (im Falle von Hybrid Mesonen).

Für die pseudoskalaren Mesonen 0^{-+} ergeben sich somit bei zusätzlicher gluonischer Anregung die Quantenzahlen 1^{++} und 1^{--} . Hybride der Vektormesonen (1^{--}) können die Quantenzahlen $(0, 1, 2)^{+-}$ (farb-magnetisch) und $(0, 1, 2)^{-+}$ (farb-elektrisch) tragen [8]. Drei dieser

Quantenzahlen sind explizit exotisch ($((0, 2)^{+-}$ und 1^{-+} , vgl. 1.9), was einen experimentellen Nachweis solcher Zustände deutlich vereinfacht. Außerdem geht aus mehreren theoretischen Modellen hervor, dass Hybrid-Mesonen bevorzugt in ein Hadron-Paar zerfällt, in dem ein Hadron ebenfalls eine P-Welle hat, anstatt zwei S-Welle Hadronen mit zusätzlichen Bahndrehimpuls [9]. Also beispielsweise eher in ηh_1 in S-Welle, anstatt in $\pi\pi$ in P-Welle, oder aber auch eher in ηf_1 (S-Welle) anstatt $\eta'\pi$ (P-Welle).

Bisher konnten die Resonanzen $\pi_1(1400)$ und $\pi_1(1600)$ mit den exotischen Quantenzahlen 1^{-+} [1, 10] nachgewiesen werden, wobei deren genaue Einordnung noch kontrovers diskutiert wird.

Multiquark Zustände

Multiquark-Zustände können einerseits ohne innere Struktur auftreten, oder aber als sogenannte Molekül-Zustände, beispielsweise als ein loses gebundenes System aus zwei Mesonen (Mesonium). Aufgrund der nur losen Bindung zerfallen die beiden Mesonen wie im ungebundenen Zustand. Im Falle von Multiquark Zustände ohne innere Struktur wird ein Zerfall anhand einer Umordnung der Valenzquarks erwartet.

Auch für solche Zustände gibt es experimentelle Hinweise, bisher jedoch ohne vollständige Identifikation [11].

1.4 Experimentelle Methoden

Zur experimentellen Erzeugung verschiedenster hadronischer Zustände wird eine energiereiche Ausgangsreaktion benötigt. Diese wird in Beschleunigeranlagen entweder durch die Kollision zweier Teilchenstrahlen erzeugt (Collider), oder durch den Beschuss eines ruhenden Targets mit einem Teilchenstrahl (Fixed-Target-Experiment). Im Falle von Collidern steht eine Schwerpunktsenergie W von

$$W = 2E_p \quad (1.10)$$

zur Verfügung (mit E_p als der Projektil-Energie). Im Falle von Fixed-Target-Experimenten ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von:

$$W \approx \sqrt{2ME_p} \quad (1.11)$$

wenn die Ruhemassen gegenüber W vernachlässigt werden können (M ist die Ruhemasse der Reaktionspartner im Target).

1.4.1 $\bar{p}p$ -Kollisionen

Im Gegensatz zu e^+e^- -Kollisionen² können bei $\bar{p}p$ -Annihilations-Prozessen Zustände beliebiger nicht exotischer Quantenzahlen direkt erzeugt werden (Formation). Zusammen mit Rückstoßteilchen werden somit auch hohe Raten an Zustände mit explizit exotischen Quantenzahlen erwartet. Gleichzeitig ist die $\bar{p}p$ -Annihilation ein gluonenreicher Prozess. Deshalb eignet sich dieses System exzellent für Studien bezüglich der QCD und insbesondere auch zur Untersuchung von Zustände mit gluonischen Anregungen, wie es bei Hybriden oder Gluebällen der

²Aufgrund des elektromagnetischen Prozesses können nur Zustände über ein virtuelles Photon direkt erzeugt werden (Produktion), was $J^{PC} = 1^{--}$ entspricht. In höherer Ordnung sind jedoch auch andere Quantenzahlen möglich.

Fall ist. Solche Zustände lassen sich mit einem $\bar{p}p$ -System direkt erzeugen, was – im Vergleich zu e^+e^- -Kollisionen – deutliche Vorteile bezüglich der Wirkungsquerschnitte und Messgenauigkeit für solche Reaktionen einbringt.

1.5 Motivation

1.5.1 Datenanalyse mit Daten von Crystal Barrel zur Suche nach exotischen Teilchen

Im Jahre 1963 wurde am CERN das ω -Meson („Europa Meson“) bei einer Masse von 1420 MeV entdeckt [12, 13]. Untersucht wurde dazu der Kanal $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}3\pi$, wobei das Signal auch in $a_0(980)\pi$ und K^*K gesehen wurde. 1980 wurde ein Zerfall identischer Quantenzahlen im radiativen J/ψ -Zerfall beobachtet und als $\nu(1440)$ bezeichnet [14]. Dieser Zustand wurde erstmals als Kandidat für ein Glueball interpretiert. Im Jahr 1989 schließlich ergaben weitere Messungen dieses Zustands eine Aufspaltung in $\eta(1405)$ und $\eta(1475)$ [15, 16]. Dabei wurde das $\eta(1405)$ im Zerfall nach $a_0(980)\pi$ und $\pi\pi\eta$ gesehen, während das $\eta(1475)$ im Zerfall nach K^*K beobachtet wurde.

Zusammen mit dem $\eta(1295)$ ergeben sich somit drei pseudoskalare Mesonen ($J^{PC} = 0^{-+}$), wodurch das entsprechende Nonett (siehe Abb. 1.2) überbesetzt ist. Deshalb kann es sich nicht bei allen drei Zuständen um klassische Mesonen handeln. Statt dessen wird insbesondere der Zustand $\eta(1405)$ als Glueball interpretiert.

Theoretische Vorhersagen zum Spektrum der Gluebälle variieren je nach dem zugrunde liegenden Modell, wobei sich zumindest die Größenordnung für die Massen nicht verändert [2]. In Abb. 1.4 ist dabei ein Spektrum für die leichtesten Glueball-Zustände gezeigt, wie es aus aktuellen, numerischen *Lattice* QCD (LQCD) Rechnungen hervor geht. Für den Zustand $J^{PC} = 0^{-+}$ ergibt sich dabei eine Masse von $\approx 2,56 \text{ GeV}/c^2$.

Da diese Quantenzahlen aber identisch zu denen der pseudoskalaren Mesonen sind, ist eine Mischung der Zustände sehr wahrscheinlich. Deshalb kommen auch Zustände abweichender Massen als Kandidaten für Gluebälle bzw. Mischzustände mit Gluebällen in Frage.

In dieser Arbeit werden Daten-Analysen vorgestellt (siehe Kapitel 4), in denen nach der Signatur von $\eta(1405)$ im Zerfall nach $\pi\pi\eta$ gesucht wird. Dazu werden Datensätze von dem Crystal-Barrel-Experiment am LEAR-Speicherring verwendet, in denen auf $\bar{p}p$ -Annihilationen im Fluge getriggert wurde. Insgesamt wurden Kanäle mit folgenden Endzuständen berücksichtigt:

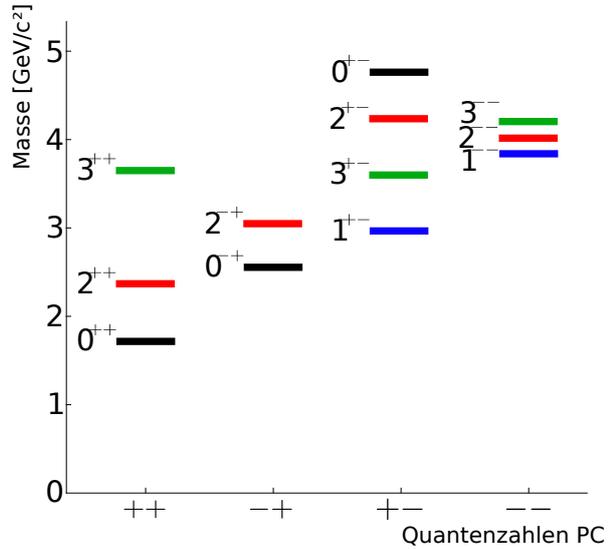


Abbildung 1.4: Spektrum der Glueball-Zustände mit den jeweiligen Quantenzahlen J^{PC} , wie es anhand von LQCD-Rechnungen bestimmt wurde [2, 6].

$$\bar{p}p \rightarrow 2\gamma \pi^0 \pi^0 \eta \rightarrow 8\gamma \quad (1.12)$$

$$\bar{p}p \rightarrow 4\gamma \pi^0 \pi^0 \eta \rightarrow 10\gamma \quad (1.13)$$

$$\bar{p}p \rightarrow 2\gamma \pi^+ \pi^- \eta \rightarrow 4\gamma \pi^+ \pi^- \quad (1.14)$$

$$\bar{p}p \rightarrow 4\gamma \pi^+ \pi^- \eta \rightarrow 6\gamma \pi^+ \pi^- \quad (1.15)$$

Es werden also sowohl rein neutrale Zerfälle (Kanal 1.12 und 1.13), als auch Zerfälle, die geladene Pionen enthalten (Kanal 1.14 und 1.15), untersucht. Insbesondere im Kanal 1.15 können die 4γ ebenfalls aus dem Zerfall von $\pi^0 \pi^0$ stammen, so dass in diesem Kanal das $\eta(1405)$ sowohl in $\pi^+ \pi^- \eta$, als auch in $\pi^0 \pi^0 \eta$ zerfallen kann. Dies ermöglicht einen direkten Vergleich der Produktionsraten und Verzweigungsverhältnisse der einzelnen Kanäle untereinander.

Gleichzeitig sind die betrachteten Zerfallskanäle sehr komplex, so dass eine Vielzahl weiterer Zwischen-Resonanzen in ihnen erwartet wird. Insbesondere kann nach Resonanzen im Zerfall nach $f_1 \pi$ in S-Welle gesucht werden, welcher gemäß theoretischer Vorhersagen von Hybriden stark begünstigt wird. Außerdem ist der Kanal sensitiv auf den Isospin und die Ladung einer möglichen zwischenliegenden Resonanz.

Ein möglicher Kandidat ist das $\pi_1(1600)$, der mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{-+}$ gelistet ist [1]. Diese Quantenzahlen sind explizit exotisch (siehe 1.9), weshalb es sich um kein klassisches Meson handeln kann, sondern als Hybrid interpretiert wird.

1.5.2 Kalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters von $\bar{\text{PANDA}}$

Für den Erfolg des zukünftigen $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments ist eine präzise Bestimmung der Energie von Photonen essentiell. Dazu ist eine exzellente Kalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters (EMC) notwendig.

Aufgrund des komplexen Aufbaus des EMCs ist eine Kalibrierung nur für den vollständig montierten Detektor sinnvoll. Deshalb ist zunächst eine Vorkalibrierung anhand kosmischer Myonen nach vollständiger Montage des Kalorimeters geplant. Damit kann eine Energieauflösung von etwa 10% erreicht werden. Um die endgültige Energieauflösung von $< 2\%$ bei Energien $> 1 \text{ GeV}$ zu erreichen, ist somit eine weitere Kalibrierung notwendig.

Dies ist anhand physikalischer Ereignisse, insbesondere π^0 -Mesonen geplant. Da die Messwerte der einzelnen Ereignisse aber stark von externen Parametern (z.B. Temperatur, Spannung an der Ausleseelektronik, Strahlungsschäden in den Kristallen etc.) abhängen, ist eine permanente Rekalibrierung unumgänglich. Zusätzlich erfordert das Design des $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors, welches ohne einen Hardware-Trigger auskommt, eine hohe Energieauflösung bereits zur Laufzeit des Experiments. Deshalb ist eine Online-Kalibrierung während der Laufzeit unumgänglich.

Diese Online-Kalibrierung soll auf einem iterativen Verfahren aufbauen, bei dem die Position des $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ bzw. $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ -Signals im invarianten $\gamma\gamma$ -Spektrum mit den bekannten Massen verglichen wird. Dadurch lassen sich Korrekturfaktoren pro Kristall ermitteln, die jedoch nicht unabhängig voneinander sind. Erst wenn diese Korrekturfaktoren nach mehreren Iterationen konvergieren, lassen sie sich zur zuverlässigen Kalibrierung verwenden.

Ein solches iteratives Verfahren zur Kalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters wurde bereits bei Crystal Barrel [17] und einer Reihe weiterer Experimente angewandt [18, 19]. Da $\bar{\text{PANDA}}$ als Experiment ohne Hardware-Trigger geplant ist, muss die Kalibrierung bereits

während der Laufzeit des Experiments (online) erfolgen. Deshalb ergeben sich veränderte Bedingungen und Anforderungen besonders bezüglich der Ausführungsgeschwindigkeit (Performance).

Um das Potential moderne Rechnerarchitekturen möglichst effektiv ausschöpfen zu können, ist eine Parallelisierung des Algorithmus unumgänglich. Erst dadurch ist es möglich auf Parallelität ausgelegte Rechnersysteme, wie beispielsweise Multicore-Prozessoren, vollständig auszulasten.

Ein weiterer Flaschenhals bezüglich der Performance ergibt sich durch die hohe Datenmenge sowie die Topologie der Daten. Für eine effektive Kalibrierung müssen hunderte von Ereignissen pro Kristall vorliegen. Als Fixed-Target-Experiment werden die Zerfallsprodukte aus der $\bar{p}p$ -Annihilation bei $\bar{P}ANDA$ jedoch nicht homogen über das Kalorimeter verteilt, sondern bevorzugt in Vorwärtsrichtung emittiert. Um trotzdem ausreichend hohe Datensätze auch für die Kristalle in Rückwärtsrichtung der Kalibrierung zur Verfügung stellen zu können, ist ein aufwendiges Datenmanagement notwendig. Dies muss gleichzeitig auch performant genug sein, um den eigentlichen Algorithmus nicht auszubremesen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein solcher Algorithmus für das $\bar{P}ANDA$ -Experiment entwickelt und an Monte-Carlo-Datensätzen getestet (siehe Kapitel 6). Insbesondere gelang es, den Algorithmus für aktuelle Multicore-Prozessoren zu optimieren sowie die Auslese der Daten performant über eine Datenbank zu realisieren.

2 Das Crystal-Barrel-Experiment am CERN

Das Crystal-Barrel-Experiment war ein Fixed Target-Experiment, das von 1989 bis 1996 am CERN durchgeführt wurde [20, 17]. Es befand sich am LEAR-Speicherring, der einen Antiproton-Strahl lieferte, welcher im Crystal-Barrel-Spektrometer auf ein Target aus flüssigem oder gasförmigen Wasserstoff bzw. Deuterium gelenkt wurde. Es konnten dabei sowohl Annihilations-Prozesse im Fluge untersucht werden, als auch solche, bei denen die Antiprotonen vom Targetmaterial zuvor gestoppt wurden (in Ruhe). Der Detektor deckte nahezu den kompletten Raumwinkel ab (4π). Dadurch war es erstmals möglich, komplexe Endzustände mit neutralen und geladenen Teilchen kinematisch vollständig zu rekonstruieren.

Seit 2000 steht der Crystal-Barrel-Detektor in modifizierter und teilweise erweiterter Form an der Elektronenstretcheranlage ELSA am Helmholtzinstitut für Strahlen- und Kernphysik (HISKP) der Universität Bonn.

2.1 Zielsetzungen

Mit dem Crystal-Barrel-Spektrometer am LEAR Speicherring konnten $\bar{p}p$ und $\bar{p}n$ -Reaktionen untersucht werden. Der Schwerpunkt lag dabei auf Studien mit Endzuständen aus mehreren neutralen leichten Mesonen (π^0 und η), für die es bis dahin kaum Datensätze gab.

Die wichtigsten Ziele waren dabei folgende [20]:

- Die Suche nach Glueballs und Hybride, insbesondere in den Endzuständen $\pi^0 \pi^0$, $\eta \eta$, $\pi^0 \eta$, $\pi^0 \pi^0 \eta$, $\pi^+ \pi^- \eta$ und $K \bar{K} \pi$, evtl. mit $\eta'(958)$ als Zwischenresonanz. Dabei können sowohl neutrale als auch geladene Zustände berücksichtigt werden.
- Studien zu radiativen und seltenen Zerfällen leichter Mesonen, deren γ -Signale mit bis dahin unerreichter Güte vermessen werden konnten.
- Studien zur Dynamik der $\bar{p}p$ -Annihilation. Insbesondere war es möglich die Wirkungsquerschnitte des Prozesses sowohl im atomaren S - als auch im P -Wellenzustand (in Ruhe) zu messen. Dies wurde hauptsächlich anhand der Endzustände $\pi^0 \pi^0$, $\pi^0 \gamma$, $\pi^0 \eta$ (η'), $\pi^0 \omega$ und $\eta \eta$ (η') untersucht.
- Suche nach gebundenen $\bar{p}p$ -Zuständen (ebenfalls in Ruhe). Insbesondere sollten dabei monoenergetische γ und π^0 -Übergänge in exklusiven Endzuständen nachgewiesen werden.
- Es sollten Impuls-Scans zur exakten Vermessung des energieabhängigen Wirkungsquerschnittes in exklusiven Endzuständen durchgeführt werden. Dadurch sollten mögliche Anomalien und Auffälligkeiten darin identifiziert werden.

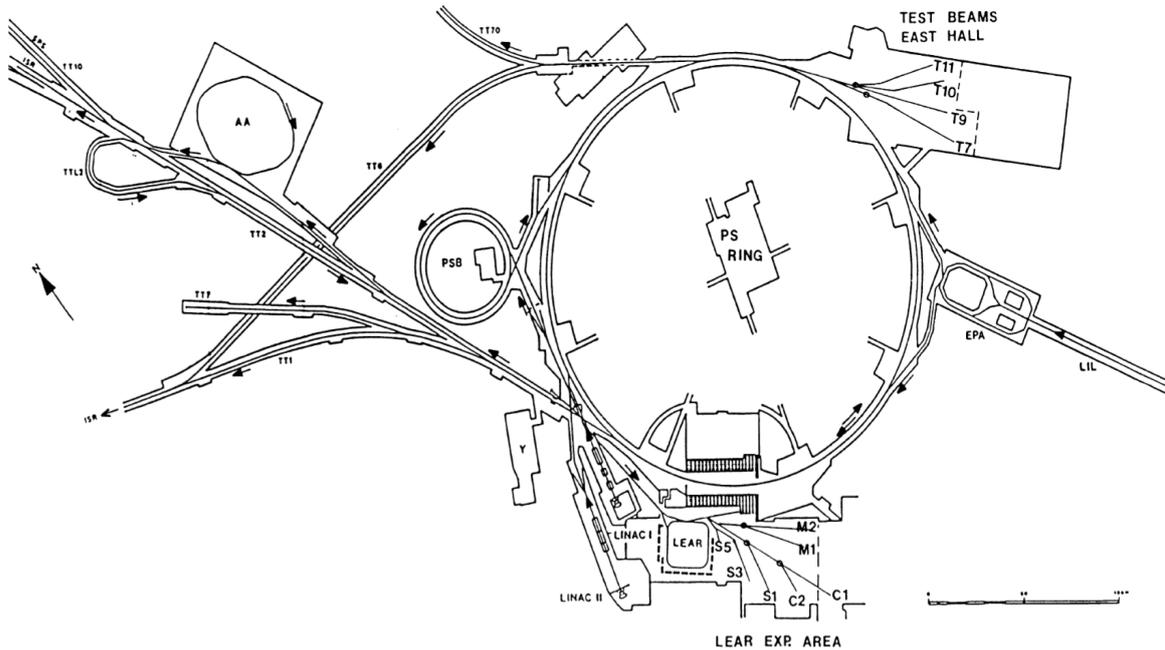


Abbildung 2.1: Übersicht über die PS-Beschleunigeranlage mit dem LEAR-Speicherring (unterer Rand). Das Crystal-Barrel-Experiment befand sich am Strahlrohr C2.

2.2 Beschleunigeranlage

Das Crystal-Barrel-Experiment befand sich an dem *Low Energy Antiproton Ring* (LEAR) am CERN. Dieser Speicherring war von 1982 bis 1996 in Betrieb und wurde danach zum *Low Energy Ion Ring* umgebaut, welcher nun als Injektor für schwere Ionen in den LHC dient.

LEAR war in erster Linie zur Erforschung von Antimaterie (Anti-Wasserstoff) konzipiert worden und wurde von einer Reihe verschiedener Experimente genutzt. So gelang es 1996 einem Experiment am LEAR erstmals Antiwasserstoff-Atome zu erzeugen, wofür dem CERN auch außerhalb der wissenschaftlichen Gemeinschaft große Beachtung geschenkt wurde.

Der Speicherring war dabei Teil eines Beschleunigerkomplexes (siehe Abb. 2.1), der von dem zentralen *Proton Synchrotron* (PS) Beschleuniger gespeist wurde. Im PS wurden Protonen auf einen Strahlimpuls von bis zu 26 GeV/c beschleunigt und gespeichert. Für die Experimente mit Antiprotonen wurden diese Protonen auf ein Produktionstarget aus Wolfram geschossen, wodurch sich ein Teil ihrer kinetischen Energie in $\bar{p}p$ -Paaren materialisierte. Diese Antiprotonen wurden dann im *Antiproton Accumulator* (AA) gesammelt und durch stochastische Kühlung in ihrem Phasenraum reduziert. Im PS wurden sie auf 600 MeV/c abgebremst und anschließend in LEAR injiziert. Insgesamt konnten so ca. 10^{12} Antiprotonen pro Tag in LEAR eingespeist werden, wodurch den Experimenten an LEAR Raten mit bis zu 10^7 Teilchen/s zur Verfügung standen. Da LEAR als einer der ersten Speicherringe überhaupt sowohl über eine stochastische, als auch über Elektronen-Kühlung verfügte, wurde mit der relativen Impulsschärfe von $5 \cdot 10^{-4}$ eine hervorragende Strahlqualität erreicht.

Der Impuls der Antiprotonen ließ sich stufenlos von $p = 0.1 - 2.0$ GeV/c variieren. Aufgrund der langen Speicherzeiten konnten auch Verunreinigungen der Antiprotonen mit Kaonen und

2.3. CRYSTAL-BARREL-DETEKTOR

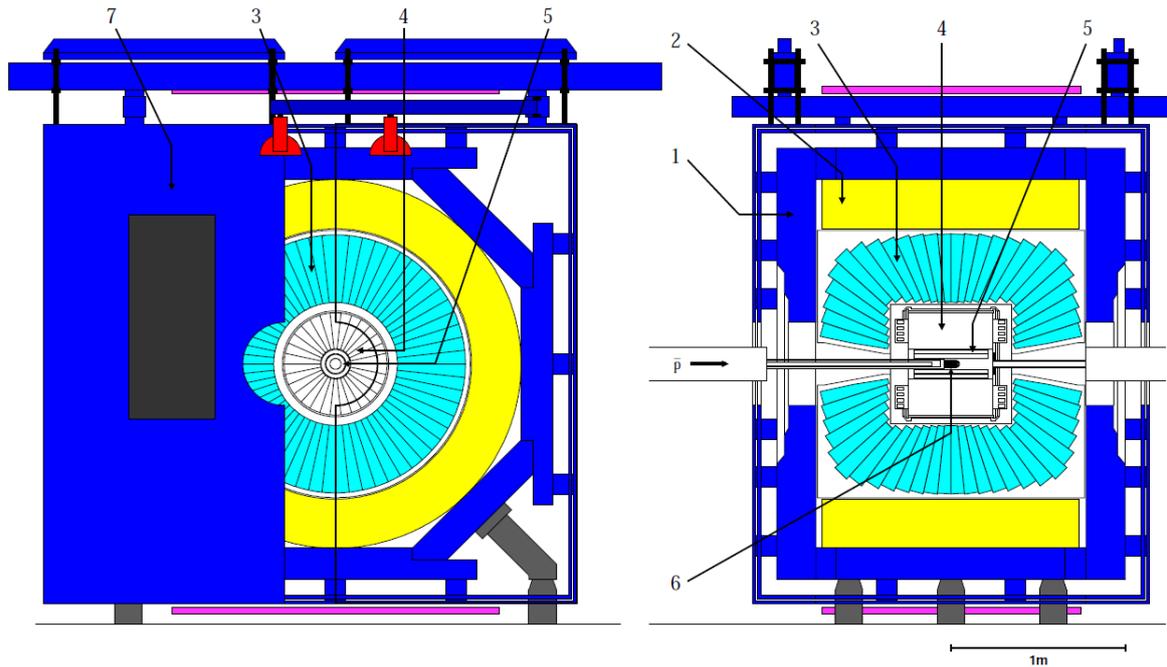


Abbildung 2.2: Schematische Übersicht über den Aufbau des Crystal-Barrel-Detektors. Dargestellt sind: Eisenjoch (1), Magnetspule (2), Elektromagnetisches Kalorimeter (3), Jet-Driftkammer (4), Proportional-Drahtkammer - ab September 1995 Silizium-Vertexzähler (5), Target (6), Eisenabschirmung (7)

Pionen eliminiert werden, da diese eine begrenzte Lebensdauer haben.

2.3 Crystal-Barrel-Detektor

Mit dem Detektor konnten $\bar{p}p$ -Reaktionen in Ruhe sowie im Fluge analysiert werden. Für Reaktionen in Ruhe wurde ein Strahlimpuls von 200 MeV/c verwendet. Dieser war damit schwach genug, so dass die Antiprotonen im Target stoppen und gebundene $\bar{p}p$ -Systeme bilden konnten. Für Reaktionen im Fluge wurden Strahlimpulse von 600 MeV/c bis zu 1940 MeV/c verwendet.

Von innen nach außen bestand der Crystal-Barrel-Detektor aus den im Folgenden gelisteten Komponenten (inkl. Target) (vgl. Abb. 2.2).

Wasserstofftarget

Das Target bestand aus einem 44 mm langen Zylinder mit einem Durchmesser von 17 mm, der mit flüssigem Wasserstoff (LH_2) oder Deuterium (LD_2) gefüllt werden konnte. Reaktionen im Fluge wiesen dabei eine Reaktionsrate von 1,4 % bei 0,6 GeV/c bis 0,8 % bei 1,9 GeV/c der eintreffenden Antiprotonen auf. Direkt vor dem Target-Material (im Strahl) befanden sich die Siliziumzähler S_1 und S_2 sowie je nach Anforderungen noch S_3 . S_1 diente dabei der Strahldefinition. S_2 war in vier Segmente unterteilt und überdeckte S_1 vollständig. Die Signale der Siliziumzähler wurden im Triggersystem verwendet sowie zur Erkennung der Lage und

Fokussierung des Strahls. Für Messungen im Flug befand sich zusätzlich hinter dem Target ein Veto-Zähler.

Silizium Vertexzähler (SVTX)

Der Silizium Vertexzähler umschloss das Target zylinderförmig in einem radialen Abstand von 13 cm. Er setzte sich aus 15 unabhängigen *SiO₂ Paddles* zusammen, die ihrerseits aus 128 in Strahlrichtung verlaufenden Streifen mit einer Dicke von 370 μm bestanden. Aufgrund einer Ansprechwahrscheinlichkeit von nahezu 100 % für geladene Teilchen und einer Auslesegeschwindigkeit von 0,5 μs konnten die Spurpunkte präzise bestimmt werden. Außerdem wurde der SVTX im Trigger verwendet.

Der SVTX wurde erst im September 1995 in den Detektor eingebaut und ersetzte die zuvor verwendete Vieldraht-Proportionalkammer (PWC). Die PWC bestand im Wesentlichen aus einem mit Gas gefüllten Volumen, in dem Ionisationsspuren geladener Teilchen registriert werden konnten (vergl. JDC). Im Gegensatz zur JDC war die PWC jedoch deutlich kompakter, da sie nicht zur Erkennung von Trajektorien ausgelegt war.

Jet Driftkammer (JDC)

Die Jet Driftkammer bestand aus einem gasgefüllten Zylinder mit einem Durchmesser von 54 cm und einer Länge von 40 cm, der in 30 identische, azimuthal angeordnete Segmenten unterteilt war [20]. In jedem Segment waren 23 Signaldrähte, 58 Felldrähte und 22 Feldkorrekturdrähte gespannt. Bei Durchflug eines geladenen Teilchens ionisiert dieses Gasatome bzw. -Moleküle entlang seiner Trajektorie, welche aufgrund des elektrischen Feldes eine Elektronenlawine in Richtung der Signaldrähte auslösen. Durch Messung der Driftzeiten dieser Elektronenlawine im Gas war eine Ortsauflösung in der $r\phi$ -Ebene von 100 μm möglich. In z -Richtung wurde die Position bestimmt, indem die Signaldrähte auf beiden Seiten ausgelesen und die Ladungsverteilung bestimmt wurde. Dies ergab eine Auflösung von $\sigma_z = 8\text{ mm}$. Durch die Bestimmung des Radius einer Teilchenspur lässt sich der Impuls des Teilchens mit einer Genauigkeit von

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = p_T \frac{\sigma_{r\phi}}{eBL^2} \sqrt{\frac{750}{N+5}} \quad (2.1)$$

ermitteln (mit Anzahl der Drähte $N \leq 23$, Bahnlänge L , Magnetfeldstärke $B = 1,5\text{ T}$ und transversaler Impuls der (geladenen) Teilchen p_T). Beispielsweise ergibt sich damit für ein geladenes Pion mit $p_T = 300\text{ MeV}/c$ eine Auflösung von 2%.

Elektromagnetisches Kalorimeter (EMC)

Das elektromagnetische Kalorimeter bestand aus 1380 Cäsiumjodid-Kristallen *CsI(Tl)* einer Dichte von 4,53 g/cm^3 , welche mit 0,1 mol% Thallium dotiert sind. Die Frontseiten der einzelnen Kristallen waren dabei auf das Target im Zentrum des Detektors ausgerichtet. Die Kristalle waren jeweils 30 cm lang, was einer Strahlungslänge von 16,1 X_0 entspricht. Dies ermöglichte es Photonen bis zu einer Energie von 2 GeV/c mit einer hohen Energieauflösung nachzuweisen.

Zur Auslese des Szintillationslichts befand sich auf der Rückseite jedes Kristalls eine Photodiode sowie ein Wellenlängenschieber (WLS) zwischen Kristall und Diode. Zusätzlich war jeder Wellenlängenschieber (bestehend aus 3 mm starkem Plexiglas) über eine Glasfaser mit

einem Xenon-Lichtpulser verbunden, der Lichtpulse einer definierten zeitlichen Form erzeugen konnte. Damit war es möglich, die Lichtausbeute der WLS zu überwachen und defekte Kristallmodule zu identifizieren. Änderungen der Lichtausbeute der Kristalle (z.B. durch Strahlenschäden) konnten dadurch aber nicht erfasst werden. Dazu fand eine regelmäßige Kalibrierung statt, indem für jeden Kristall die jeweilige Position des π^0 -Peaks in der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse bestimmt wurde. Aus der Abweichung dieses Peaks von dem Nominalwert konnte für jeden Kristall ein Korrekturfaktor bestimmt werden. Diese Schritte wurden mehrfach wiederholt, bis die Korrekturfaktoren konvergierten und damit zur Kalibrierung verwendet werden konnten. Außerdem wurde das EMC vor Einbau mit monoenergetischen Photonen aus einer $Pu -^{13}C$ Quelle kalibriert. Insgesamt wurde damit eine Energie-Kalibrierung erreicht, die besser als 1 % in dem geforderten Energiebereich war.

Aufgrund von Aussparungen für den Strahl-Ein und -Austritt sowie durch Leckverluste in den Randkristallen, erreichte das EMC eine Raumwinkelabdeckung von $95\% \cdot 4\pi$. Durch die Größe der einzelnen Kristallen ergab sich eine Ortsauflösung von ca. 20 mrad in ϕ und Θ Richtung. Damit konnten Photonen aus $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ bis zu einem Pion Impuls von 1 GeV/c getrennt aufgelöst werden.

2.4 Triggersystem

Zur Reduzierung der online anfallenden Datenmenge wurde ein hierarchischer Hardware-Trigger verwendet. Dies ermöglichte es bereits bei der Datennahme bestimmte Ereignis-Topologien selektiv anzureichern. Da je nach Komplexität der Triggerstufe die einzelnen Entscheidungen einen unterschiedlichen Zeitaufwand benötigten, wurden zur Minimierung der Totzeiten drei Triggerstufen (Level 0 bis 2) wachsender Komplexität realisiert:

Level 0 Anhand der Siliziumzähler vor dem Target wurden einfallende \bar{p} -Ereignisse registriert. Im Fall von Messungen im Fluge wurde das Triggersignal nur ausgelöst, wenn das einfallende \bar{p} nicht von einem Veto Detektor hinter dem Target registriert wurde. Die Entscheidung dieser Triggerstufe konnte in $0,1 \mu\text{s}$ getroffen werden und galt als Startsignal für die gesamte Ausleseelektronik des Detektors. Gleichzeitig wurde es als Referenzzeitpunkt für die Driftzeiten im JDC verwendet.

Level 1 In dieser Triggerstufe wurden in der PWC/SVTX und der JDC die Multiplizitäten geladener Teilchen gemessen. Gleichzeitig ermöglichte ein *Fast Cluster Encoder* (FACE) die schnelle Bestimmung der Cluster im EMC und damit die Multiplizitäten neutraler Teilchen. Diese Triggerstufe benötigte $25 \mu\text{s}$ Verarbeitungszeit.

Level 2 Die höchste Triggerstufe verwendete globale Informationen aus dem EMC und basierte auf einem Motorola 68040 Prozessor. Dadurch konnte beispielsweise die Gesamtenergie des Endzustandes ermittelt und auf Energieerhaltung getestet werden, oder bereits invariante Massen gebildet werden. Da diese Stufe eine hohe Komplexität erforderte, benötigte sie eine Entscheidungszeit von $100 - 1000 \mu\text{s}$.

Wenn ein Ereignis alle Triggerstufen erfüllte, wurden die Daten in dem *Global Event Builder* zusammengefasst und zur späteren Offline-Analyse im ZEBRA Format auf Magnetbänder geschrieben.

Die ursprünglichen 500 kByte pro Ereignis konnten so auf ca. 12 kByte reduziert werden, was eine Aufzeichnungsgeschwindigkeit von 100 Ereignissen/s ermöglichte. Außer den Ereignisda-

ten wurden zusätzliche technische Parameter der einzelnen Subdetektoren, wie Temperatur, Druck oder Spannung aufgezeichnet.

3 Selektion der Endzustände

Sowohl neutrale als auch geladene langlebige Teilchen können im Crystal-Barrel-Detektor direkt gemessen werden. Als neutrale Teilchen sind dies vor allem Photonen (γ). Geladene Teilchen, die direkt nachgewiesen werden können, sind Pionen (π^\pm), Kaonen (K^\pm), Leptonen (e^\pm und μ^\pm) sowie Protonen (p) und Antiprotonen (\bar{p}). Aus Ereignissen mit diesen gemessenen Endzustandsteilchen können durch kinematische Anpassungen die mesonischen Endzustände mit weiteren, neutralen Mesonen (wie π^0 oder η) gebildet werden.

Für die Rekonstruktion und Analyse der Daten stehen eine Reihe von Software-Bibliotheken zur Verfügung. Die experimentspezifischen FORTRAN-Bibliotheken **CBOFF**, **LOCATER**, **BCTRAK** und **GTRACK** wurden dabei zur Rekonstruktion der vollständigen Kinematik der Ereignisse verwendet [21, 22]. Die eigentliche Selektion der Daten wurde jedoch in der Programmiersprache **C++** realisiert, wozu die **CBoOff++**-Bibliothek [23] als Schnittstelle zu der FORTRAN Software benutzt wurde. Die daraus resultierenden Vierervektoren wurden schließlich mit **ROOT** histogrammiert und dargestellt [24].

Parallel zur Analyse der gemessenen Daten wurden auch simulierte Daten analysiert. Dadurch ist es möglich die Selektionseffizienzen zu bestimmen sowie die Detektorakzeptanz bei der Auswertung der Daten zu berücksichtigen. Für diese Simulation wurde die Bibliothek **CBGEANT** verwendet [25], welches auf die **GEANT**-Bibliothek des CERNs aufgesetzt wurde [26]. In der Simulation wird dabei die Geometrie der einzelnen Detektor-Komponenten mit ihrer entsprechenden Materialbelegung berücksichtigt. Ein Generator erzeugt Teilchen aus der $\bar{p}p$ -Annihilation, deren Vierervektoren nach dem Monte-Carlo-Prinzip stochastisch, aber homogen im Phasenraum verteilt sind. Diese Teilchen werden durch ein Modell des Detektors propagiert und ihre Wechselwirkungen mit der Materialbelegung anhand von Algorithmen aus dem **FLUKA** und **EGS** Paket berechnet.

Im letzten Schritt der Simulation werden die Daten so aufbereitet, dass in der Analyse zwischen simulierten und gemessenen Daten umgeschaltet und beide vollkommen analog selektiert und dargestellt werden können. Dies ermöglicht ein direkter Vergleich.

3.1 Rekonstruktion von Photonen

Photonen werden in den Szintillations-Kristallen des Elektromagnetischen Kalorimeters absorbiert. Bei dem Absorptionsprozess entstehen elektromagnetische Schauer, die sich über mehrere Kristalle erstrecken können. Dabei emittiert jeder Kristall Szintillations-Licht, wobei aus dessen Intensität auf den Energiedeposit im jeweiligen Kristall geschlossen werden kann.

Bei der Auslese werden zur Minimierung von fehlerhaften Messungen (z.B. durch Rauschen) eine Reihe von Schwellen gesetzt. Es werden nur Kristalle akzeptiert, deren Energiedeposit oberhalb eines Schwellenwertes $E_{SR} = 1 \text{ MeV}$ liegt. Liegt der Energiedeposit zweier benachbarter Kristalle zusammen über einer weiteren Schwelle $E_{SN} = 4 \text{ MeV}$, so werden diese zu Clustern zusammengefasst. Diese Cluster wiederum werden nur akzeptiert, wenn die Summe aller im Cluster deponierten Energien oberhalb der Schwelle $E_{SC} = 20 \text{ MeV}$ liegt, um statistische Schauer-Fluktuationen (elektromagnetische *Split-Offs*) zu minimieren. Bei solchen

elektromagnetischen *Split-Offs* können durch Compton-Streuung und Ionisation entstandene schnelle δ -Elektronen starke räumliche Fluktuationen in der Energiedeposition verursachen.

Im nächsten Schritt wird innerhalb der Cluster nach Maxima gesucht, da aus lokal eng beieinander liegenden Photonen sich überlappende Schauer bilden können. Gibt es innerhalb des Clusters ein lokales Maximum deponierter Energie mit mehr als $E_{SM} = 13 \text{ MeV/Kristall}$, so wird das Cluster als *PED* (*particle energy deposit*) klassifiziert. Werden weitere Maxima gefunden, so werden daraus weitere *PEDs* bestimmt, die einen minimalen Energieeintrag von $E_{SP} = 10 \text{ MeV}$ aufweisen müssen.

Hier die Energieschwellen im Überblick:

- $E_{SR} = 1 \text{ MeV}$
Minimaler Energieeintrag pro Kristall
- $E_{SN} = 4 \text{ MeV}$
Minimum des Energiedeposits zweier benachbarter Kristalle um diese zu Cluster zusammen zu fassen
- $E_{SC} = 20 \text{ MeV}$
Minimale Summe der Energien aller Kristalle im Cluster
- $E_{SM} = 13 \text{ MeV}$
Minimaler Energiedeposit in mindestens einem Kristall pro Cluster um als *PED* klassifiziert zu werden
- $E_{SP} = 10 \text{ MeV}$
Minimale Energie pro *PED* ($< 13 \text{ MeV}$ möglich bei mehreren *PEDs* pro Cluster)

Endet keine Spur eines geladenen Teilchens in der Nähe des Zentralkristalls eines *PEDs* (*track matching*), so wird angenommen, dass es von einem Photon stammt. Dessen Energie wird anhand der Energie des jeweiligen *PEDs* bestimmt. Im Falle von nur einem *PED* pro Cluster ist es die Summe über alle Kristalle des Clusters Cl :

$$E_{PED} = E_{Cl} = \sum_{i \in Cl} E_i \quad (3.1)$$

Im Falle von mehreren *PEDs* pro Cluster wird zunächst die Summe der Energien des Zentralkristalls mit seinen Nachbarn gebildet:

$$E_9 = \sum_i^9 E_i \quad (3.2)$$

Die Gesamtenergie des Clusters wird dann mit dieser Summe gewichtet auf die einzelnen *PEDs* aufgeteilt:

$$E_{PED} = \frac{E_9}{\sum E_9} \cdot E_{Cl} \quad (3.3)$$

Aufgrund von Leckverlusten zwischen den einzelnen Kristallen sowie unterschiedlicher Geometrien, werden die so bestimmten Energien noch mit einer energie- und ortsabhängigen Korrekturfunktion $\Xi(\theta, E_{PED})$ angepasst:

$$E_\gamma = E_{PED} \Xi(\theta, E_{PED}) \quad (3.4)$$

Diese Korrekturfunktion wurde dabei anhand von Monte-Carlo-Studien bestimmt, in denen die rekonstruierte *PED* Energie mit der tatsächlichen Energie der simulierten Photonen verglichen wurde.

Als Auftreffposition des Photons wird im Falle von einem *PED* pro Cluster der Schwerpunkt der deponierten Energie genommen. Für den Fall von mehreren *PEDs* wurde die Korrekturfunktion für Photonen bis 2 GeV ergänzt und zusätzlich zur Rekonstruktion der Energie auch auf die Rekonstruktion der Auftreffposition des Photons angewandt. Neben einer energie- und ortsabhängigen Korrektur, wird auch die Position der Kristalle im Cluster berücksichtigt. Dadurch lässt sich die Ortsauflösung deutlich über die Granularität des Kalorimeters hinaus steigern.

Zusammen mit der Energie E_γ lässt sich somit der Viererimpuls \mathcal{P}_γ eines jeden Photons bestimmen:

$$\mathcal{P}_\gamma = \begin{pmatrix} E_\gamma \\ E_\gamma \sin \theta \cos \phi \\ E_\gamma \sin \theta \sin \phi \\ E_\gamma \cos \theta \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

θ und ϕ sind dabei die sphärischen Winkel der Auftreffposition des Photons.

Zur Erkennung von elektromagnetischen *Split-Offs*, wird die Software **BRAIN** eingesetzt. Dabei handelt es sich um ein *Feed Forward* neuronales Netz und ermöglicht eine von der Gesamtenergie und Ereignistopologie nahezu unabhängige Güte der Erkennung von *Split-Offs*. Insgesamt ergibt sich dadurch eine Rekonstruktions-Effizienz für Photonen von 98 %, bei gleichzeitiger Unterdrückung von 92 % aller Fluktuationen [27, 28].

Neben den elektromagnetischen *Split-Offs* treten bei Kanälen mit geladenen Teilchen auch hadronische *Split-Offs* auf. Diese entstehen durch Wechselwirkungen der geladenen Teilchen mit den Kristallen des elektromagnetischen Kalorimeters, oder aber auch mit anderen Materialien im Detektor. Dabei können Fragmente, wie beispielsweise Neutronen, entstehen, die ihrerseits Cluster bilden. Diese sekundären Cluster stehen dabei lokal in keinem Zusammenhang mit der primären Wechselwirkung, was die Erkennung solcher hadronischen *Split-Offs* deutlich erschwert. Zur deren Erkennung wurden im Rahmen des Crystal-Barrel-Experiments mehrere Verfahren entwickelt, wobei hier **JHONNY WALKER** verwendet wurde, das ähnlich wie **BRAIN** auf einem neuronalen Netzwerk basiert.

3.2 Rekonstruktion von geladenen Teilchen

Die Spuren geladener Teilchen werden mithilfe der *JDC* sowie des inneren Vertexdetektors, also der *PWC* bzw. ab 1995 des *SVTX* bestimmt. Aufgrund des Magnetfeldes ergeben sich dabei helixförmige Teilchenspuren. Der innere Vertexdetektor liefert den Startpunkt der jeweiligen Spur, deren weiterer Verlauf mit der *JDC* verfolgt wird. Als Ausgangspunkt jeder Messung dient dabei der Energieverlust geladener Teilchen beim Durchflug von Materie, gemäß Bethe-Bloch. In der *JDC* erzeugt dies Ionisationskeime in einem Gas, welche als elektrische Pulse an den im Gas gespannten Signaldrähten gemessen werden.

Anhand der Driftzeiten der Ionisation im Gas sowie der Amplituden-Verteilung des Signals auf die beiden Enden der Signaldrähte, lassen sich Ortskoordinaten bestimmen. Diese sind jedoch nicht eindeutig, sondern es ergeben sich jeweils zwei Ortskoordinaten-Paare (r, ϕ_1) und (r, ϕ_2) , welche die möglichen Lagen des Signals in der Ebene senkrecht zur Strahlachse festlegen. Erst durch Zusammenfassen der Punkte mehrerer Signaldrähte zu Kreissegmenten, lässt

sich entscheiden aus welcher Richtung die Driftelektronen die einzelnen Drähte erreicht haben. Durch die leichte Versetzung der Drähte zueinander kann zwischen der an der Signaldrahtebene gespiegelten Lösung unterschieden werden.

Diese so gefundenen Spuren, die aus mindestens fünf Punkten bestehen müssen, werden dann in der $r - z$ Ebene an eine Gerade und in der $r - \phi$ Ebene an einen Kreis angepasst. Die daraus gewonnenen Parameter dienen schließlich als Startwerte für die Anpassung an eine Helix, mit der Krümmung α , dem Azimutwinkel ψ_0 der Tangenten im Punkt (r_0, z_0) und dem Neigungswinkel λ .

Um die Energie der Teilchen zu bestimmen, wird der Energieverlust pro Längeneinheit dE/dx in der Drahtkammer anhand der Signalamplitude der Spannungspulse der einzelnen Drähte gemessen. Gemäß der Bethe-Bloch-Formel ist der Energieverlust proportional zur Geschwindigkeit $\beta = v/c$ der Teilchen. Zusammen mit dem Impuls des Teilchens, der sich anhand der Krümmung α der Helix sowie der Stärke des Magnetfeldes B bestimmen lässt, kann somit dessen Energie $E = \sqrt{m^2 + p^2}$ bestimmt werden.

Dadurch ergibt sich der Viererimpuls \mathcal{P}_c des geladenen Teilchens in folgender Form:

$$\mathcal{P}_c = \begin{pmatrix} \sqrt{m_c^2 + p_c^2} \\ p_t \cos \psi_0 \\ p_t \sin \psi_0 \\ p_t \tan \lambda \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \begin{aligned} p_t &= \frac{qB}{\alpha} \\ p &= p_t \sqrt{1 + \tan^2 \lambda} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Dabei ist die Ladung $q = \pm e$ die Einheitsladung und fließt ebenfalls als Parameter in die Helix mit ein. p ist der Betrag des Gesamtimpulses, p_t der Impuls in transversaler Richtung ($x - y$ -Ebene) und m_c die Ruhemasse des Teilchens. Mit m_c ist auch die Identität des Teilchens (innerhalb der gegebenen Fehler) bestimmt.

Im letzten Schritt werden die Parameter der einzelnen Teilchenspuren eines Ereignisses innerhalb ihrer Fehler variiert, um einen gemeinsamen Vertex zu finden. Falls sich nicht für alle Teilchenspuren ein gemeinsamer Vertex innerhalb der Fehler finden lässt, so wird noch nach weiteren, sekundären Vertices gesucht.

3.3 Vorselektion der Daten

Ziel der Vorselektion ist es die vorhandene Datenmenge auf erste, wenig rechenintensive Kriterien hin zu überprüfen und dabei Daten zu verwerfen, die für die weitere Analyse nicht relevant sind. Dadurch ergibt sich eine Anreicherung der gewünschten Ereignis-Topologien in den verbleibenden Datensätzen. In Abhängigkeit des zu analysierenden Zerfallskanales ergeben sich unterschiedliche Kriterien für die Vorselektion. Insgesamt wurden im Rahmen dieser Arbeit die Kanäle mit folgenden Endzuständen analysiert:

$$\bar{p}p \rightarrow 2\gamma \pi^0 \pi^0 \eta \rightarrow 8\gamma \quad (3.7)$$

$$\bar{p}p \rightarrow 4\gamma \pi^0 \pi^0 \eta \rightarrow 10\gamma \quad (3.8)$$

$$\bar{p}p \rightarrow 2\gamma \pi^+ \pi^- \eta \rightarrow 4\gamma \pi^+ \pi^- \quad (3.9)$$

$$\bar{p}p \rightarrow 4\gamma \pi^+ \pi^- \eta \rightarrow 6\gamma \pi^+ \pi^- \quad (3.10)$$

Die ersten beiden sind somit rein neutrale Kanäle, während die letzten beiden mit $\pi^+ \pi^-$ auch geladene Teilchen beinhalten. Eine Übersicht über die in dieser Arbeit analysierten Datensätze

3.3. VORSELEKTION DER DATEN

Endzustand	Anzahl Datenruns	Impuls	Trigger
8 γ	702	900 MeV/c	0 – <i>Pr</i>
	702	1800 MeV/c	
10 γ	702	900 MeV/c	
	702	1800 MeV/c	
4 γ $\pi^+ \pi^-$	475	900 MeV/c	2 – <i>Pr</i>
	475	1642 MeV/c	
6 γ $\pi^+ \pi^-$	475	900 MeV/c	
	475	1642 MeV/c	

Tabelle 3.1: Die für die Analyse zur Verfügung stehenden Datensätze. Bei 0 – *Pr*-Trigger wurden nur Ereignisse ohne geladene Teilchenspur akzeptiert und bei 2 – *Pr* mit genau zwei geladenen Teilchen. Hinzu kommen noch $2 \cdot 10^6$ Ereignisse pro Kanal an Monte-Carlo-Daten.

liefert Tabelle 3.1. Um die gemessenen mit simulierten Daten vergleichen zu können, wurden zusätzlich noch pro Kanal $2 \cdot 10^6$ Ereignisse mit der Monte-Carlo-Methode generiert.

Bereits bei der Datennahme findet durch die Wahl des entsprechenden Triggers mit 0 – *Pr* (nur neutrale Zustände) bzw. 2 – *Pr* (zusätzliche zu den neutralen genau zwei geladene Zustände) eine Anreicherung der gewünschten Ereignis-Topologien statt. Folgende weitere Kriterien müssen noch erfüllt sein:

- Die je nach Endzustand vorhandene Anzahl an Photonen im Kalorimeter (also 8, 10, 4 oder 6 Photonen).
- Die Abweichung von den Nominalwerten für die Gesamt-Energie darf nicht größer als 300 MeV bei dem Strahlimpuls $p = 900$ MeV/c, 500 MeV bei $p = 1642$ MeV/c und 800 MeV bei $p = 1800$ MeV/c sein. (Analoge Forderung für den Impuls)

Die Anforderungen an die Gesamt-Energie und den Impuls sind recht weich, da dies nur der Vorselektion dient. Ereignisse, die hier verworfen werden, würden auch in der folgenden, kinematischen Anpassung verworfen werden, allerdings bei deutlich höherem Rechenaufwand. Umgekehrt ist die kinematische Anpassung deutlich präziser, weshalb der akzeptierte Energie- und Impuls-Bereich in der Vorselektion großzügig gewählt wird.

Zusätzlich werden an die Kanäle mit geladenen Pionen im Endzustand noch folgende weitere Anforderungen gestellt:

- Der z -Vertex darf nicht mehr als 50 mm gegenüber dem Ursprung verschoben sein¹.
- Jedes Ereignis muss genau ein $\pi^+ \pi^-$ Paar aufweisen.

Mit dieser Vorselektion konnte die Datenmenge bereits um einen Faktor 10 – 20 reduziert werden (vgl. Tabelle 3.5).

¹Bei Photonen wird in der Rekonstruktion der Ausgangspunkt vorgegeben, weshalb sich dieser nicht als Selektionskriterium eignet. Erst nach der kinematischen Anpassung steht der gemeinsame Vertex pro Ereignis zur Verfügung.

3.4 Kinematische Anpassung

Bei exklusiven Messungen, also Messung der vollständigen Kinematik aller Teilchen im Endzustand, ergibt sich eine Überbestimmung der Messwerte. Dadurch ist es möglich die Daten nachträglich an Randbedingungen (Energie- und Impulserhaltung im Gesamtsystem) anzupassen. Desweiteren lassen sich physikalische Zwangsbedingungen berücksichtigen (beispielsweise invariante Massen von Zwischenresonanzen wie π^0 oder η), die durch die jeweiligen Zerfallskanäle bedingt sind. Diese Zwangsbedingungen fließen ebenfalls in die kinematische Anpassung (*kinematischer Fit*) mit ein. Insgesamt lässt sich so die Auflösung des Detektors sowie die Qualität der genommenen Daten steigern. Außerdem lassen sich nicht erwünschte Endzustände aussortieren und somit der Untergrund deutlich reduzieren.

Zur Erfüllung der Rand- und Zwangsbedingungen werden alle Messwerte gleichzeitig innerhalb ihrer Fehler variiert. Bei N fehlerbehafteten Messwerten $x_i^m \pm \sigma_i$, $i = 1, \dots, N$ mit L Nebenbedingungen ergeben sich damit L Gleichungen, welche die Nebenbedingungen repräsentieren:

$$F_\lambda(x_1^k, \dots, x_N^k) = 0, \quad \lambda = 1, \dots, L \quad (3.11)$$

mit den korrigierten Messwerten x_i^k .

Die beste Lösung von 3.11 sind die N -Tupel (x_1^k, \dots, x_N^k) mit der geringsten Abweichung von den Messwerten x_i^m . Dazu wird die Abweichung χ^2 definiert:

$$\chi^2(x_1^k, \dots, x_N^k) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{x_i^k - x_i^m}{\sigma_i} \right)^2 \quad (3.12)$$

Die Funktion lässt sich mit 3.11 und den Lagrange-Multiplikatoren α_λ erweitern:

$$\chi^2(x_1^k, \dots, x_N^k, \alpha_1, \dots, \alpha_L) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{x_i^k - x_i^m}{\sigma_i} \right)^2 + 2 \cdot \sum_{\lambda=1}^L \alpha_\lambda \cdot F_\lambda(x_1^k, \dots, x_N^k) \quad (3.13)$$

Die Parameter $x_1^k, \dots, x_N^k, \alpha_1, \dots, \alpha_L$, für die χ^2 ein Minimum annimmt, erhält man durch Gleichsetzen der Gradienten mit null. Daraus ergibt sich ein homogenes Gleichungssystem mit $N + L$ Gleichungen

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial x_i^k} = \frac{x_i^k - x_i^m}{\sigma_i^2} + \sum_{\lambda=1}^L \alpha_\lambda \cdot \frac{\partial F_\lambda(x_1^k, \dots, x_N^k)}{\partial x_i^k} = 0 \quad i = 1, \dots, N \quad (3.14)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_\lambda} = F_\lambda(x_1^k, \dots, x_N^k) = 0, \quad \lambda = 1, \dots, L \quad (3.15)$$

die im Rahmen der kinematischen Anpassung gelöst werden.

Die Variation der Messwerte $x_i^m - x_i^k$ ergibt die *pull*-Verteilung. Normiert auf die (gaußverteilte) Messfehler sollte diese ebenfalls normalverteilt um Null mit einer Breite von Eins sein. Abweichungen von dieser Form können durch Untergründereignisse verursacht werden, bei denen die Messwerte relativ stark variiert werden müssen, um die Signal-Hypothese zu erfüllen. Es kann aber auch zu Abweichungen kommen, wenn die verwendeten Messfehler die tatsächlichen Fehler unter- bzw. überschätzen, oder systematische Fehler vorliegen (z.B. ein verschobener Vertex verursacht durch relativ langlebige Zwischenresonanzen).

3.5. BESTIMMUNG DER MESSFEHLER

Eine weitere wichtige Größe für die Güte der kinematischen Anpassung ist das Konfidenzniveau (CL). Dieses gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass die gewählte Hypothese zutrifft. Bei m Freiheitsgraden f_m ist dieses:

$$CL(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} f_m(\chi^2) d\chi^2 \quad (3.16)$$

Für Ereignisse, die der Hypothese entsprechen, sollte das Konfidenzniveau flach zwischen null und eins verteilt sein. Untergrundergebnisse haben in der Regel ein großes χ^2 und erzeugen dadurch eine Anhäufung bei kleinen Werten in der Verteilung des Konfidenzniveaus.

Für die kinematische Anpassung der Daten im Zuge der Offline-Analyse steht das Softwarepaket CBKFIT zur Verfügung [22, 29]. Bei neutralen Teilchen (Photonen) werden dabei die Größen θ , ϕ und die Energie $\sqrt{E_\gamma}$ variiert (siehe Abschnitt 3.1). Im Falle von geladenen Teilchen werden die (Helix-)Parameter $1/p_t \sim \alpha$, ψ_0 sowie $\tan \lambda$ variiert (siehe Abschnitt 3.2), bzw. im Viererimpuls ebenfalls deren Entsprechungen θ , ϕ und $\sqrt{E_c}$.

3.5 Bestimmung der Messfehler

Für eine erfolgreiche kinematische Anpassung ist die genaue Kenntnis der einzelnen Messfehler von entscheidender Bedeutung. Als Maß für die Güte der Einschätzung der Messfehler dienen die *pull*-Verteilungen sowie die Verteilung des Konfidenzniveaus. Letztes würde beispielsweise bei einer zu großen Einschätzung der Messfehler keine flache Verteilung aufweisen, sondern gegen Werte nach 1 wieder ansteigen. Zur Anpassung der Messfehler stehen globale Skalierungsfaktoren der von der Software vorgegebenen Standardfehler zur Verfügung.

3.5.1 Standardfehler

Der Standardfehler wird für $\sqrt{E_\gamma}$ der Photonen angenommen als (E_γ in GeV):

$$\sigma(\sqrt{E_\gamma}) = \frac{2.8\%}{\sqrt[4]{E_\gamma}} \cdot E_\gamma \quad (3.17)$$

mit einer unteren Grenze von $0,35\sqrt{\text{MeV}}$.

Die Fehler der Winkelmessung $\sigma(\theta, \phi)$ sind abhängig von der Anzahl an Kristallen pro *PED*, und damit auch abhängig von der Energie des Photons. Für ihre Parametrisierung werden im Wesentlichen Polynome verwendet, die anhand von Monte-Carlo-Studien ermittelt wurden.

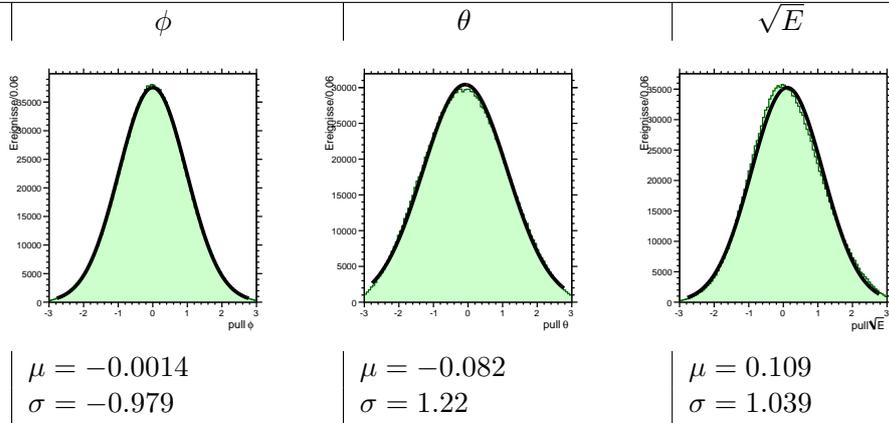
Im Falle von geladenen Teilchen ergeben sich die Fehler aus den Kovarianzmatrizen der Anpassung der Messwerte an eine gemeinsame, helixförmige Spur.

3.5.2 Feinjustierung

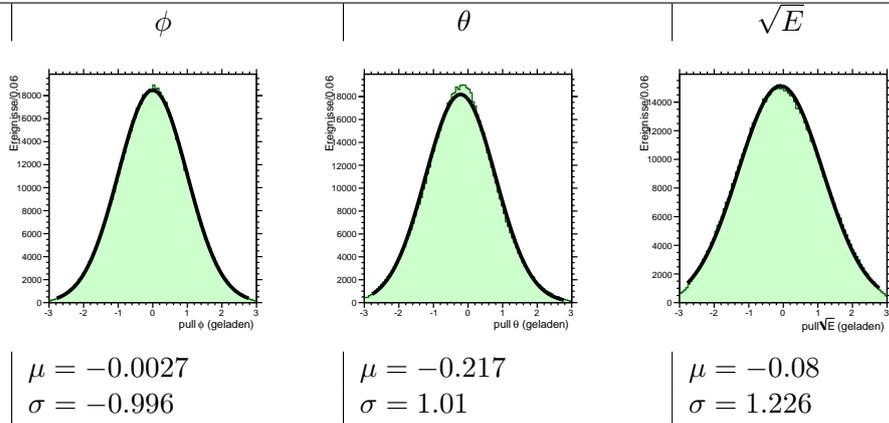
Zur Feinjustierung der einzelnen Messfehler stehen globale Skalierungsfaktoren zur Verfügung. Diese wurden in einem halbautomatisierten iterativen Verfahren bestimmt, welches für jeden verwendeten Impuls des Antiproton-Strahls wiederholt wurde [30]. Die *pull*-Verteilungen sind jedoch abhängig von der Hypothese, an die eine kinematische Anpassung erfolgt und können durch Untergrund-Hypothesen verfälscht werden. Deshalb wurden die Verteilungen für rein pionische Kanäle betrachtet, welche anhand der Forderung $CL > 5\%$ auf das Konfidenzniveau selektiert wurden. Reine Pion-Kanäle sind zwar Untergrundkanäle zu den in dieser

neutral

Impuls $p = 900 \text{ MeV}/c$

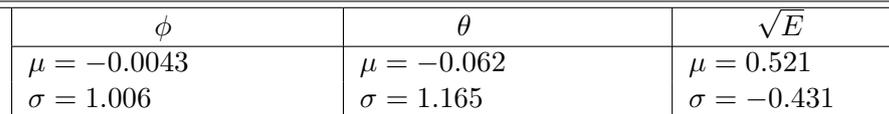


geladen

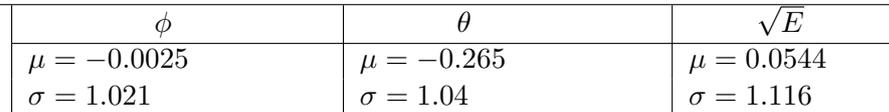


neutral

Impuls $p = 1642 \text{ MeV}/c$



geladen



neutral

Impuls $p = 1800 \text{ MeV}/c$

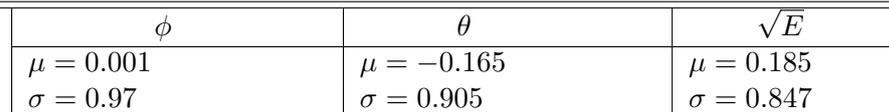


Tabelle 3.2: An die *Pull*-Verteilungen der gemessenen Daten (grün) bei allen auftretenden Impulsen angepasste Normalverteilung mit Mean μ und Breite σ .

Impuls	Datensatz	neutrale Teilchen			geladene Teilchen		
		ϕ	θ	\sqrt{E}	ϕ	θ	\sqrt{E}
900 MeV	Messung	1.30	1.00	1.30	0.80	0.80	1.30
	Simulation	1.00	1.35	1.00	0.90	1.05	1.80
1642 MeV	Messung	1.20	0.90	1.40	0.90	0.70	1.90
	Simulation	1.00	1.30	1.10	0.70	1.20	1.70
1800 MeV	Messung	1.30	3.20	1.00	—	—	—
	Simulation	1.00	2.10	0.70	—	—	—

Tabelle 3.3: Verwendete globale Skalierungsfaktoren zur Korrektur der Messfehler der einzelnen Parameter.

Arbeit betrachteten Signalkanälen (siehe Gleichung 3.7 bis 3.10), haben jedoch im Vergleich zu den Kanälen mit η eine deutlich größere Produktionsrate in $\bar{p}p$ -Kollisionen. Für eine möglichst untergrundfreie Betrachtung der *pull*-Verteilungen, die unabhängig von der eigentlichen Hypothese sind, eignen sich die reine Pion Kanäle deshalb besser.

Die korrigierten *pull*-Verteilungen sind in Tabelle. 3.2 dargestellt. Eine Auflistung der dazu verwendeten Skalierungsfaktoren bietet Tabelle 3.3.

3.6 Selektion der Daten

Im letzten Schritt der Selektion erfolgte eine kinematischen Anpassung der Daten an unterschiedliche Hypothesen. Dabei musste die kinematische Anpassung an die jeweiligen Signalthypothesen (sowie die Phasenraum-Hypothesen) erfolgreich sein. Außerdem wurden die Daten an mehrere Untergrundhypothesen ebenfalls angepasst, um die Konfidenzniveaus CL der einzelnen Anpassungen miteinander vergleichen und darauf selektieren zu können.

Eine Auflistung aller verwendeten Hypothesen pro Kanal sowie die darauf basierenden Selektionskriterien, liefert Tabelle 3.4. Darin wird auch beschrieben, ob es sich um Phasenraum (entspricht dem gemessenen Endzustand), Signal oder Untergrund handelt. Zusätzlich wurden die Daten teilweise auch an Hypothesen angepasst, die Mischungen aus gemessenen und mesonischen Zuständen sind. In der Signal-Hypothese wurde π^0 gegenüber $\gamma\gamma$ als Rückstofteilchen bevorzugt, da dies ein deutlich sauberes Signal ergab.

Als Untergrund wird in jedem Kanal der rein pionische Endzustand berücksichtigt, in dem statt des η des Signals ein π^0 enthalten ist. Aufgrund der deutlich höheren Produktionsrate bei $\bar{p}p$ -Reaktionen bilden diese Kanäle den am häufigsten auftretenden Untergrund. In Abb. 3.1 ist beispielhaft das Konfidenzniveau des Kanals $\pi^+\pi^-4\gamma$ dargestellt.

Die zu Beginn sowie nach den einzelnen Selektionsschritten verfügbare Anzahl an Ereignissen ist in Tabelle 3.5 dargestellt. Die angegebenen Effizienzen der Messdaten sind wenig aussagekräftig, da sie sich auf die ursprüngliche Anzahl an Ereignissen bezieht, deren Topologien nicht bekannt sind. Bei den simulierten Monte-Carlo-Ereignissen hingegen ist die Topologie der ursprünglichen Ereignisse bekannt. Dadurch können, ausgehend von den Selektionseffizienzen simulierter Ereignisse, Rückschlüsse auf die Topologien und deren Verhältnisse der gemessenen Ereignissen gezogen werden.

Aufgrund der recht komplexen Endzustände, die eine Vielzahl an teilweise identischen Teilchen umfassen, gibt es pro Ereignis mehrere kombinatorische Möglichkeiten zur Bildung eines

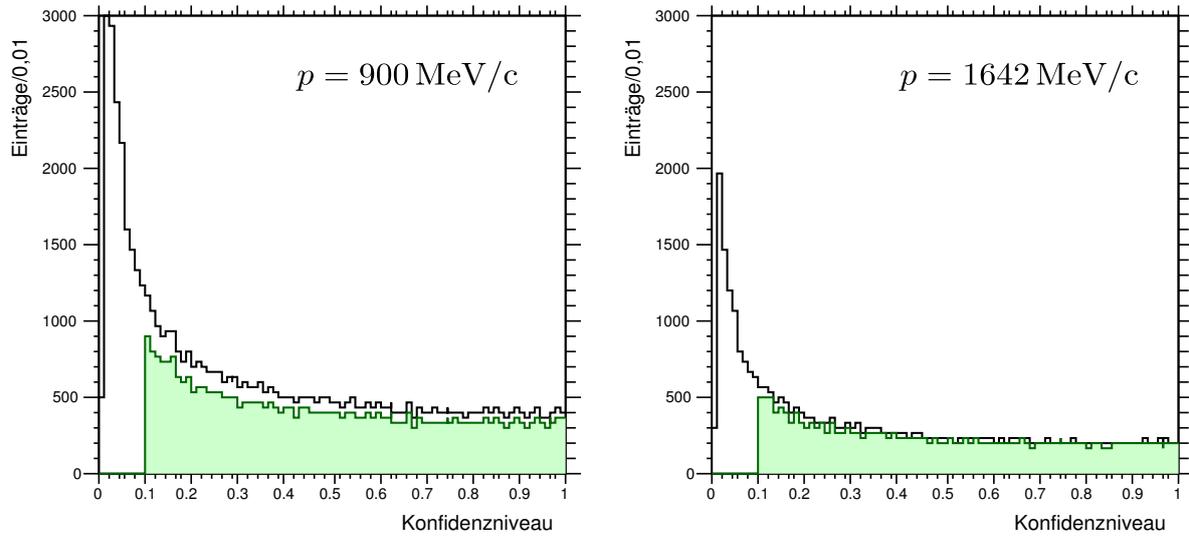


Abbildung 3.1: Konfidenzniveau des Kanals $\pi^+ \pi^- 4\gamma$ bei $p = 900 \text{ MeV}/c$ (links) und $1642 \text{ MeV}/c$ (rechts). Dargestellt ist einerseits der Verlauf für Ereignisse nach der Vorselektion, die in der kinematischen Anpassung der Signal-Hypothese akzeptiert wurden (schwarz) sowie nach der vollständigen Selektion gemäß Tabelle 3.4 (grün).

vollständigen Zerfallsbaumes. Deshalb ergeben sich auch für physikalisch sinnvolle Kombinationen, die nicht der ursprünglichen Topologie entsprechen, nicht zu vernachlässigende Wahrscheinlichkeiten. Dies kann bei simulierten Daten dazu führen, dass als Signal generierte Ereignisse bei der kinematischen Anpassung als Untergrund-Ereignisse identifiziert und also solche verworfen werden. Dadurch ergibt sich ein signifikanter Verlust an Effizienz in der Selektion.

3.6. SELEKTION DER DATEN

Kanal $\bar{p}p \rightarrow 8\gamma$

Hypothesen	Typ	Selektion auf CL
8γ	Phasenraum	$> 0,01$
$3\pi^0\eta$	Signal	$> 0,1$
$4\pi^0$	Untergrund	$< CL(3\pi^0\eta)$
$\pi^0\pi^04\gamma$		
$3\pi^0\gamma\gamma$		
$\pi^0\pi^0\eta\eta$	Untergrund	$< 0,05$
$\omega\omega\pi^0$	Untergrund	$< CL(3\pi^0\eta)$

Kanal $\bar{p}p \rightarrow 10\gamma$

Hypothesen	Typ	Selektion auf CL
10γ	Phasenraum	$> 0,01$
$4\pi^0\eta$	Signal	$> 0,1$
$5\pi^0$	Untergrund	$< 0,01$
$\pi^0\pi^0\eta4\gamma$		$> 0,01$
$3\pi^0\eta2\gamma$		
$\pi^0\pi^0\eta\eta\gamma\gamma$		
$3\pi^0\eta\eta$		
$\pi^0\eta\gamma\gamma$ ($\eta \rightarrow 3\pi^0$)	Untergrund	$< CL(\pi^0\pi^0\eta4\gamma)$
$\eta\eta\gamma\gamma$ ($\eta \rightarrow 3\pi^0$)	Untergrund	$< CL(\pi^0\pi^0\eta4\gamma)$
$\omega\omega\pi^0\gamma\gamma$	Untergrund	$< CL(\pi^0\pi^0\eta4\gamma)$

Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-4\gamma$

Hypothesen	Typ	Selektion auf CL
$\pi^+\pi^-4\gamma$	Phasenraum	$> 0,01$
$\pi^+\pi^-\pi^0\eta$	Signal	$> 0,1$
$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	Untergrund	$< 0,01$

Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-6\gamma$

Hypothesen	Typ	Selektion auf CL
$\pi^+\pi^-6\gamma$	Phasenraum	$> 0,01$
$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\eta$	Signal	$> 0,1$
$\pi^+\pi^-3\pi^0$	Untergrund	$< 0,05$

Tabelle 3.4: Alle in der kinematischen Anpassung berücksichtigten Hypothesen sowie die jeweiligen Selektionskriterien auf das Konfidenzniveau CL des Untergrunds. Nur Ereignisse, die alle Selektionsbedingungen erfüllen, werden akzeptiert. Bei keinen weiteren Anmerkungen wurden nur die Zerfälle $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ und $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ in den Hypothesen berücksichtigt.

Kanal	Impuls	Datentyp	Anzahl an Ereignissen			ϵ
			Insgesamt	Vorsel.	kin. Anp.	
8γ	900 MeV	Messung	$1,2 \cdot 10^7$	$1,2 \cdot 10^6$	50911	0,4 %
		Simulation	$2,0 \cdot 10^6$	$7,8 \cdot 10^5$	343793	17,2 %
	1800 MeV	Messung	$5,1 \cdot 10^6$	$7,0 \cdot 10^5$	39623	0,8 %
		Simulation	$2,0 \cdot 10^6$	$7,3 \cdot 10^5$	210593	10,5 %
10γ	900 MeV	Messung	$7,2 \cdot 10^6$	$4,1 \cdot 10^5$	12603	0,2 %
		Simulation	$2,0 \cdot 10^6$	$5,9 \cdot 10^5$	266036	13,3 %
	1800 MeV	Messung	$4,9 \cdot 10^6$	$3,5 \cdot 10^5$	15459	0,3 %
		Simulation	$2,0 \cdot 10^6$	$5,1 \cdot 10^5$	174859	8,7 %
$\pi^+ \pi^- 4\gamma$	900 MeV	Messung	$1,4 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^6$	43558	0,3 %
		Simulation	$2,0 \cdot 10^6$	$4,9 \cdot 10^5$	203188	10,2 %
	1642 MeV	Messung	$8,8 \cdot 10^6$	$6,2 \cdot 10^5$	23193	0,3 %
		Simulation	$2,0 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^5$	193475	9,7 %
$\pi^+ \pi^- 6\gamma$	900 MeV	Messung	$1,4 \cdot 10^7$	$5,7 \cdot 10^5$	10511	0,1 %
		Simulation	$2,0 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^5$	76540	3,8 %
	1642 MeV	Messung	$8,8 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^5$	8569	0,1 %
		Simulation	$2,0 \cdot 10^6$	$2,0 \cdot 10^5$	75752	3,8 %

Tabelle 3.5: Gesamte Anzahl der verfügbaren Ereignisse sowie nach den jeweiligen Schritten in der Selektion (Vorselektion und kinematische Anpassung). In der letzten Spalte ist das Verhältnis der nach der Selektion verbleibenden Ereignissen zu deren Gesamtzahl angegeben. Im Falle von Monte-Carlo-Ereignissen entspricht dies der Effizienz ϵ .

3.7 Akzeptanzkorrekturen

Anhand der homogen im Phasenraum verteilten Monte-Carlo-Ereignisse lassen sich Erkenntnisse über die Rekonstruktion der Ereignisse im Detektor gewinnen. So lässt sich einerseits aus den simulierten Ereignissen bestimmen, wie der jeweilige nicht-resonante Phasenraum aussieht. Andererseits lassen sich auch Aussagen über die Abhängigkeit der Akzeptanz von der Kinematik der Ereignisse treffen. Insbesondere bei Reaktionen im Fluge, wie es bei den in dieser Arbeit analysierten Kanälen der Fall ist, ergibt sich für die Reaktionsprodukte ein Boost in Vorwärtsrichtung des Detektors. Dadurch kann es zu unterschiedlichen Effizienzen in der Rekonstruktion von kinematisch verschiedenen Endzustandsteilchen kommen. Solche Effekte sind in Dalitzplots sehr gut zu erkennen, da diese für nicht-resonante Ereignisse innerhalb der Grenzen des Phasenraums homogen gefüllt sein sollten. Inhomogenitäten bei phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen sind somit direkt auf unterschiedliche Akzeptanzen zurück zu führen.

Durch die Kenntnis der Abhängigkeit der Akzeptanz von der Ereigniskinematik ist es möglich, die gemessenen Ereignisse bezüglich der Detektorakzeptanz zu korrigieren. Im Falle von Dalitzplots erfolgt diese Akzeptanzkorrektur im Histogramm binweise durch Division gemessener Daten durch simulierte Daten.

Die eindimensionalen Verteilungen gemessener invarianter Massen lassen sich mit den entsprechend skalierten Monte-Carlo-Ereignissen unterlegen, bzw. zur besseren Veranschaulichung die Differenz bilden, und somit auf der Phasenraum-Verteilung sitzende Signale zu extrahieren (siehe Abb. 3.2). Als Skalierungsfaktor dient dabei die Gesamtzahl der Einträge im Histogramm, jedoch unter Vernachlässigung von Einträge in Signalen, die in den simulierten Daten nicht vorhanden sind.

3.8 Güte der Daten

Zur Bestimmung der Güte der Daten nach der vollständigen Selektion, wurden die invarianten Massen bekannter und in den Daten prominent auftretender Resonanzen bestimmt. Diese Werte lassen sich dann mit den etablierten Werten als Referenz vergleichen. Dazu wurden die Resonanzen in folgenden Zerfällen ausgewählt: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ sowie $\eta'(958) \rightarrow \pi\pi\eta$. Neben der Abweichung der Masse vom Referenzwert, lässt sich auch anhand

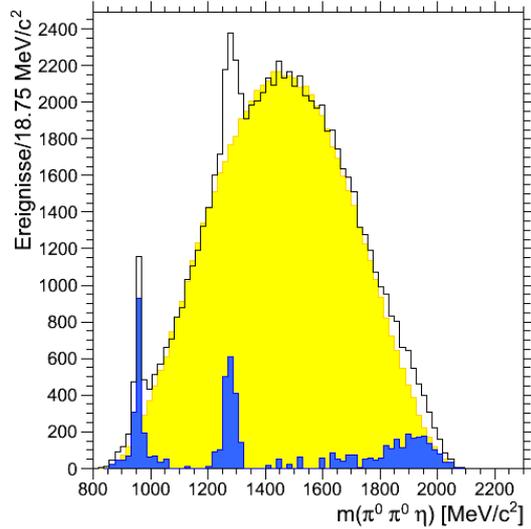


Abbildung 3.2: Invariantes $\pi^0 \pi^0 \eta$ -Massen Spektrum (schwarz) mit unterlegten phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen (gelb) sowie die positiven Werte der Differenz aus gemessenen und simulierten Daten (blau). Hier am Beispiel im Signal des Kanals 10γ bei einem Strahlimpuls von $1800 \text{ MeV}/c$.

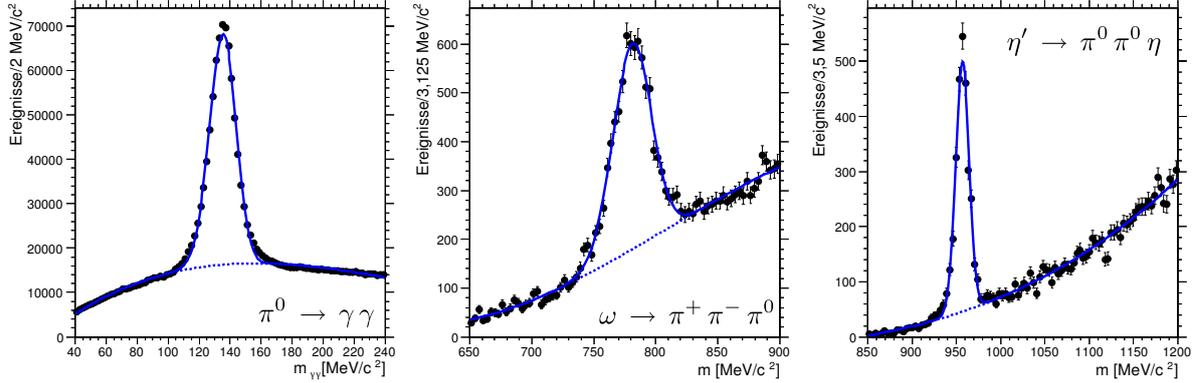


Abbildung 3.3: Bestimmung der Massen gemessener $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (links), $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (mitte) und $\eta'(958) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \eta$ (rechts) Resonanzen zu Vergleichszwecken mit dem Literaturwert. Die Abbildung zeigt Daten des 8γ -Kanals (rechts und links) sowie $\pi^+ \pi^- 4\gamma$ (mitte) jeweils bei einem Strahlimpuls von $900 \text{ MeV}/c$. Angepasst wurde jeweils eine Untergrundfunktion (gestrichelte Linie), der ein Signal überlagert ist.

der Breite der Signale die experimentelle Auflösung des Detektors bestimmen².

Das Spektrum der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse weist bereits in der Phasenraumhypothese (und somit ohne weitere Selektionskriterien anhand der kinematischen Anpassung) ein sehr prominentes π^0 -Signal auf. Um die Position des Peaks zu bestimmen wurde die Summe aus einer Funktion für den Untergrund und einer Funktion für das Signal an die Daten angepasst (siehe Abb. 3.3). Der Untergrund wurde dabei anhand eines Tschebyscheff-Polynom dritten Grades approximiert [31] und Gleichung 6.12.

Das Signal wurde mit einer Novosibirsk-Funktion approximiert. Diese ist definiert als:

$$f(m) = A_S \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln^2\left(1 + \tau \cdot \Lambda \cdot \frac{m-m_0}{\sigma}\right)}{\tau^2} + \tau^2 \right)\right), \quad \Lambda = \frac{\sinh(\tau\sqrt{\ln 4})}{\tau\sqrt{\ln 4}} \quad (3.18)$$

Dabei ist m_0 die Peak Position und σ die Breite. τ beschreibt den Schwanz (*tail*) der Funktion und damit auch den wesentlichen Unterschied der Novosibirsk-Funktion zu einer Gauß-Funktion: eine asymmetrische Glockenkurve, deren unterschiedliche Flanken besser zu gemessenen Daten passen, als eine vollkommen symmetrische Gauß-Kurve. Zum Anpassen der Funktionen wurde die RooFit [32] Bibliothek verwendet.

Auf identische Weise wurde auch mit den Signalen der drei weiteren Resonanzen verfahren. Das η wurde dabei nur in dem Kanal $\pi^+ \pi^- 4\gamma$ in der Phasenraumhypothese betrachtet. Im 8γ Kanal hingegen wurden zur Minimierung des kombinatorischen Untergrunds Ereignisse der Hypothese $3\pi^0 \gamma\gamma$ verwendet. Das ω in der invarianten $\pi^+ \pi^- \gamma\gamma$ -Masse konnte entsprechend nur in dem geladenen $\pi^+ \pi^- 4\gamma$ -Kanal gebildet werden, hier aber in der Phasenraum-Hypothese.

Das $\eta'(958)$ in der invarianten $\pi\pi\eta$ -Masse hingegen wurde in vollständig selektierte Daten und der jeweils zweiten Hypothese, also der Signal-Hypothese betrachtet. Dabei wurde sowohl der neutrale Zerfall $\eta' \rightarrow \pi^0 \pi^0 \eta$ im 8γ -Kanal betrachtet, als auch der geladene Zerfall

²Da die Zerfalls-Breiten der hier berücksichtigten Resonanzen sehr klein gegenüber der Detektorauflösung sind, werden diese vernachlässigt. Die gemessene Breite ist eigentlich eine Faltung aus der Auflösung des Detektors mit der Zerfalls-Breite der jeweiligen Resonanz.

3.8. GÜTE DER DATEN

$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$		$m_{\pi^0, PDG} = 134,98 \text{ MeV}/c^2$		
Kanal	Impuls [MeV/c]	Masse [MeV/c]	Breite [MeV/c]	Abweichung [%]
8γ	900	135,45	8,56	0,35
	1800	135,38	9,72	0,30
$\pi^+ \pi^- 4\gamma$	900	135,86	8,25	0,65
	1642	135,69	9,11	0,18

$\eta \rightarrow \gamma\gamma$		$m_{\eta, PDG} = 547,85 \text{ MeV}/c^2$		
Kanal	Impuls [MeV/c]	Masse [MeV/c]	Breite [MeV/c]	Abweichung [%]
8γ	900	548,23	14,10	0,07
	1800	548,46	17,19	0,11
$\pi^+ \pi^- 4\gamma$	900	549,39	17,98	0,28
	1642	548,91	19,32	0,19

$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$		$m_{\omega, PDG} = 782,65 \text{ MeV}/c^2$		
Kanal	Impuls [MeV/c]	Masse [MeV/c]	Breite [MeV/c]	Abweichung [%]
$\pi^+ \pi^- 4\gamma$	900	781,30	15,47	0,18
	1642	783,87	17,65	0,06

$\eta' \rightarrow \pi\pi\eta$		$m_{\eta', PDG} = 957,78 \text{ MeV}/c^2$		
Kanal	Impuls [MeV/c]	Masse [MeV/c]	Breite [MeV/c]	Abweichung [%]
8γ	900	956,98	7,66	0,07
	1800	956,80	8,12	0,09
$\pi^+ \pi^- 4\gamma$	900	955,90	8,60	0,18
	1642	957,10	9,69	0,53

Tabelle 3.6: Ermittelte Peak Positionen mit den jeweiligen Breiten einiger Signale zur Bestimmung der Güte der Daten. Die Abweichung bezieht sich auf die Peak Positionen in Relation zu Referenzwerten [1].

$\eta'(958) \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$ in $\pi^+ \pi^- 4\gamma$. Die Ergebnisse der einzelnen Anpassungen sowie die daraus resultierenden Abweichungen von den Literaturwerten sind in Tabelle 3.6 aufgelistet.

Die Massen der ausgewählten Resonanzen weisen somit eine sehr gute Übereinstimmung mit den Referenzwerten auf. Auch die Detektorauflösung von $10 - 20 \text{ MeV}/c^2$ entspricht den bei dem Crystal-Barrel-Experiment üblichen Werte.

4 Datenanalyse

Nach der Selektion der gemessenen Daten sowie der analogen Verarbeitung der simulierten Daten, schließt sich die Analyse an, in der nach Zwischenresonanzen gesucht wird. Diese Datenanalyse wird dabei mit den in der Software `ROOT` [24] zur Verfügung stehenden Werkzeugen realisiert. Dazu stellt die experimentspezifische Offline-Analysesoftware `CBo0ff++` die Daten als Vierervektoren zur Verfügung.

Bei der Analyse wird insbesondere nach der Signatur von $\eta(1405) \rightarrow \pi\pi\eta$ gesucht. Diese Resonanz wird als Kandidat für einen Glueball gehandelt und ist deshalb von besonderem Interesse (siehe Kapitel 1.5.1). Gleichzeitig bietet die Komplexität der hier betrachteten Kanäle eine Vielzahl an weiteren möglichen Resonanzen. Solche sind mögliche Hybrid-Zustände, die im Zerfall nach $f_1(1285)\pi$ mit $f_1(1285) \rightarrow \eta\pi\pi$, inkl. $f_1(1285) \rightarrow a_0\pi$, $a_0 \rightarrow \eta\pi$ sowie in $\eta'(958)\pi$ mit analogem weiteren Zerfall beobachtet werden können. In diesen Zerfallskanälen wurden bereits bei anderen Reaktionsprozessen die Resonanzen $\pi_1(1400)$ sowie $\pi_1(1600)$ mit den Spin-exotischen Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{-+}$ identifiziert.

4.1 Dalitz-Plot

Der Dalitz-Plot ist eine zweidimensionale Darstellung von Dreikörperzerfällen. Deren Kinematik lässt sich im Ruhesystem des Mutterteilchens bei geeigneter Basis von zwei unabhängigen Variablen vollständig beschreiben. Bei dem Dalitz-Plot können als solches Variablenpaar z.B. die Quadrate der invarianten Massen $m_{i,j}^2$ der Zwei-Teilchensysteme gegeneinander aufgetragen werden. Diese ergeben sich für die Vierervektoren \mathcal{P}_i pro Teilchen als:

$$m_{1,2}^2 = (\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2)^2 \quad (4.1)$$

und

$$m_{1,3}^2 = (\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_3)^2 \quad (4.2)$$

sowie das Massenquadrat des Mutterteilchens als

$$M^2 = (\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2 + \mathcal{P}_3)^2 \quad (4.3)$$

Diese Wahl der Darstellung hat den Vorteil, dass sich bei rein phasenraumverteilten Ereignissen idealerweise eine flache bzw. homogene Verteilung innerhalb der kinematischen Grenzen ergibt (siehe Abb. 4.1). Bei realen Experimenten ergeben sich aber Inhomogenitäten, die

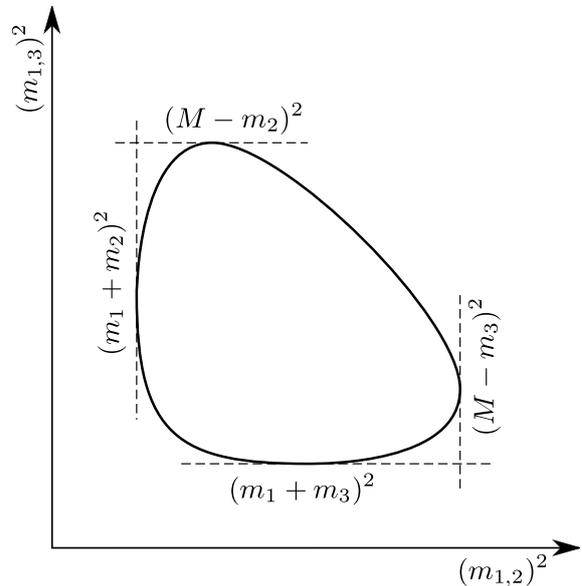


Abbildung 4.1: Schematische Skizze eines Dalitz-Plots mit seinen kinematischen Grenzen in Abhängigkeit der invarianten Massen.

Bei realen Experimenten ergeben sich aber Inhomogenitäten, die

durch die von der Kinematik abhängige Akzeptanzen des Detektors verursacht werden. Diese Inhomogenitäten lassen sich jedoch mit Hilfe von Monte-Carlo-Studien korrigieren (siehe Kapitel 3.7).

Durch Resonanzen, also kurzlebige Zwischenzustände, die in zwei der drei Endzustandsteilchen zerfallen, ergeben sich Strukturen innerhalb der Verteilung im Dalitz-Plot, meist in Form von parallel oder diagonal zu den Achsen verlaufenden Bändern. Aus der Lage und Ausdehnung eines solchen Bandes lassen sich die Massen und Breiten der Resonanz bestimmen. Die Winkelverteilung im Ruhesystem des Zerfalls wiederum spiegelt sich in der Verteilung der Ereignisse entlang des Bandes wider, woraus Rückschlüsse auf die Quantenzahlen des Zustandes gezogen werden können.

Bei nicht unterscheidbaren Zuständen im Dreikörper-Zerfall wird das Diagramm symmetriert, was somit zu einem entsprechenden Vielfachen an Einträgen pro Ereignis führt.

Der Zusammenhang der Quadrate der invarianten Massen ist wie folgt:

$$m_{1,2}^2 + m_{1,3}^2 + m_{2,3}^2 = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 = C \quad (4.4)$$

wobei M die lorentz-invariante Masse des Ausgangszustandes der Reaktion und C eine Konstante ist. Tritt eine Resonanz in einen der beiden gegeneinander aufgetragenen Teilchenpaaren auf (in Abb. 4.1 also beispielsweise $(1, 2)$ oder $(1, 3)$), so lässt sich deren invariantes Massenquadrat direkt an der Achse ablesen. Tritt eine Resonanz in dem Teilchenpaar auf, das nicht aufgetragen wurde (hier also in $(2, 3)$), so zeigt sich das Signal in einer Verteilung, die orthogonal zur Diagonalen des Koordinatensystems verläuft. Das invariante Massenquadrat lässt sich dann bestimmen, indem die hypothetischen Schnittpunkte des (verlängerten) Bandes mit den Achsen gebildet werden. An diesen Punkten ist der Wert der jeweils anderen Achse 0 (beispielsweise von $m_{1,3}^2$), und obige Gleichung reduziert sich zu:

$$m_{2,3}^2 = C - m_{1,2}^2 \quad (4.5)$$

Alternativ lässt sich dieses auch aus dem Schnittpunkt des Bandes mit der Diagonalen (an dieser gilt: $m_{1,2}^2 = m_{1,3}^2$) des Koordinatensystems bestimmen:

$$m_{2,3}^2 = C - 2 \cdot m_{1,2}^2 \quad (4.6)$$

4.2 $3\pi^0\eta \rightarrow 8\gamma$ -Kanal

Zur Identifikation signifikanter Signale wurden alle Kombinationen invarianter Massen gegeneinander aufgetragen. Dadurch können nicht nur einzelne Resonanzen identifiziert werden, sondern auch mögliche Kombinationen mit Rückstoß-Teilchen. Als sehr prominent erwies sich dabei in diesem Kanal der Zerfall

$$\bar{p}p \rightarrow \eta\eta \rightarrow (\pi^0\pi^0\pi^0)(\gamma\gamma). \quad (4.7)$$

Das $m(\pi^0\pi^0\pi^0)$ -Spektrum ist in Abb. 4.2 dargestellt. Insgesamt umfasst das Signal des $\eta \rightarrow 3\pi^0$ je nach Impuls 4 – 8% aller verfügbaren Ereignisse und ist damit die dominante Zwischenresonanz in diesem Kanal.

Abgesehen von Resonanzen in $\pi^0\pi^0\eta$ traten sonst keine weiteren signifikante Signale auf.

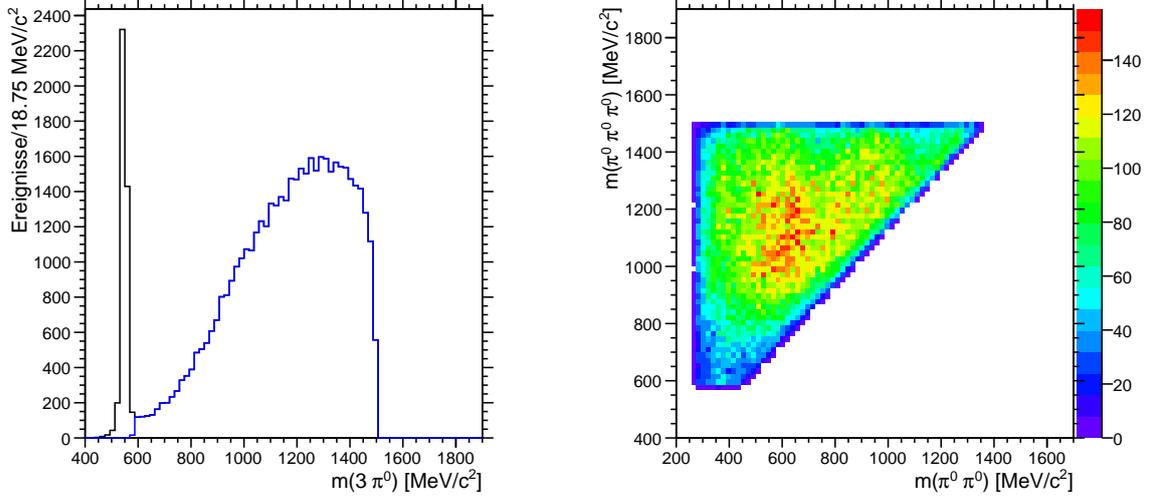


Abbildung 4.2: Invariante $3\pi^0$ -Masse mit dem sehr dominanten $\eta \rightarrow 3\pi^0$ (links) sowie den verbleibenden Ereignissen nach erfolgter Selektion und Unterdrückung des η -Signals (blau). Rechts ist die entsprechende zweidimensionale Verteilung der invarianten $\pi^0\pi^0$ -Massen gegen $3\pi^0$ mit unterdrücktem $\eta \rightarrow 3\pi^0$ aufgetragen (bei $p = 900 \text{ MeV}/c$) (aufgrund der Kombinatorik ergeben sich rechts 3 Einträge pro Ereignis).

4.2.1 Zwischenresonanzen mit dem Zerfall nach $\pi^0\pi^0\eta$

Um bei der Untersuchung des $\pi^0\pi^0\eta$ -Systems mögliche Reflexionen zu unterdrücken, wurde bei der Untersuchung dieses Zerfalls das in diesem Kanal sehr prominente $\eta \rightarrow 3\pi^0$ ausselektiert (siehe Abb. 4.2). Da sich dieses η sowohl bei einem Strahlimpuls von $p = 900 \text{ MeV}/c$ als auch bei $p = 1800 \text{ MeV}/c$ fast schon an der Grenze des Phasenraums der invarianten $3\pi^0$ -Masse befindet, ist dessen Signal nahezu frei von Untergrund. Deshalb kann es sehr effizient anhand der Masse unterdrückt werden. Dies erfolgt mit dem Kriterium

$$m(3\pi^0) > 585 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.8)$$

das alle weiteren Ereignisse bei der Betrachtung von $\pi^0\pi^0\eta$ erfüllen müssen.

In Abb. 4.3 ist die invariante $\pi^0\eta$ Masse gegen $\pi^0\pi^0\eta$ aufgetragen. Beide Histogramme weisen in $\pi^0\pi^0\eta$ am unteren Rand des Phasenraums ein sehr deutliches $\eta'(958)$ -Signal auf. Alle weiteren Resonanzen in der invarianten $\pi^0\pi^0\eta$ -Masse konzentrieren sich auf zwei Bänder in der $\pi^0\eta$ -Masse, die den Resonanzen $a_0(980)$ und $a_2(1320)$ zuzuordnen sind. Da das $\eta(1405)$ bei früheren Experimenten insbesondere im Zerfall nach $a_0(980)\pi^0$ beobachtet wurde, ist dessen Band hier von besonderem Interesse. Deshalb wird die invarianten $\pi^0\pi^0\eta$ -Masse in dem $a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta$ -Band betrachtet, was auch zu einer Reduktion des Untergrunds führt. Dazu werden nur $\pi^0\pi^0\eta$ Ereignisse aufgetragen, bei denen mindestens eine Kombination die Bedingung

$$|m(\pi_i^0\eta) - 980 \text{ MeV}/c^2| < 30 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.9)$$

mit $i = 1, 2$, erfüllt.

Das Spektrum von $m(\pi^0\pi^0\eta)$ ist in Abb. 4.4 dargestellt. Dabei ist sowohl das vollständige

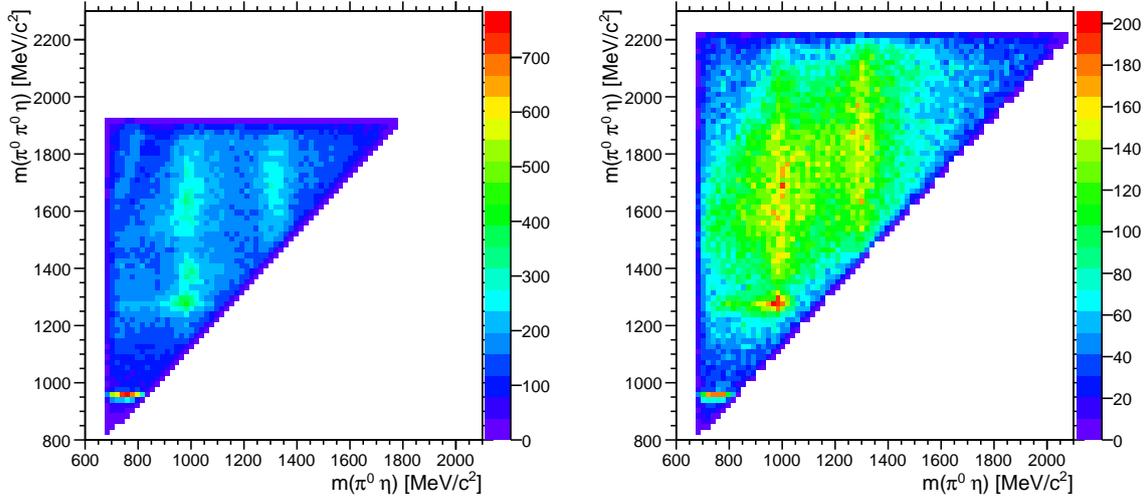


Abbildung 4.3: Invariante $\pi^0 \eta$ -Masse aufgetragen gegen $\pi^0 \pi^0 \eta$, bei einem Strahlimpuls von $p = 900 \text{ MeV}/c$ (links) und $p = 1800 \text{ MeV}/c$ (rechts) (jeweils 6 Einträge pro Ereignis).

Spektrum (oben), als auch das im $a_0(980)$ Band (unten) bei beiden untersuchten Strahlimpulsen dargestellt.

Es ist deutlich, dass im vollständigen Spektrum zwar das Signal von $\eta'(958)$ sehr prominent ist, weitere Signale aber nur schwach erkennbar sind. Erst durch den Übergang in das $a_0(980)$ Band treten weitere Signale deutlicher hervor. Besonders deutlich ist eine Resonanz bei

$$m(\pi^0 \pi^0 \eta) \approx 1280 \text{ MeV}/c^2, \quad (4.10)$$

bei der es sich entweder um das Signal des $f_1(1285)$ oder des $\eta(1295)$ handeln könnte. Eine genauere Analyse dieses Signals hinsichtlich seiner Quantenzahlen findet in Kapitel 4.6.1 statt. Aus Tabelle 4.5 geht dabei hervor, dass das Signal mit höherer Wahrscheinlichkeit dem $f_1(1285)$ zuzuordnen ist, als dem $\eta(1295)$. Deshalb wird im Folgenden und auch in allen weiteren Kanälen dieses Signal als das des $f_1(1285)$ -Kandidaten bezeichnet.

Das gesuchte $\eta(1405)$, das mit

$$m(\eta(1405)) = 1409,8 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.11)$$

gelistet ist [1], ist hingegen nicht klar identifizierbar. Ein schwaches Signal ist zwar vorhanden, mit dem sich dessen Inhalt grob abschätzen lässt. Jedoch ist anhand dieser Spektren nicht zu beurteilen, ob es sich um eine Resonanz handelt.

4.2.2 Beiträge der identifizierten Reaktionskanäle

Insgesamt konnten eine Reihe von Zerfallskanälen identifiziert werden, die besonders prominent in den Verteilungen der invarianten Massen hervortreten. Aber auch die Inhalte weiterer Signale können abgeschätzt werden.

Die Abschätzungen geben jeweils den Anteil der Ereignisse in dem Signal zu allen nach der Selektion verbliebenen $3 \pi^0 \eta$ -Ereignissen an. Bei prominenten Signalen erfolge die Abschätzung des Signal-Inhalts analog zur Bestimmung der Güte der Signale (siehe Kapitel 3.8), indem

4.2. $3\pi^0\eta \rightarrow 8\gamma$ -KANAL

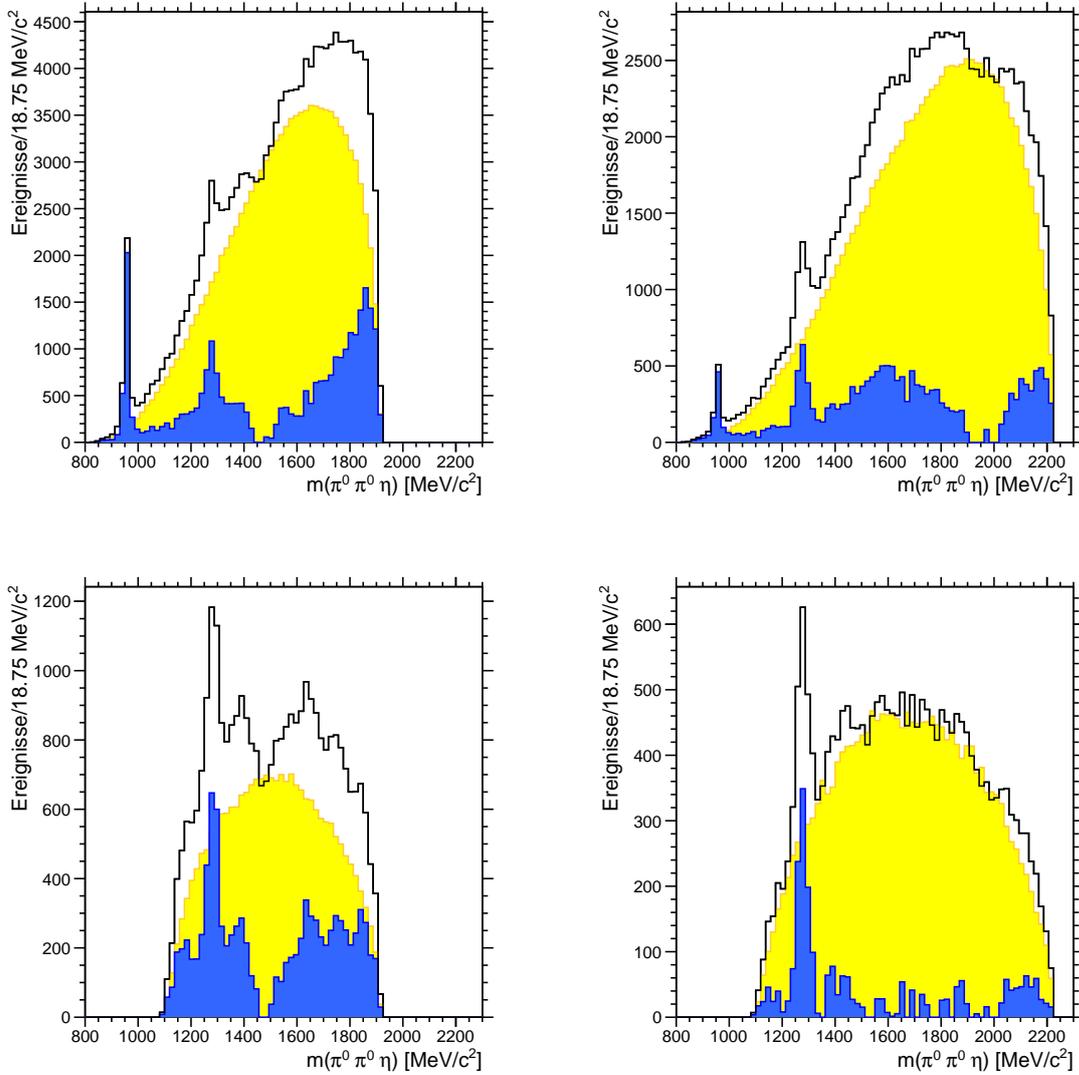


Abbildung 4.4: Invariante $\pi^0 \pi^0 \eta$ -Masse (Signal) vollständig (oben) sowie im $a_0(980)$ -Band (unten), jeweils bei einem Strahlimpuls von $p = 900 \text{ MeV}/c$ (links) und $p = 1800 \text{ MeV}/c$ (rechts). Gemessene Ereignisse sind schwarz dargestellt und mit den simulierten Ereignissen (gelb) zur Verdeutlichung des Phasenraums unterlegt. Zusätzlich ist die bin-weise Differenz beider Werte dargestellt (blau). Ohne Beschränkung auf das $a_0(980)$ -Band (oben) ergeben sich dabei 3 Einträge pro Ereignis und mit Beschränkung auf das $a_0(980)$ -Band (unten) 2 Einträge pro Ereignis.

eine Funktion, bestehend aus einem Polynom für den Untergrund und einem Novosibirsk für das Signal, an die Daten angepasst wurde. Der Signalinhalt ergibt sich dann aus dem Integral der angepassten Novosibirsk-Funktion.

Da obige Methode ein prominentes und isoliert auf dem Untergrund auftretendes Signal erfordert, eignet sich nicht zur Bestimmung des Signalinhalts in der $\eta(1405)$ -Massenregion. Statt dessen wurde für dieses Signal die Differenz zwischen gemessenen und simulierten Daten gebildet (analog zu Abb. 4.4, jedoch wurden die simulierten Daten pro Signal individuell skaliert, so dass der Untergrund jeweils minimal wurde) und deren Signalinhalt abgezählt.

Insgesamt ergeben sich damit folgende Abschätzungen:

Zerfallskanal		$p = 900 \text{ MeV}/c$	$p = 1800 \text{ MeV}/c$
$\bar{p}p \rightarrow a_0(980) \pi^0 \pi^0$		20,6 %	10,0 %
$\bar{p}p \rightarrow a_2(1320) \pi^0 \pi^0$		8,0 %	11,6 %
$\bar{p}p \rightarrow \eta \eta$		7,2 %	3,7 %
$\bar{p}p \rightarrow \eta'(958) \pi^0$		4,9 %	1,4 %
$\bar{p}p \rightarrow f_1(1285) \pi^0$	$(f_1(1285) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \eta)$	3,3 %	3,6 %
	$(f_1(1285) \rightarrow a_0(980) \pi^0)$	1,9 %	2,5 %
$\bar{p}p \rightarrow \eta(1405) \pi^0$	$(\eta(1405) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \eta)$	< 2,6 %	– %
	$(\eta(1405) \rightarrow a_0(980) \pi^0)$	< 1,1 %	< 1,1

Tabelle 4.1: Beiträge der Hauptzerfallskanäle im Kanal 8γ .

Die hier - wie auch bei allen weiteren untersuchten Reaktionskanälen - angewandte Methode liefert nur eine grobe Abschätzung der individuellen Beiträge, da das Abzählen der Signaleinträge die möglichen Interferenzeffekte zwischen den verschiedenen Resonanzen nicht hinreichend gut berücksichtigen kann. Darüber hinaus können die tatsächlichen Verzweigungsverhältnisse von den vorgenommenen Abschätzungen auch deshalb abweichen, da eine Effizienzkorrektur des komplexen Phasenraums nicht durchgeführt worden ist.

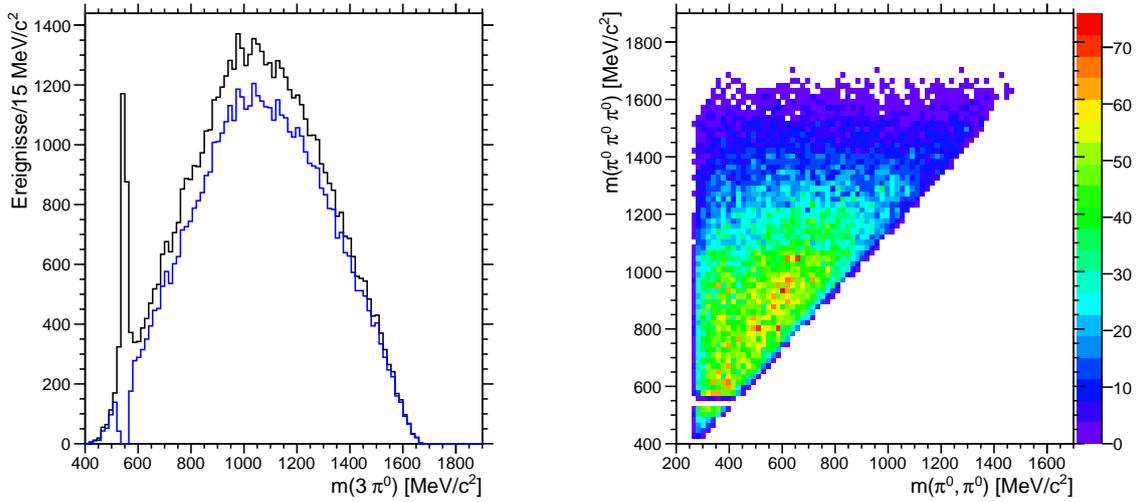


Abbildung 4.5: Invariante $3\pi^0$ -Masse mit $\eta \rightarrow 3\pi^0$ als prominent auftretende Resonanz (links) sowie die verbleibenden Ereignisse nach erfolgter Unterdrückung des η -Signals (blau) (jeweils 4 Einträge pro Ereignis). Rechts ist die entsprechende zweidimensionale Verteilung der invarianten $\pi^0\pi^0$ -Masse gegen $3\pi^0$ mit unterdrücktem $\eta \rightarrow 3\pi^0$ aufgetragen (bei $p = 1800 \text{ MeV}/c$) (jeweils 3 Einträge pro Ereignis).

4.3 $4\pi^0\eta \rightarrow 10\gamma$ -Kanal

In diesem Kanal ist der Zerfall über

$$\bar{p}p \rightarrow \eta\eta\pi^0 \rightarrow (\pi^0\pi^0\pi^0)(\gamma\gamma)\pi^0.$$

sehr signifikant was sich an dem deutlichen Signal von $\eta \rightarrow 3\pi^0$ am unteren Rand des Phasenraumes (siehe Abb. 4.5) manifestiert.

Weitere signifikante Resonanzen, die nicht nach $\pi^0\pi^0\eta$ zerfallen, scheinen auch in diesem Kanal nicht aufzutreten.

4.3.1 Zwischenresonanzen im Zerfall nach $\pi^0\pi^0\eta$

Aufgrund des dominanten Signals von $\eta \rightarrow 3\pi^0$ wurde dieses zur weiteren Betrachtung des $\pi^0\pi^0\eta$ -Systems ebenfalls ausselektiert. Dazu werden im weiteren nur Ereignisse betrachtet, die folgende Bedingung erfüllen:

$$|m(3\pi^0) - m(\eta_{PDG})| > 25 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{mit} \quad (4.12)$$

$$m(\eta_{PDG}) = 547,853 \text{ MeV}/c^2 \quad [1] \quad (4.13)$$

Da gegenüber des 8γ -Kanals ein zusätzliches π^0 im Endzustand auftritt, ergeben sich mehrere mögliche Kombinationen für das $3\pi^0$ -System. Dadurch vermindert sich durch die Unterdrückung des $\eta \rightarrow 3\pi^0$ auch die Anzahl an Ereignissen außerhalb dieses Signals.

Bei der Auftragung von $m(\pi^0\eta)$ gegen $m(\pi^0\pi^0\eta)$ (invariante Massen dieser Systeme) ist das Signal von $\eta'(958)$ mit dem Zerfall nach $\pi^0\pi^0\eta$ deutlich zu erkennen (siehe Abb. 4.6). Die

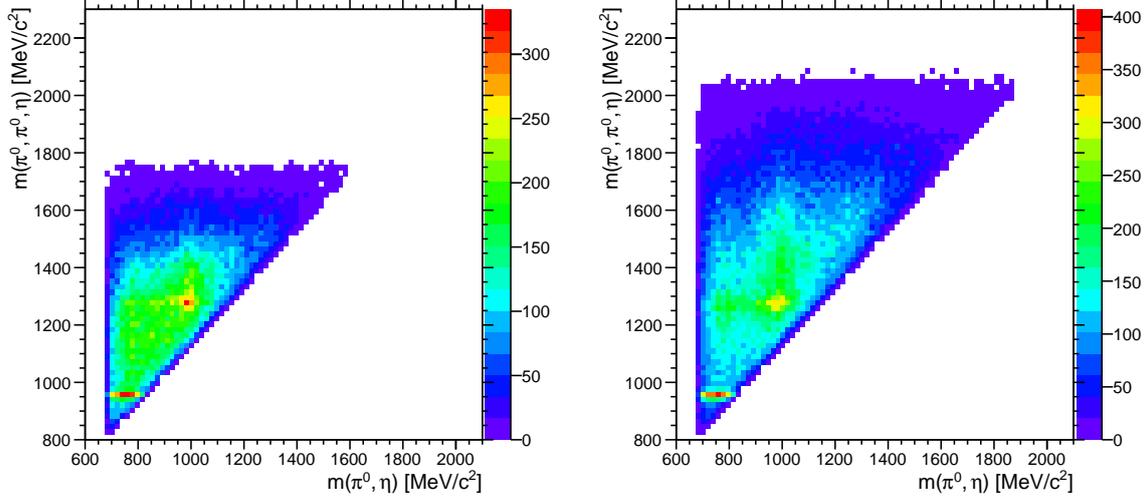


Abbildung 4.6: Invariante $\pi^0 \eta$ Masse aufgetragen gegen die invariante Masse des Signals $\pi^0 \pi^0 \eta$, jeweils bei einem Strahlimpuls von $p = 900 \text{ MeV}/c$ (links) und $p = 1800 \text{ MeV}/c$ (rechts) (jeweils 12 Einträge pro Ereignis).

weiteren Resonanzen konzentrieren sich auch hier auf die Bänder des $a_0(980)$ und $a_2(1320)$ in $m(\pi^0 \eta)$. Allerdings sind beide Bänder nicht ganz so stark ausgeprägt wie in dem 8γ Kanal. Resonanzen außerhalb dieser Bänder (abgesehen von $\eta'(958)$) treten praktisch nicht auf. Deshalb ist auch hier eine weitere Konzentration auf das $a_0(980)$ -Band sinnvoll, da das $\eta(1405)$ bereits in diesem Zerfallsmodus beobachtet wurde.

Außerdem lässt sich durch die Konzentration auf das $a_0(980)$ -Band der kombinatorische Untergrund reduzieren. Die entsprechende Verteilung ist in Abb. 4.8 gezeigt, bei der ein sehr deutliches Signal bei

$$m(\pi^0 \pi^0 \eta) \approx 1280 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.14)$$

zu erkennen ist. Da sich dieses Signal gemäß Tabelle 4.5 mit größerer Wahrscheinlichkeit dem $f_1(1285)$ zuordnen lässt, wird es wie in den anderen Kapitel auch als das des $f_1(1285)$ -Kandidaten bezeichnet.

Das Signal um die $\eta(1405)$ -Massenregion hingegen ist eher noch schwächer ausgeprägt als in dem 8γ -Kanal, so dass sich kaum eine Aussage darüber treffen lässt.

Aufgrund der Komplexität dieses Kanals und der ausgeprägten Signale von $\eta'(958)$ und von dem Kandidaten für das $f_1(1285)$ ist es hier jedoch noch möglich, nach Resonanzen

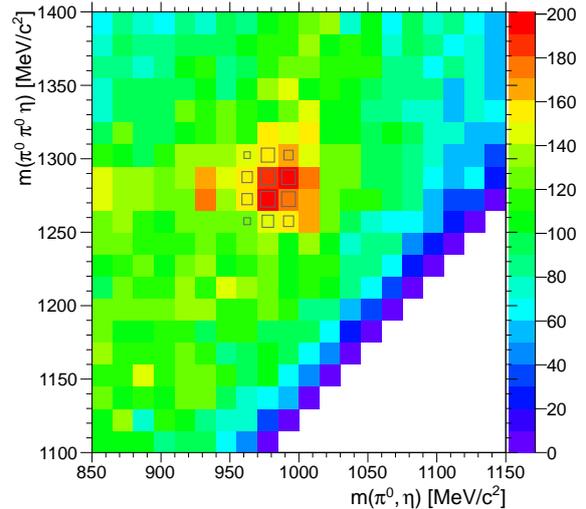


Abbildung 4.7: Ausschnitt aus Abb. 4.6 bei $p = 900 \text{ MeV}/c$ mit definiertem Signal (grau) zur Selektion des $f_1(1285)$ Signals.

4.3. $4\pi^0\eta \rightarrow 10\gamma$ -KANAL

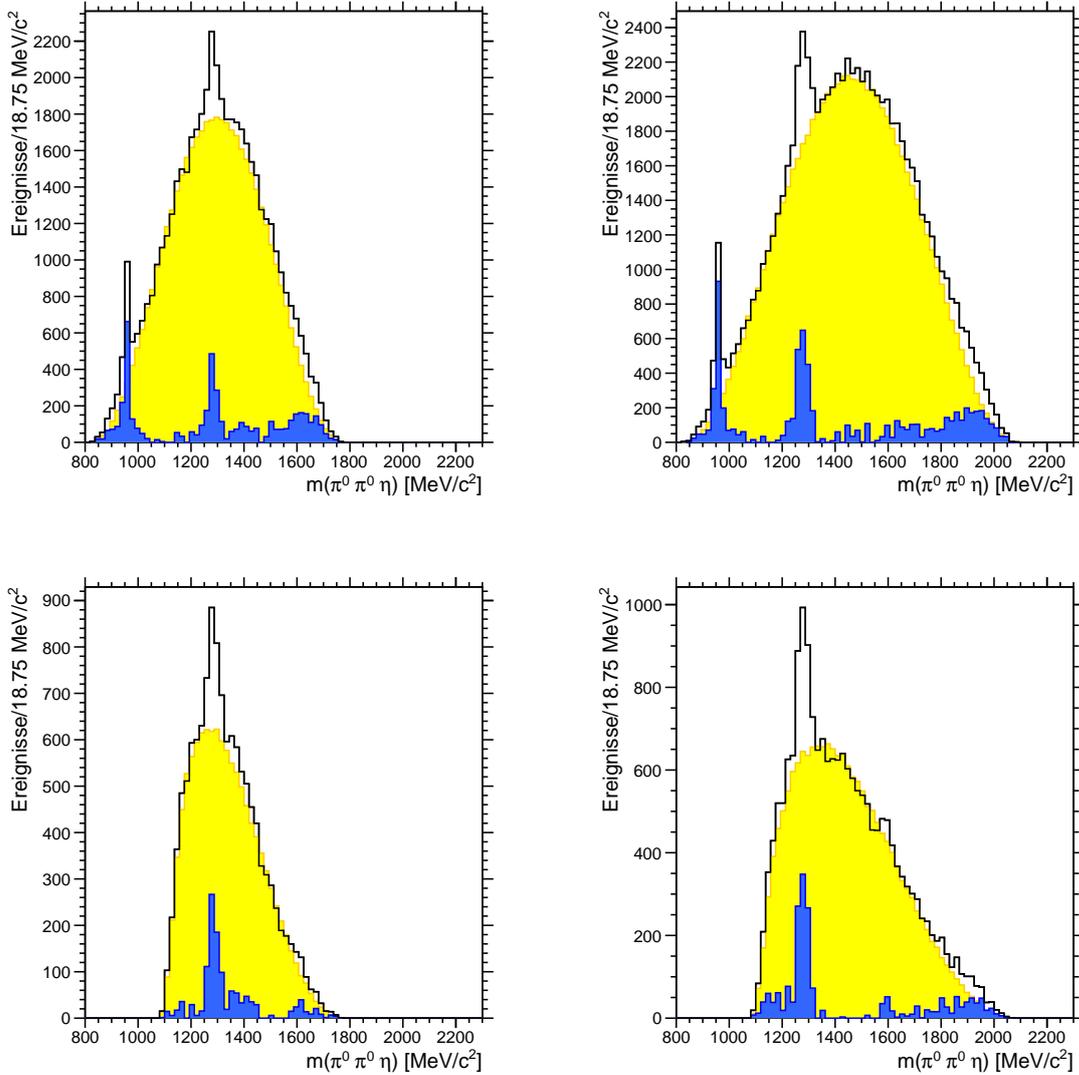


Abbildung 4.8: Invariante $\pi^0 \pi^0 \eta$ Masse (Signal) vollständig (oben) (jeweils 6 Einträge pro Ereignis) sowie im $a_0(980)$ Band (unten) (3 Kombinationen pro Ereignis), jeweils bei einem Strahlimpuls von $p = 900 \text{ MeV}/c$ (links) und $p = 1800 \text{ MeV}/c$ (rechts). Gemessene Ereignisse sind schwarz dargestellt und mit den simulierten Ereignissen (gelb) zur Verdeutlichung des Phasenraums unterlegt. Zusätzlich ist die binweise Differenz beider Werte dargestellt (blau).

in $\eta'(958)\pi^0$ sowie $f_1(1285)\pi^0$ zu suchen.

Insbesondere letzterer Kanal ist dabei prädestiniert für die Suche nach Hybrid-Mesonen.

4.3.2 $\bar{p}p \rightarrow f_1(1285)/\eta(1295)\pi^0\pi^0$

Um Ereignisse mit dem Signal bei

$$m(\pi^0\pi^0\eta) \approx 1280 \text{ MeV}/c^2$$

zu selektieren, wird eine Ellipse in dem zweidimensionalen Massenspektrum von $m(\pi^0\pi^0\eta)$ gegen $m(\pi^0\eta)$ definiert (siehe Abb. 4.7). Dabei werden alle Ereignisse dem Signal zugewiesen, die folgende Bedingung erfüllen:

$$1 \geq a_i + b_{i,j} \quad i, j = 1, 2, 3, \quad \text{mit} \quad (4.15)$$

$$a_i = \frac{(m(\pi_i^0\eta) - 980 \text{ MeV}/c^2)^2}{(25 \text{ MeV}/c^2)^2} \quad (4.16)$$

$$b_{i,j} = \frac{(m(\pi_i^0\pi_j^0\eta) - 1280 \text{ MeV}/c^2)^2}{(30 \text{ MeV}/c^2)^2}, \quad j \neq i \quad (4.17)$$

jeweils für jede mögliche Kombination von i und j .

Da der Phasenraum um dieses Signal herum stark abfällt, ist eine Seitenbandsubtraktion zur Reduktion des Untergrundes nicht angemessen.

Gemäß theoretischer Vorhersagen zerfallen Hybride bevorzugt über die S-Welle in zwei Teilchen unterschiedlicher Spin-Zustände. Zerfälle über die P-Welle mit zwei Teilchen gleichen Spins sollen hingegen unterdrückt sein. Deshalb bietet sich hier das $f_1(1285)\pi^0$ -System als exzellente Möglichkeit für die Suche nach Hybriden an. In Abb. 4.9 sind die entsprechenden Spektren abgebildet.

Bei dem niederen Strahl-Impuls von $p = 900 \text{ MeV}/c$ ist in Abb. 4.9 kein signifikantes Signal zu erkennen. In der Differenz aus gemessenen mit simulierten Daten in $m(\pi^0 f_1(1285))$ zeigt sich zwar zentral im Phasenraum zwischen $1600 \text{ MeV}/c^2$ und $1750 \text{ MeV}/c^2$ ein Signal, was sich aber nicht als Band in der nahezu flachen Verteilung der Ereignisse im Dalitz-Plot widerspiegelt.

Bei höherem Strahlimpuls von $p = 1800 \text{ MeV}/c$ hingegen ist klar eine Abweichung vom Phasenraum um

$$m(\pi^0 f_1(1285)) \approx 1600 \text{ MeV}/c^2$$

zu erkennen. Im entsprechenden Dalitz-Plot zeigen sich dabei mehrere Strukturen.

So ist in

$$\sqrt{m(\pi^0\pi^0)^2} \approx \sqrt{1000 \cdot 10^3 (\text{MeV}/c^2)^2} = 1000 \text{ MeV}/c^2$$

eine Struktur zu erkennen, die auf das $f_0(980) \rightarrow \pi^0\pi^0$ zurückzuführen sein dürfte. Orthogonal dazu lässt sich bei

$$\sqrt{m(\pi^0 f_1(1285))^2} \approx \sqrt{2600 \cdot 10^3 (\text{MeV}/c^2)^2} = 1600 \text{ MeV}/c^2$$

ansatzweise ein Band erkennen, das Maxima an den Rändern aufweist. Ob es sich um eine Resonanz mit dem Zerfall nach $f_1(1285)\pi^0$ oder lediglich um eine Reflexion des $f_0(980)$ in $\pi^0\pi^0$ handelt, ist bei der geringen Statistik und dem relativ hohen Untergrundanteil nicht ohne Partialwellenanalyse zu ermitteln.

4.3. $4\pi^0\eta \rightarrow 10\gamma$ -KANAL

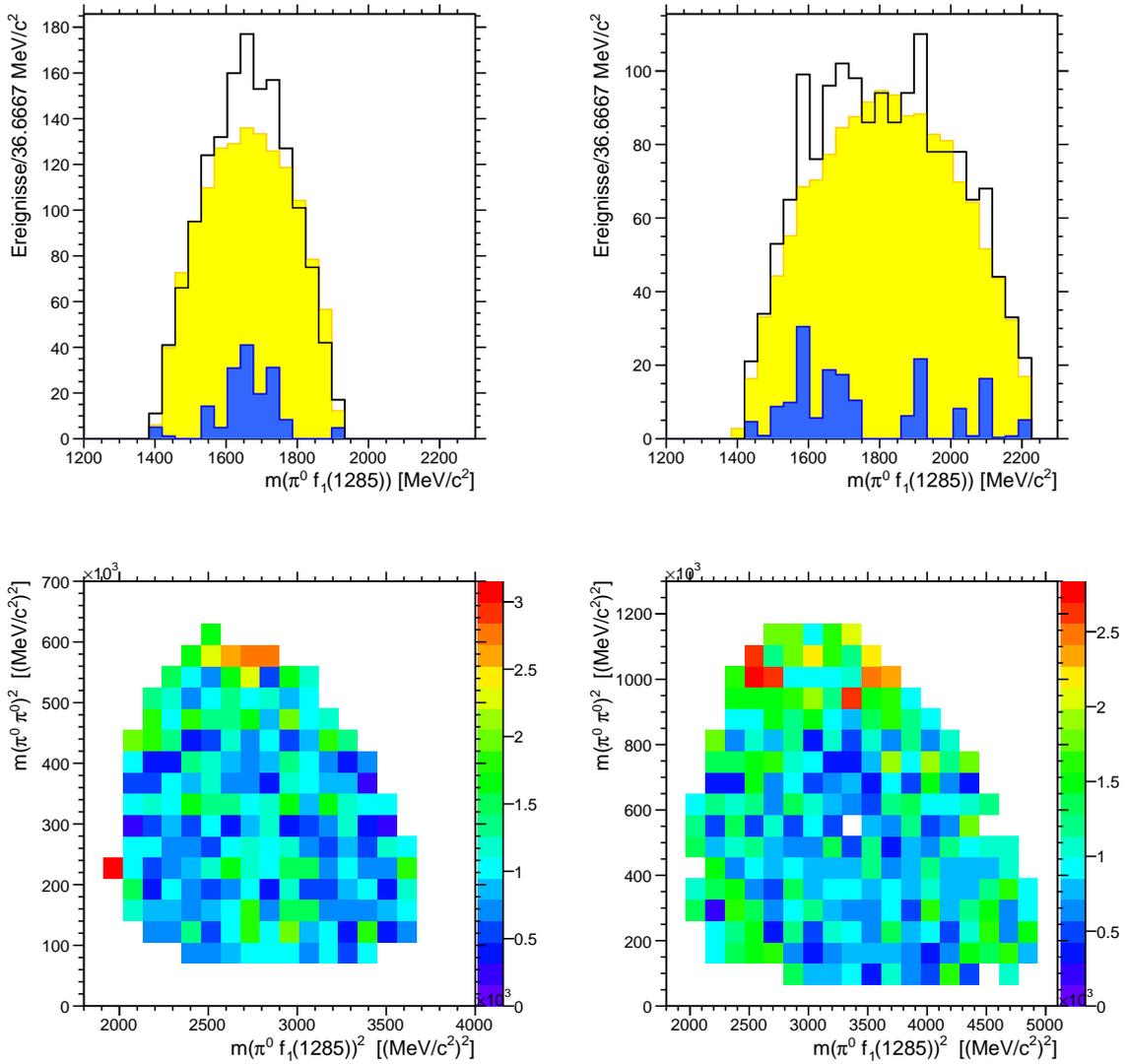


Abbildung 4.9: Invariante $m(f_1(1285)\pi^0)$ -Masse (oben) bei einem Strahlimpuls von $p = 900 \text{ MeV}/c^2$ (links) und $p = 1800 \text{ MeV}/c^2$ (rechts) (2 Einträge pro Ereignis). Unten sind die entsprechenden akzeptanzkorrigierten Dalitz-Plots des $f_1(1285)\pi^0\pi^0$ -Systems histogrammiert.

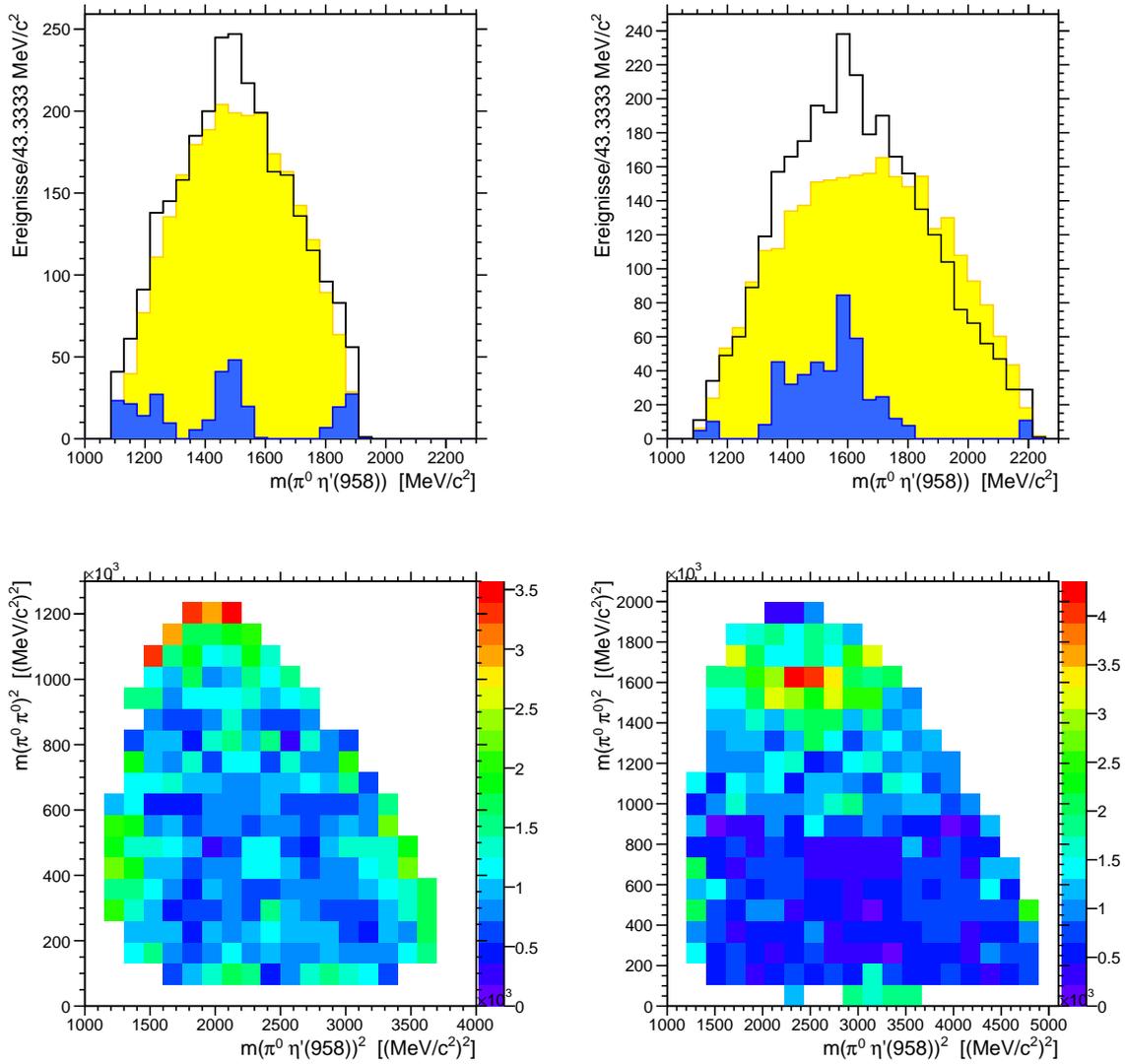


Abbildung 4.10: Invariante $m(\eta'(958) \pi^0)$ -Masse (oben) bei dem Strahlimpuls von $p = 900 \text{ MeV}/c^2$ (links) und $p = 1800 \text{ MeV}/c^2$ (rechts) (2 Einträge pro Ereignis). Unten sind die entsprechenden akzeptanzkorrigierten Dalitz-Plots des $\eta'(958) \pi^0 \pi^0$ Systems.

4.3. $4\pi^0\eta \rightarrow 10\gamma$ -KANAL

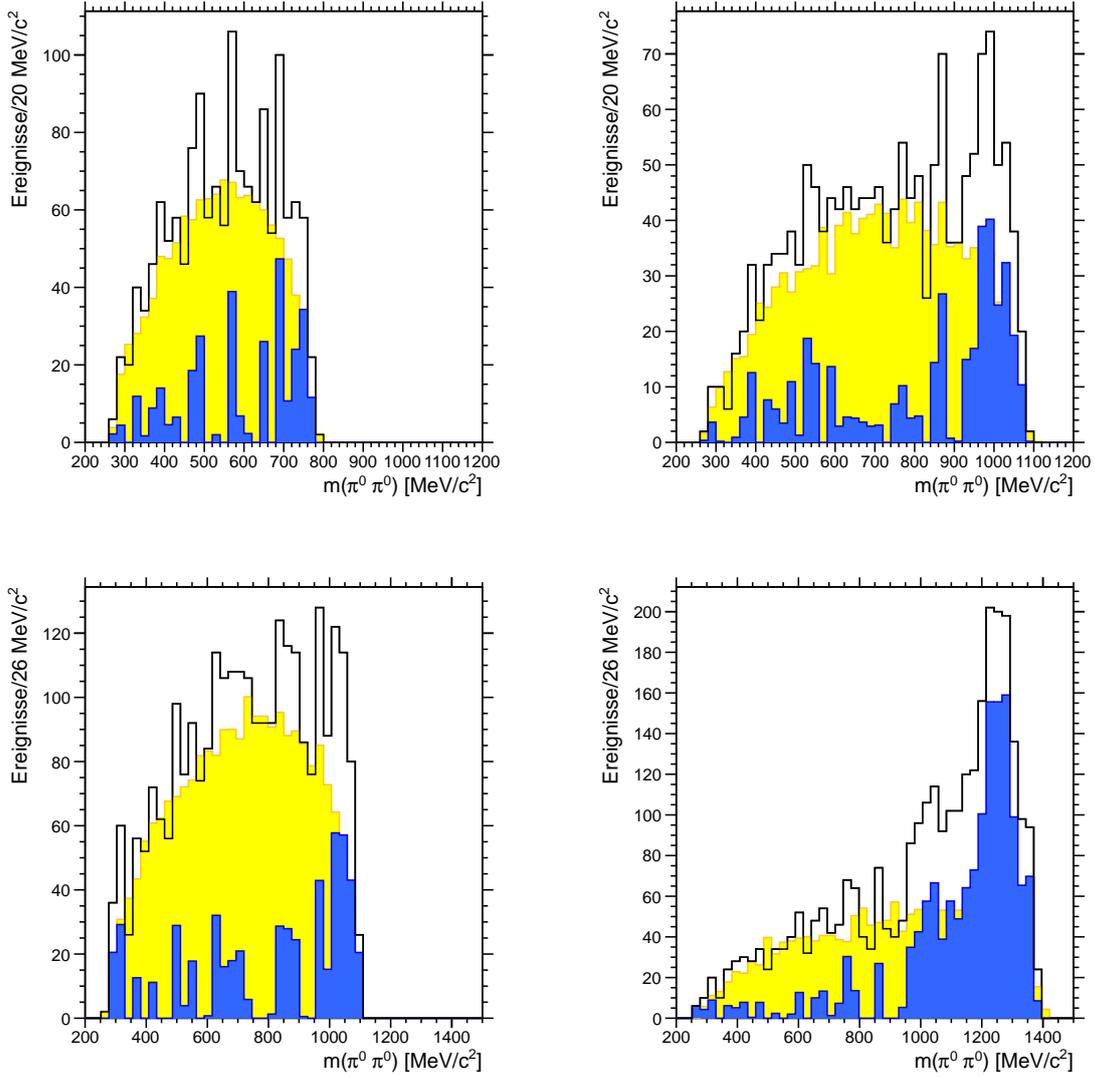


Abbildung 4.11: $m(\pi^0\pi^0)$ mit dem $f_1(1285)$ als Rückstoß-Teilchen (oben) und dem $\eta'(958)$ (unten). Jeweils bei einem Strahlimpuls von $p = 900 \text{ MeV}/c^2$ (links) und $p = 1800 \text{ MeV}/c^2$ (rechts).

4.3.3 $\bar{p}p \rightarrow \eta'(958) \pi^0 \pi^0$

Analog zu dem $f_1 \pi^0 \pi^0$ -Kanal sind in Abb. 4.10 die Spektren für die Reaktion $\eta'(958) \pi^0 \pi^0$ dargestellt. Um große statistische Fehler zu vermeiden, wurden die Ereignisse verworfen, die sich in Bins mit weniger als 3 Einträgen befanden.

Dabei werden alle Ereignisse dem $\eta'(958)$ zugeordnet, wenn sie in dem $m(\pi \pi \eta)$ -Spektrum innerhalb von $(958 \pm 15) \text{ MeV}/c^2$ liegen.

Auch hier lassen sich bei dem geringeren Strahlimpuls kaum signifikante Signale erkennen. Bei dem höheren Strahlimpuls (Spektren auf der rechten Seite) hingegen befindet sich bei

$$m(\pi^0 \eta'(958)) \approx 1600 \text{ MeV}/c^2$$

ebenfalls eine sehr deutlich ausgeprägte Struktur.

Im Dalitz-Plot hingegen ist am unteren Rand bei der entsprechenden Masse

$$\sqrt{m^2} = \sqrt{2,56 \cdot 10^6 (\text{MeV}/c^2)^2} = 1600 \text{ MeV}/c^2$$

kein Maximum auszumachen. Umso deutlicher ist ein solches jedoch im oberen Teil ausgebildet, was hauptsächlich auf die tensorielle Resonanz $f_2(1270) \rightarrow \pi^0 \pi^0$ mit

$$\sqrt{m^2(f_2(1270))} = 1275,1 \text{ MeV}/c^2 \approx \sqrt{1,63 \cdot 10^6 (\text{MeV}/c^2)^2}$$

(siehe [1]) zurückzuführen ist. Gleichzeitig könnte das ausgeprägte Maximum innerhalb dieses Signals durch Interferenzen mit einem anderen Signal, z.B. bei

$$m(\pi^0 \eta'(958)) \approx 1600 \text{ MeV}/c^2$$

verursacht werden.

In den $m(\pi^0 \pi^0)$ -Spektren mit den jeweiligen $f_1(1285)$ bzw. $\eta'(958)$ -Resonanzen als Rückstoß-Teilchen (siehe Abb. 4.11) sind bei den höheren Strahlimpulsen deutliche Signale bei

$$m(\pi^0 \pi^0) \approx 1000 \text{ MeV}/c^2$$

(im Rückstoß mit dem $f_1(1285)$) sowie

$$m(\pi^0 \pi^0) \approx 1200 \text{ MeV}/c^2$$

im Rückstoß mit dem $\eta'(958)$ zu erkennen. Ersteres könnte laut [1] dem $f_0(980)$ zuzuordnen sein, und letzteres eventuell dem $f_2(1270)$.

4.3.4 Beiträge der identifizierten Reaktionskanäle

Insgesamt konnten auch in diesem Kanal eine Reihe von Zerfallskanäle identifiziert und deren Signalinhalte abgeschätzt werden. Damit ergeben sich folgende Abschätzungen für die jeweiligen Anteile:

Zerfallskanal	$p = 900 \text{ MeV}/c$	$p = 1800 \text{ MeV}/c$
$\bar{p}p \rightarrow \eta \eta \pi^0$	25,8 %	10,6 %
$\bar{p}p \rightarrow \eta'(958) \pi^0 \pi^0$	9,0 %	9,1 %
$\bar{p}p \rightarrow f_1(1285) \pi^0 \pi^0$ ($f_1(1285) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \eta$)	11,7 %	14,3 %
($f_1(1285) \rightarrow a_0(980) \pi^0$)	7,5 %	7,1 %
$\bar{p}p \rightarrow \eta(1405) \pi^0 \pi^0$ ($\eta(1405) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \eta$)	< 4,1 %	< 1,5 %
($\eta(1405) \rightarrow a_0(980) \pi^0$)	< 2,7 %	< 1,0 %

Tabelle 4.2: Beiträge der Hauptzerfallskanäle im Kanal 10γ .

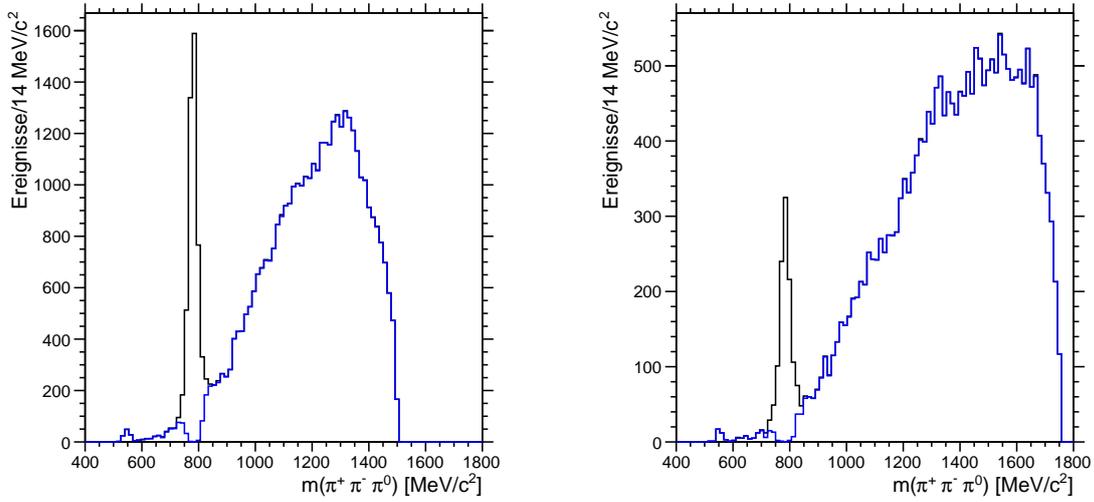


Abbildung 4.12: $m(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ -Verteilung mit prominentem Signal von $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ vor dessen Unterdrückung (schwarz) sowie danach (blau). Jeweils bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c (links) sowie von 1642 MeV/c (rechts).

4.4 $\pi^+ \pi^- \pi^0 \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- 4\gamma$ -Kanal

Die Resonanz mit der größten Signifikanz ist in diesem Kanal

$$\bar{p}p \rightarrow \omega \eta, \quad (\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0), \quad (4.18)$$

wobei ca. 5–12% aller Ereignisse in $\pi^+ \pi^- \pi^0$ auf das ω entfallen. Dieser Zerfall wurde bereits als Hypothese der kinematischen Anpassung in der Selektion berücksichtigt und unterdrückt (siehe Abb. 4.12).

Des Weiteren spielt auch der Kanal

$$\bar{p}p \rightarrow \rho(770) a_0(980)/a_2(1320), \quad (\rho \rightarrow \pi \pi) \quad (4.19)$$

eine große Rolle (siehe Abb. 4.13). Bei dem niedrigeren Strahlimpuls von $p = 900$ MeV/c tritt dabei als Rückstoßteilchen zum $\rho(770)$ das $a_0(980)$ im Zerfall nach $\pi \eta$ auf, während bei dem höheren Strahlimpuls von $p = 1642$ MeV/c das $a_2(1320)$ ebenfalls im Zerfall nach $\pi \eta$ mit hoher Rate produziert wird. Als π wird dabei jeweils π^+ , π^- sowie π^0 bezeichnet.

4.4.1 Zwischenresonanzen im Zerfall nach $\pi^+ \pi^- \eta$

Da die oben beschriebenen Resonanzen Reflexionen in dem $\pi^+ \pi^- \eta$ -System verursachen, können sie sich störend bei dessen weiterer Betrachtung auswirken. Eine Unterdrückung der Kanäle $\rho(770) a$ ist nicht angemessen, da dies zu einem erheblichen Einschnitt in den Phasenraum führt. Aus dem Vergleich des $m(\pi \pi \eta)$ Spektrums mit und ohne einer solchen Unterdrückung, ergaben sich deutliche Verzerrungen in den Signalen mit teilweise unphysikalischen Strukturen.

Die Kombinatorik dieses Kanals ermöglicht es nach Resonanzen in $\pi \pi \eta$ sowohl mit geladenen, als auch mit neutralen Pionen zu suchen. Die entsprechenden zweidimensionalen Verteilungen sind in Abb. 4.14 dargestellt. Auch hier treten die Resonanzen $a_0(980)$ und $a_2(1320)$

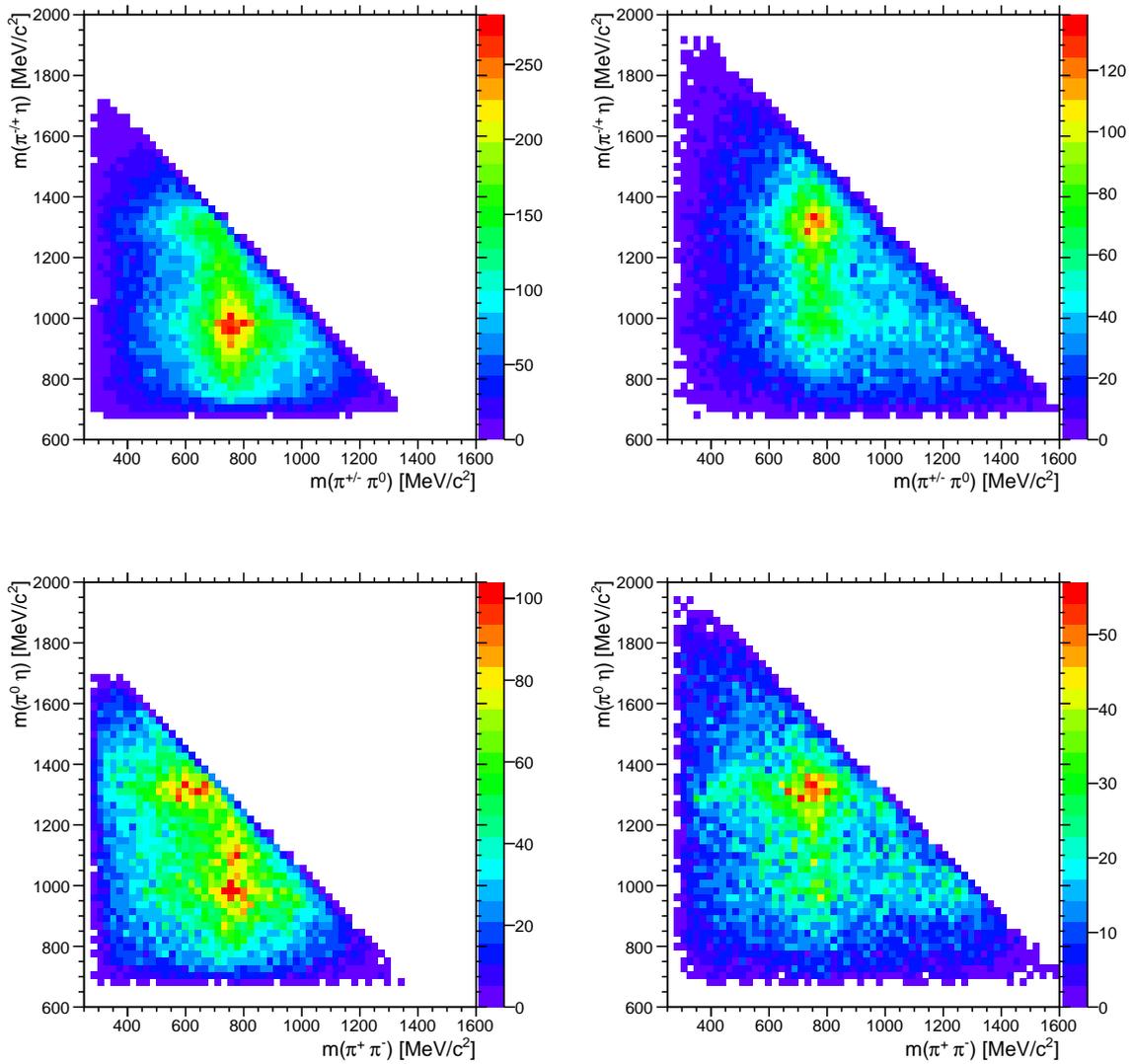


Abbildung 4.13: Oben sind die zweidimensionalen Verteilungen von $m(\pi^\pm \pi)$ gegen $m(\pi^\mp \eta)$ gezeigt (2 Einträge pro Ereignis) und unten die entsprechenden $m(\pi^+ \pi^-)$ gegen $m(\pi^0 \eta)$ -Verteilungen, mit den dominanten $\rho(770)$ a -Kanälen. Jeweils bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c (links) sowie von 1642 MeV/c (rechts)

4.4. $\pi^+ \pi^- \pi^0 \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- 4\gamma$ -KANAL

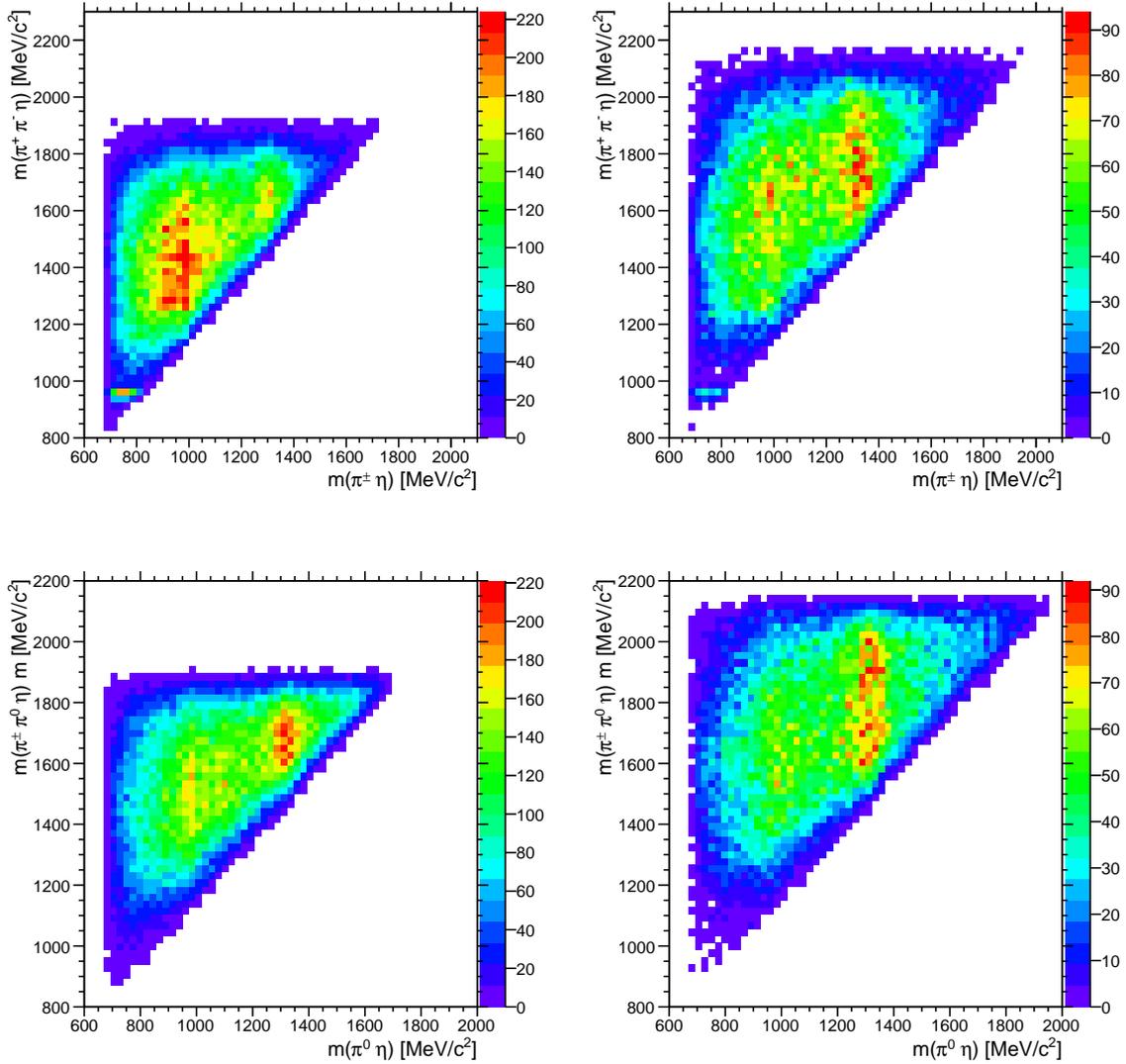


Abbildung 4.14: Invariante $\pi^\pm \eta$ Masse aufgetragen gegen $\pi^+ \pi^- \eta$ (oben), bei einem Strahlimpuls von $p = 900 \text{ MeV}/c$ (links) und $p = 1642 \text{ MeV}/c$ (rechts). Unten ist die entsprechende neutrale Kombination ebenfalls bei verschiedenen Strahlimpulsen aufgetragen (jeweils 2 Einträge pro Ereignis).

als dominante Bänder in $m(\pi\eta)$ auf, wobei die relative Intensität der einzelnen Bänder zueinander deutlichen Schwankungen unterliegt. Das rein neutrale $\eta'(958)$ tritt aufgrund der Ladungserhaltung hingegen nur in $m(\pi^+\pi^-\eta)$ auf.

Insbesondere im neutralen Zerfall nach $\pi^0\eta$ dominiert das $a_2(1320)$ gegenüber dem $a_0(980)$ Band deutlich. Da eine mögliche Resonanz des $\eta(1405)$ aber in $a_0(980)\pi$ erwartet wird konzentriert sich die weitere Suche nach diesem Zustand auch hier auf das $a_0(980)$ Band. Die entsprechenden Spektren von $m(\pi^+\pi^-\eta)$ sind in Abb. 4.15 gezeigt.

Im direkten Vergleich dieser Spektren mit denen aus den rein neutralen Kanälen zeigen sich deutliche Unterschiede. Insbesondere das Signal bei

$$m(\pi^+\pi^-\eta) \approx 1280 \text{ MeV}/c^2,$$

das zuvor im Zerfall nach $\pi^0\pi^0\eta$ sehr stark ausgeprägt war, tritt hier im $\pi^+\pi^-\eta$ -System nur noch schwach auf (Abb. 4.15). Außerdem ist bei dem niedrigeren Strahlimpuls ein schwaches Signal bei

$$m(\pi^+\pi^-\eta) \approx 1420 \text{ MeV}/c^2, \quad (4.20)$$

zu erkennen, das durchaus dem $\eta(1405)$ zugeordnet werden kann. Allerdings ist auch hier die Anzahl an für das Signal relevanten Ereignissen zu gering, um weiterführende Analysen durchführen zu können.

4.4.2 Beiträge der identifizierten Reaktionskanäle

Insgesamt konnten auch hier eine Reihe von Zerfallskanälen identifiziert und deren Beiträge zum $\pi^+\pi^-\pi^0\eta$ -Kanal abgeschätzt werden. Mit den jeweiligen Anteilen an der Gesamtzahl an verfügbaren Ereignissen sind dies:

Zerfallskanal		$p = 900 \text{ MeV}/c$	$p = 1800 \text{ MeV}/c$
$\bar{p}p \rightarrow \omega\eta$		12,1 %	4,8 %
$\bar{p}p \rightarrow a_0^0(980)\pi^+\pi^-$	via $a_0^0(980)\rho^0(770)$	4,5 %	1,5 %
$\bar{p}p \rightarrow a_0^\pm(980)\pi^\mp\pi^0$	via $a_0^\pm(980)\rho^\mp(770)$	9,0 %	2,9 %
$\bar{p}p \rightarrow a_2^0(1320)\pi^+\pi^-$		3,4 %	10,9 %
	via $a_2^0(1320)\rho^0(770)$	1,5 %	4,8 %
$\bar{p}p \rightarrow a_2^\pm(1320)\pi^\mp\pi^0$		8,7 %	13,7 %
	via $a_2^\pm(1320)\rho^\mp(770)$	3,1 %	9,5 %
$\bar{p}p \rightarrow \eta'(958)\pi^0$		0,9 %	0,4 %
$\bar{p}p \rightarrow f_1(1285)\pi^0$	$(f_1(1285) \rightarrow \pi^+\pi^-\eta)$	–	0,9 %
	$(f_1(1285) \rightarrow a_0^\pm(980)\pi^\mp)$	–	0,6 %
$\bar{p}p \rightarrow \eta(1405)\pi^0$	$(\eta(1405) \rightarrow \pi^+\pi^-\eta)$	< 1,4 %	–
	$(\eta(1405) \rightarrow a_0^\pm(980)\pi^\mp)$	< 0,8 %	–

Tabelle 4.3: Beiträge der Hauptzerfallskanäle im Kanal $\pi^+\pi^-\eta$.

4.4. $\pi^+ \pi^- \pi^0 \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- 4\gamma$ -KANAL

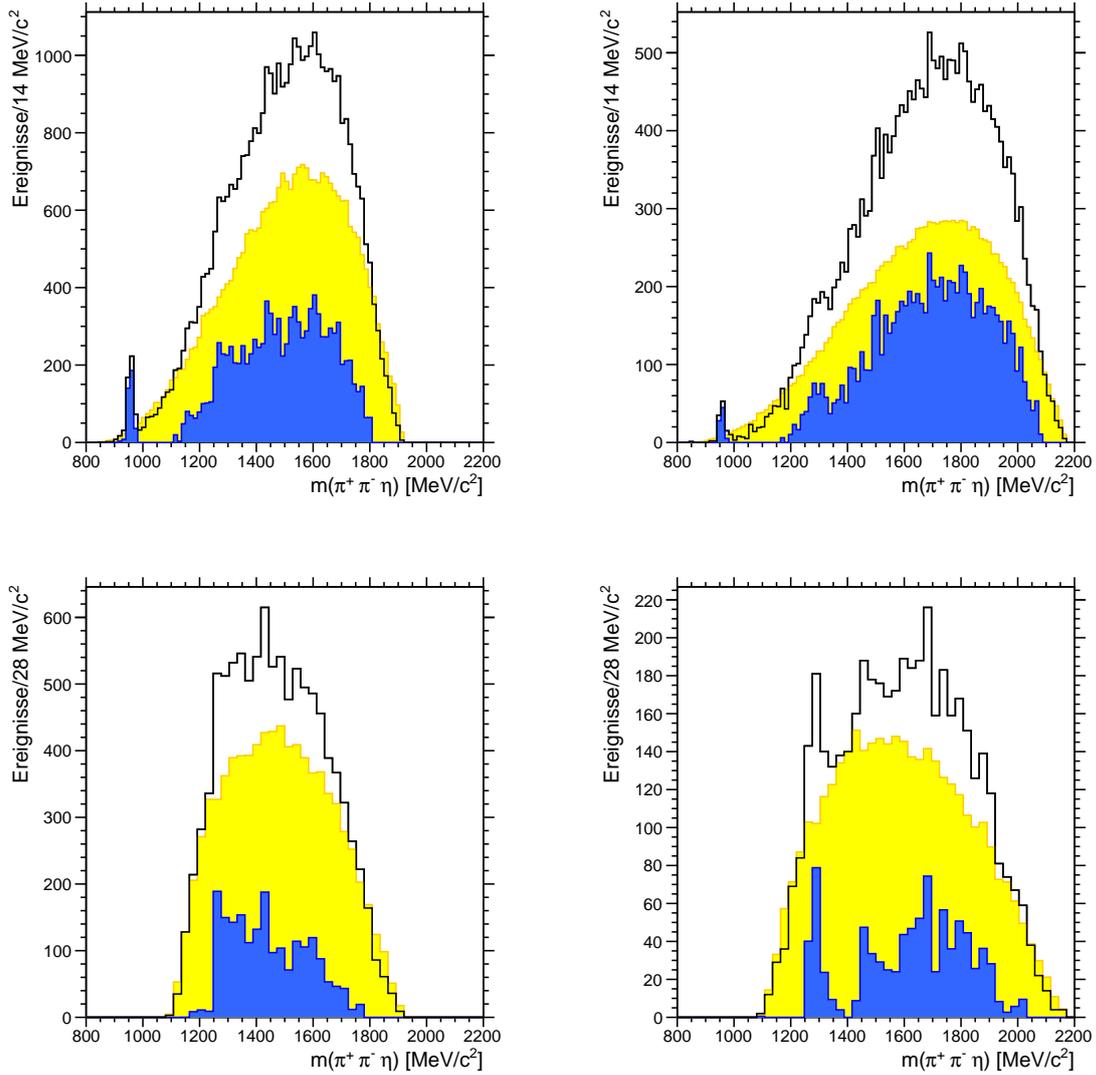


Abbildung 4.15: Verteilung von $m(\pi^+ \pi^- \eta)$ insgesamt (oben) sowie im $a_0(980)$ Band (unten), jeweils für einen Strahlimpuls von 900 MeV/c (links) sowie 1642 MeV/c (rechts).

4.5 $\pi^+ \pi^- 2\pi^0 \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- 6\gamma$ -Kanal

Die Resonanz mit der größten Signifikanz ist bei diesem Kanal

$$\bar{p}p \rightarrow \omega a \rightarrow (\pi^+ \pi^- \pi^0)(\pi^0 \eta) \quad (4.21)$$

(siehe Abb. 4.16, oben). Je nach Strahlimpuls tritt als Rückstoßteilchen zu dem ω dabei entweder das $a_0(980)$, oder das $a_2(1320)$ jeweils im Zerfall nach $\pi^0 \eta$ auf. Ansonsten traten innerhalb dieses Kanals keine dominanten Rückstoß-Partner auf.

4.5.1 Zwischenresonanzen im Zerfall nach $\pi^+ \pi^- \eta$ sowie $\pi^0 \pi^0 \eta$

Da der Anteil des ω sehr hoch ist, würde die Unterdrückung entsprechender Ereignisse einen sehr großen Einschnitt in den Phasenraum bedeuten. Dieser Einschnitt ist deshalb so groß, da bedingt durch die Kombinatorik das $m(\pi \pi \pi^0)$ -Spektrum zwei Einträge pro Ereignis erhält. Insgesamt würde eine Unterdrückung von Ereignissen mit einem ω anhand des Konfidenzniveaus der kinematischen Anpassung 70 – 80 % aller Ereignisse verwerfen.

Um trotzdem störende Einflüsse auf die Analyse des $\pi^+ \pi^- \eta$ -Systems zu reduzieren, wurden Ereignisse in den dominanten ωa Kanälen unterdrückt. Je nach Strahlimpuls werden also entsprechend

$$\bar{p}p \rightarrow \omega a_0(980)$$

Ereignisse (bei $p = 900 \text{ MeV}/c$) bzw.

$$\bar{p}p \rightarrow \omega a_2(1320)$$

Ereignisse (bei $p = 1642 \text{ MeV}/c$) verworfen (siehe Abb. 4.16, unten). Dazu wurden analog zu der Selektion des $f_1(1285)$ -Kandidaten in dem 10γ -Kanal (siehe Gleichung 4.15) Ellipsen um die jeweiligen Signale definiert. Insgesamt werden durch dieses Selektionskriterium 3 – 4 % aller Ereignisse verworfen.

Wie in Abb. 4.17 zu erkennen ist, treten in den zweidimensionalen Verteilungen von $\pi \pi \eta$ die $a_0(980)$ sowie $a_2(1320)$ -Bänder in $m(\pi \eta)$ deutlich schwächer hervor, als in den vorherigen Kanälen. Auch das $\eta'(958)$ ist deutlich schwächer ausgeprägt, als es beispielsweise in den rein neutralen Kanälen der Fall war. Das Signal bei

$$m(\pi \pi \eta) \approx 1280 \text{ MeV}/c^2$$

wiederum ist je nach Spektrum teilweise sehr prominent vorhanden, teilweise nur schwach erkennbar. Auch hier unterstützt die Analysen der Zerfallswinkel (siehe Tabelle 4.5) dieses Signals dessen Interpretation als $f_1(1285)$ -Resonanz. Die entsprechenden eindimensionalen Massen-Spektren sind für den geladenen Fall in Abb. 4.18 dargestellt sowie für den neutralen Fall in Abb. 4.19.

Dabei ergibt sich ein ambivalentes Bild: so ist bei dem geringeren Strahlimpuls dieses Signal deutlich in den $\pi^0 \pi^0 \eta$ -Spektren zu erkennen, jedoch nur schwach in den Spektren von $\pi^+ \pi^- \eta$. Bei dem größeren Strahlimpuls hingegen ist es umgekehrt: in den $\pi^0 \pi^0 \eta$ -Spektren ist fast kein Signal bei $1280 \text{ MeV}/c^2$ zu erkennen, während es in $\pi^+ \pi^- \eta$ sehr prominent vorhanden ist.

Ein Signal des $\eta(1405)$ ist in diesem Kanal insbesondere in $m(\pi^+ \pi^- \eta)$ bei der Beschränkung auf das $a_0(980)$ -Band (siehe Abb. 4.18 unten) deutlich zu erkennen, wobei es bei dem geringeren Strahlimpuls stärker ausgeprägt zu sein scheint. Trotzdem ist das Signal auch hier so stark mit Untergrund behaftet, dass es sich nicht näher klassifizieren lässt.

4.5. $\pi^+ \pi^- 2\pi^0 \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- 6\gamma$ -KANAL

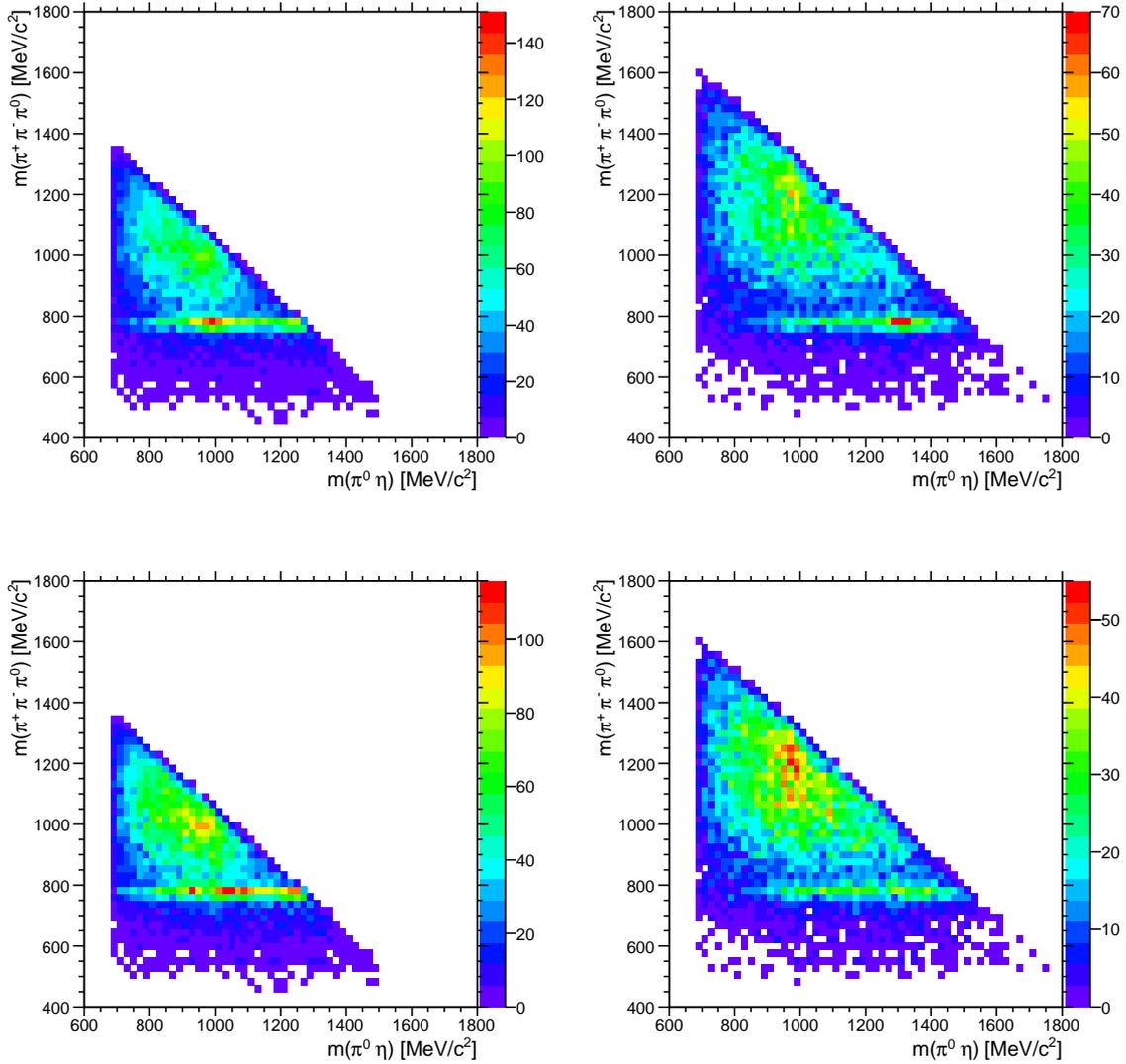


Abbildung 4.16: Verteilung von $m(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ gegen $m(\pi^0 \eta)$ mit stark dominierendem Signal von ωa . Dargestellt jeweils bei einem Strahlimpuls von $p = 900$ MeV/c (links) sowie von $p = 1642$ MeV/c (rechts). Unten sind die entsprechenden Verteilungen mit unterdrückten Signalen von ωa (jeweils 2 Einträge pro Ereignis) zu sehen.

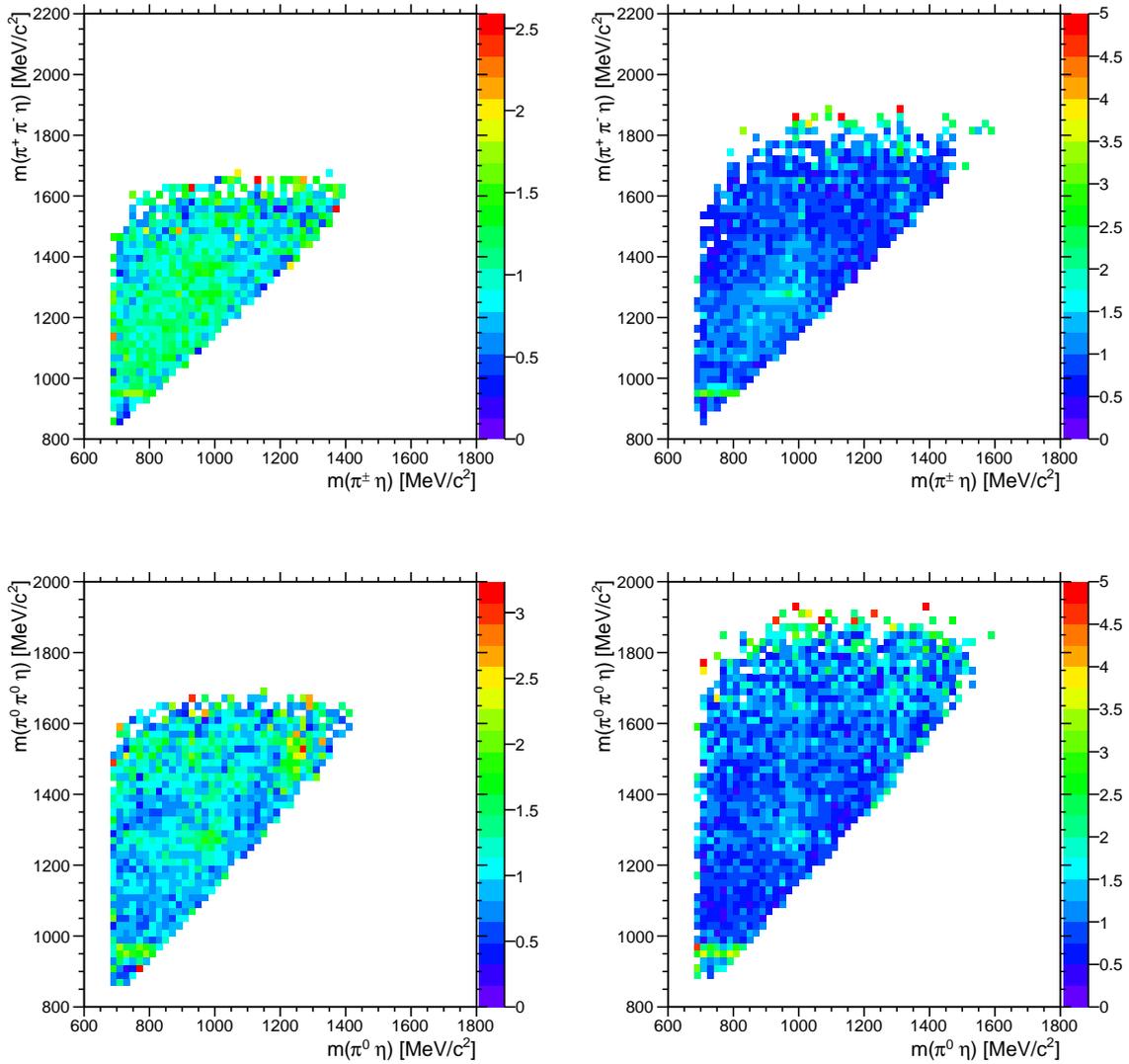


Abbildung 4.17: Oben ist die zweidimensionale Auftragung der invarianten Massen $m(\pi^\pm \eta)$ gegen $m(\pi^+ \pi^- \eta)$ (2 Einträge pro Ereignis) gezeigt, jeweils bei einem Strahlimpuls von $p = 900 \text{ MeV}/c$ (links) und $p = 1642 \text{ MeV}/c$ (rechts). Unten ist die entsprechende neutrale Kombination $m(\pi^0 \pi^0 \eta)$ gegen $m(\pi^0 \eta)$ (4 Einträge pro Ereignis), ebenfalls bei diesen beiden Strahlimpulsen histogrammiert.

4.5. $\pi^+ \pi^- 2\pi^0 \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- 6\gamma$ -KANAL

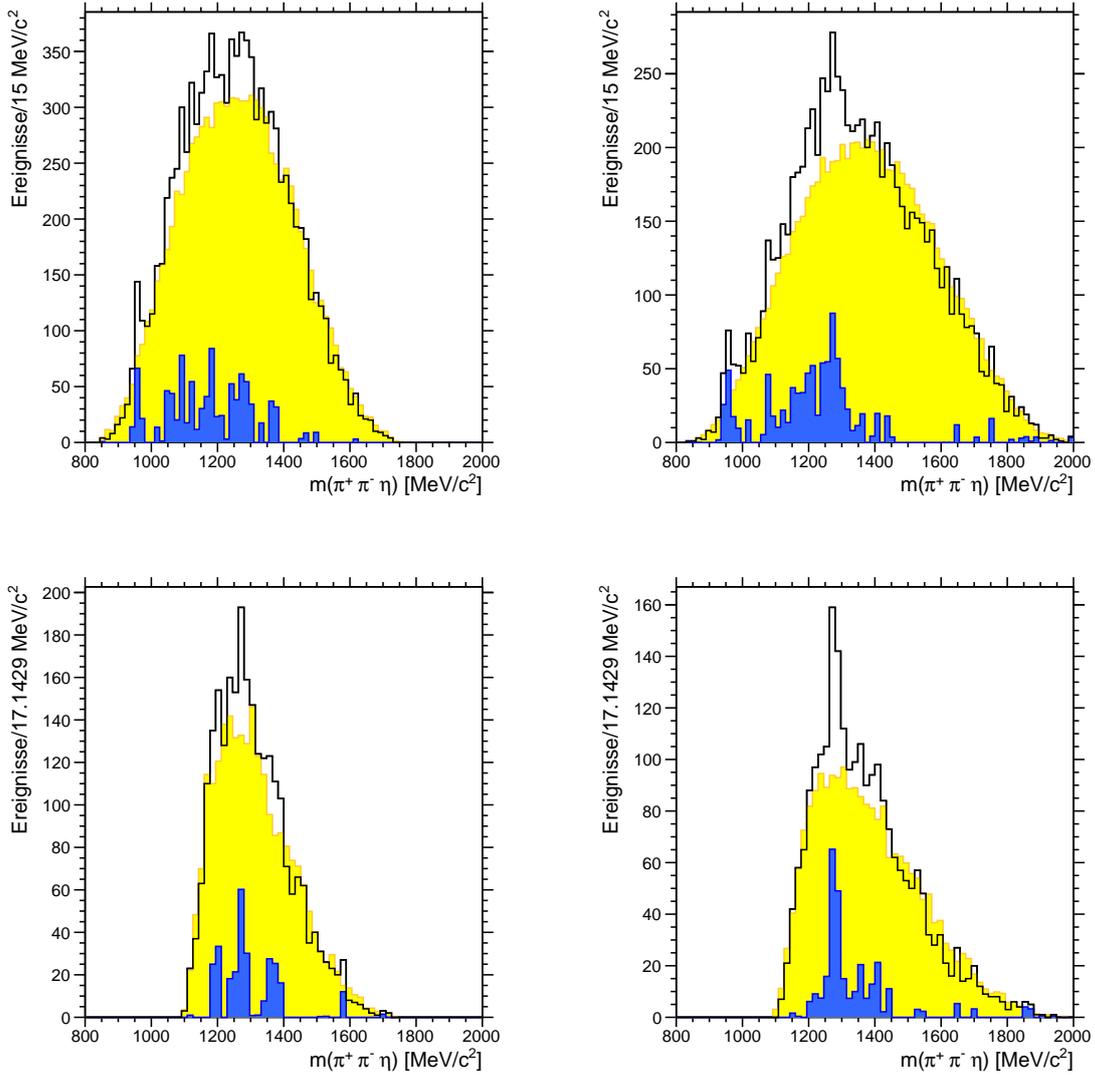


Abbildung 4.18: $m(\pi^+ \pi^- \eta)$ -Spektren jeweils bei einem Strahlimpuls $p = 900 \text{ MeV}/c$ (links) und $p = 1642 \text{ MeV}/c$ (rechts), für sämtliche Ereignisse (oben) und für die im $a_0(980)$ -Band von $m(\pi^\pm \eta)$ vorhandenen Ereignisse (unten).

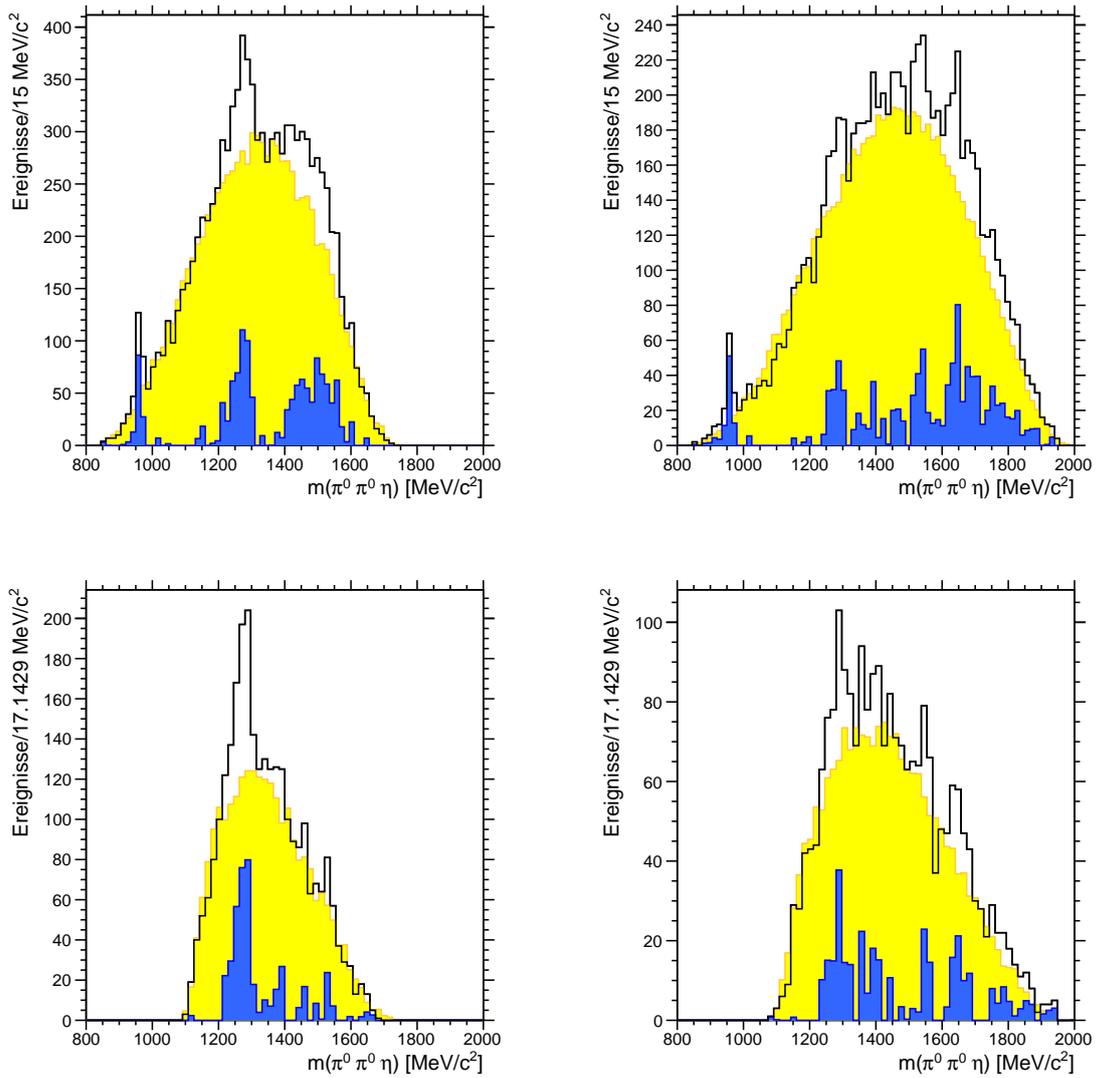


Abbildung 4.19: Analoge Spektren der invarianten Massen $m(\pi^0 \pi^0 \eta)$, jeweils bei einem Strahlimpuls $p = 900 \text{ MeV}/c$ (links) und $p = 1642 \text{ MeV}/c$ (rechts). Oben für alle Ereignisse und unten für die des $a_0(980)$ -Bands in $m(\pi^0 \eta)$.

Da sowohl das $\eta'(958)$ als auch der $f_1(1285)$ -Kandidat sowohl im neutralen als auch im geladenen Zerfalls-Kanal deutlich zu erkennen sind, lassen sich auch hier die Kanäle $\pi \pi \eta'(958)$ sowie $\pi \pi f_1(1285)$ weiter analysieren (siehe Abb. 4.20 und 4.22). Da es sich dabei um Dreikörper Zerfälle handelt, lässt sich deren Kinematik idealerweise in Form von in Dalitz-Plots darstellen.

Das Signal des $f_1(1285)$ -Kandidaten wurde dazu analog zu dem 10γ -Kanal selektiert (siehe Kapitel 4.3.2), indem nur Ereignisse akzeptiert wurden, deren Einträge im zweidimensionalen Massenspektrum von $m(\pi \pi \eta)$ gegen $m(\pi^0 \eta)$ innerhalb einer Ellipse um das Signal des $f_1(1285)$ -Kandidaten und des $a_0(980)$ liegen. Dem $\eta'(958)$ hingegen wurden alle Ereignisse zugeordnet, die in dem $m(\pi \pi \eta)$ -Spektrum innerhalb von $(958 \pm 50) \text{ MeV}/c^2$ liegen.

Resonanzen, die in $\pi^\pm \eta'(958)$ bzw. $\pi^\pm f_1(1285)$ zerfallen, weisen dabei einen Isospin $I \neq 0$ auf, so dass diese Systeme als Isospin-Filter betrachtet werden können. Deshalb sollten solche Kanäle insbesondere auf die π -Resonanzen, wie beispielsweise das $\pi_1(1600)$, sehr sensitiv sein.

4.5.2 $\bar{p}p \rightarrow f_1(1285)/\eta(1295) \pi \pi$

In Abb. 4.20 sind die Spektren von $m(\pi f_1(1285))$ abgebildet, wobei die Identität der hier als $f_1(1285)$ bezeichneten Resonanz nach wie vor unklar ist und auch stark mit Untergrund behaftet ist.

Aufgrund der geringen Anzahl an verfügbaren Ereignissen ist es jedoch auch hier schwer, eindeutige Signale innerhalb der Spektren zu identifizieren. Bei den niederen Strahlimpulsen in $m(\pi^\pm f_1(1285))$ scheint in der blau dargestellten Differenz aus gemessenen zu simulierten Daten ein recht breites Signal zwischen $1600 \text{ MeV}/c^2$ und $1700 \text{ MeV}/c^2$ erkennbar zu sein. Dies würde sich mit dem gelisteten $\pi_1(1600)$ mit der Masse

$$\sqrt{m(\pi_1(1600))^2} = 1662_{-11}^{+15} \text{ MeV}/c^2 \approx \sqrt{2,76 \cdot 10^6 (\text{MeV}/c^2)^2} \quad (4.22)$$

und der Breite

$$\Gamma(\pi_1(1600)) = 234 \pm 50 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.23)$$

(siehe [1]) decken.

Auch die entsprechenden Dalitz-Plots in Abb. 4.21 (unten) weisen bei diesem Wert jeweils an den Grenzen des Phasenraumes ein Maxima auf. Es ist jedoch unklar, wie dieses zu interpretieren ist. Dies könnte auch ein reiner Binning-Effekt sein, wie es besonders an den Phasenraum-Grenzen im Zuge der Akzeptanzkorrektur häufig auftritt.

Des weiteren ist nicht klar, ob das Maximum auf eine Struktur parallel zur x- oder zur y-Achse zurückzuführen ist. So lässt es sich entweder den Werten

$$\sqrt{m(\pi^\pm f_1(1285))^2} \approx \sqrt{2,8 \cdot 10^6 (\text{MeV}/c^2)^2} \approx 1670 \text{ MeV}/c^2$$

zuordnen, oder aber auch

$$\sqrt{m(\pi^\pm f_1(1285))^2} \approx \sqrt{2,5 \cdot 10^6 (\text{MeV}/c^2)^2} \approx 1580 \text{ MeV}/c^2.$$

Bei den Dalitz-Plots des $\pi^0 \pi^0 f_1(1285)$ -Systems (Abb. 4.21, oben) hingegen lassen sich beim kleineren Strahlimpuls kaum Strukturen ausmachen. Bei höheren Strahlimpuls hingegen sind Strukturen erkennbar, die sich entweder

$$\sqrt{m(\pi^0 f_1(1285))^2} \approx \sqrt{2,6 \cdot 10^6 (\text{MeV}/c^2)^2} \approx 1610 \text{ MeV}/c^2$$

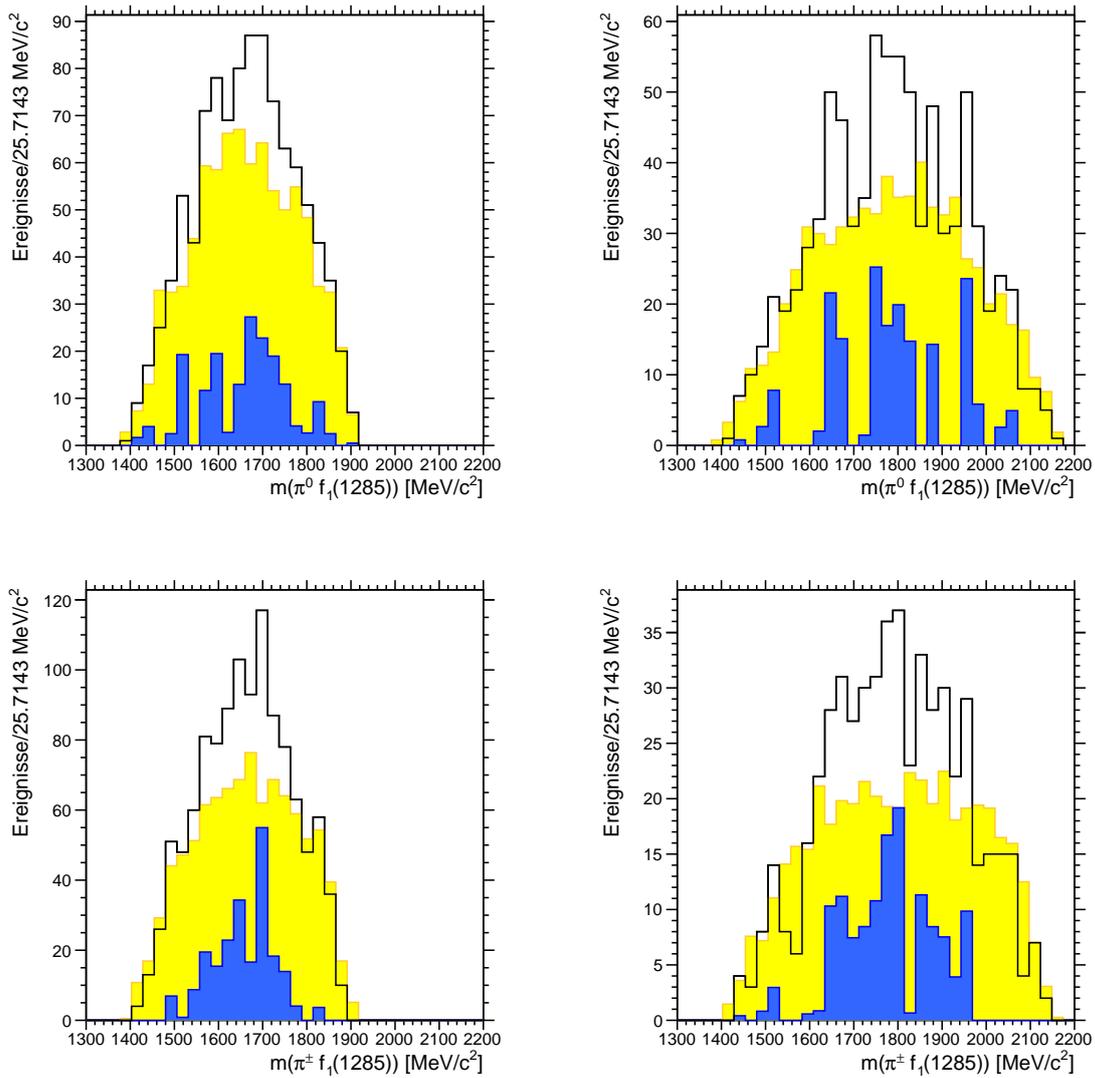


Abbildung 4.20: $m(\pi f_1(1285))$ -Spektren im neutralen Fall (oben) sowie im geladenen Fall (unten). Wie gehabt für beide verfügbaren Strahlimpulse (links: $p = 900 \text{ MeV}/c$ und rechts: $p = 1642 \text{ MeV}/c$) (jeweils 8 Kombinationen pro Ereignis).

4.5. $\pi^+ \pi^- 2\pi^0 \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- 6\gamma$ -KANAL

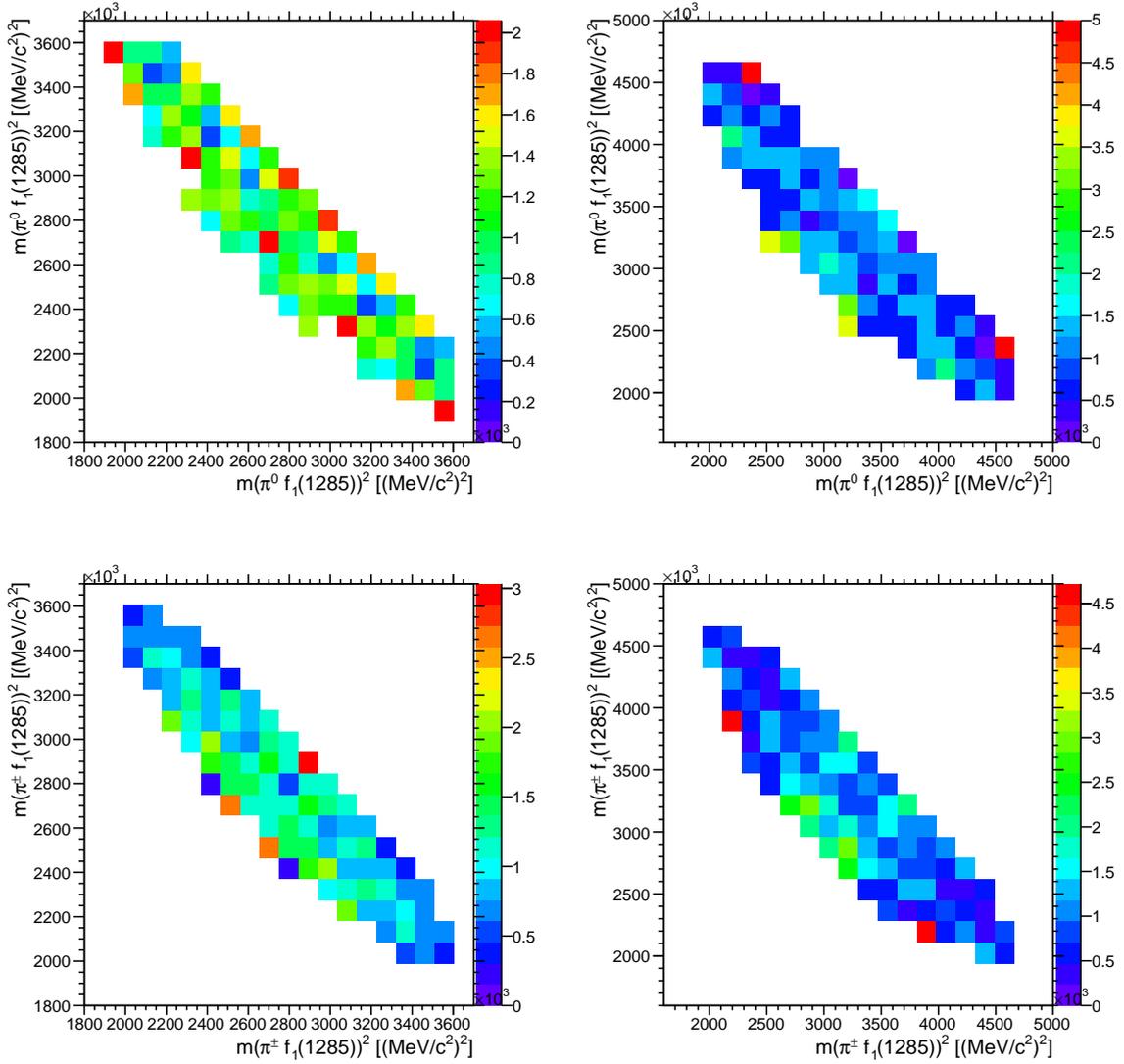


Abbildung 4.21: Effizienz-Korrigierte $\pi^0 f_1(1285)$ -Dalitz-Plots (oben) sowie $\pi^\pm f_1(1285)$ -Dalitz-Plots (unten) jeweils bei einem Strahlimpuls $p = 900 \text{ MeV}/c$ (links) und $p = 1642 \text{ MeV}/c$ (rechts). Die $f_1(1285)$ -Ereignissen beschränken sich dabei auf das $a_0(980)$ -Band in $m(\pi^\pm \eta)$.

zuordnen lassen, oder aber auch

$$\sqrt{m(\pi^0 f_1(1285))^2} \approx \sqrt{3,2 \cdot 10^6 (\text{MeV}/c^2)^2} \approx 1790 \text{ MeV}/c^2,$$

wobei letzterer Fall bevorzugt zu sein scheint.

Strukturen in der Diagonalen dieser Dalitz-Plots lassen sich auf Resonanzen im Zerfall nach $\pi\pi$ zurückführen. Durch Vergleich mit den $m(\pi\pi)$ -Spektren (ohne Abb.) lassen sich dabei die Resonanzen des $\rho(770)$ (in den Dalitz-Plots des kleineren Strahlimpulses am unteren Rand zum Ursprung des Koordinatensystems hin) sowie des $f_0(980)$ (ebenfalls unterer Rand der Dalitz-Plots, jedoch beim größeren Strahlimpuls) ausmachen. Die Signale beider Resonanzen sind jedoch nur schwach ausgeprägt.

4.5.3 $\bar{p}p \rightarrow \eta'(958) \pi\pi$

Für die $m(\pi\eta'(958))$ -Spektren lassen sich analoge Aussagen treffen: eine Signal um

$$m(\pi\eta'(958)) \approx 1600 \text{ MeV}/c^2$$

ist erkennbar, jedoch ist nicht klar, ob es sich dabei tatsächlich um eine beobachtete Resonanz handelt.

Zusätzlich ist noch ein Signal um

$$m(\pi\eta'(958)) \approx 1400 \text{ MeV}/c^2$$

ansatzweise erkennbar, dessen Identität aber nicht näher bestimmt werden kann.

Auch bei den $\pi\pi\eta'(958)$ -Dalitz-Plots lassen sich aufgrund der geringen Anzahl verfügbarer Ereignisse kaum signifikante Strukturen erkennen (siehe Abb. 4.23. Bei

$$\sqrt{m(\pi^0\eta'(958))^2} \approx \sqrt{2,1 \cdot 10^6 (\text{MeV}/c^2)^2} \approx 1450 \text{ MeV}/c^2$$

könnte sich eine schwache Struktur befinden, die Maxima zu den Rändern des Phasenraumes hin aufweist.

In Abb. 4.23 (unten) zeigt sich ein ähnliches Bild. Da das $\eta'(958)$ im Zerfall nach $\pi^0\pi^0\eta$ deutlich signifikanter ist, als im Zerfall in geladene Pionen, ist auch hier das $\pi^\pm\eta'(958)$ -System mit $I \neq 0$ das physikalisch interessantere. In den entsprechenden Dalitz-Plots zeigen sich bei dem niedrigen Strahlimpuls deutliche Maxima, die durchaus von einem recht breiten Signal bei

$$\sqrt{m(\pi^\pm\eta'(958))^2} \approx \sqrt{2,5 \cdot 10^6 (\text{MeV}/c^2)^2} \approx 1580 \text{ MeV}/c^2$$

stammen könnten. Bei dem höheren Strahlimpuls lassen sich keine klaren Signale ausmachen.

Resonanzen im Zerfall nach $\pi\pi$ ergeben Strukturen in der Diagonalen dieser Dalitz-Plots. Bei dem jeweils höheren Strahlimpuls sind dabei diagonale Strukturen im unteren Bereich erkennbar, die sich durch Vergleich mit den $m(\pi\pi)$ -Spektren (ohne Abb.) am ehesten dem $f_2(1270)$ zuordnen lassen.

Ansonsten gilt wie bei allen anderen Dalitz-Plots ebenfalls, dass aufgrund der geringen Anzahl verfügbarer Ereignisse praktisch keine wirklich signifikanten Signale erkennbar sind.

4.5. $\pi^+ \pi^- 2\pi^0 \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- 6\gamma$ -KANAL

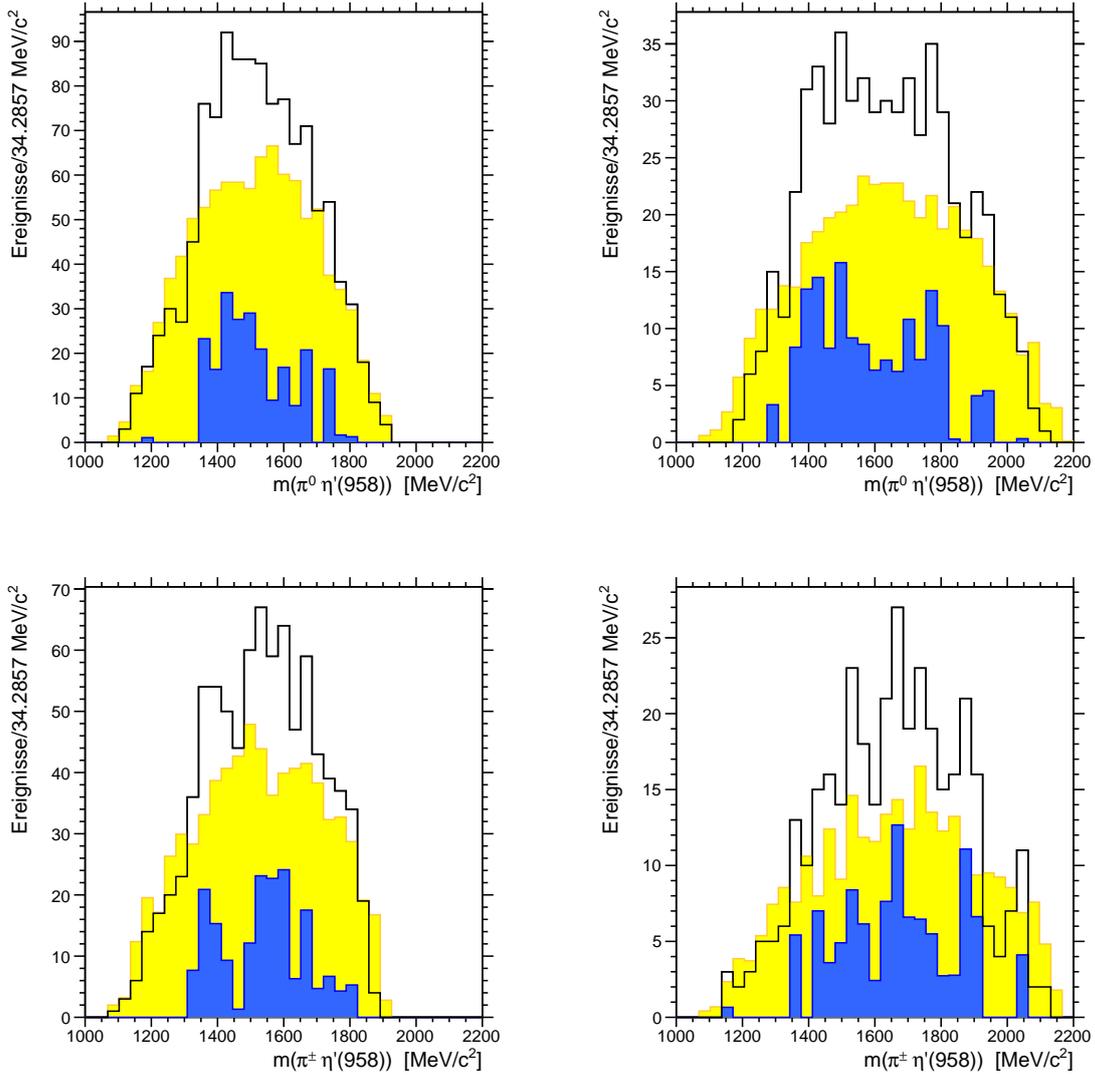


Abbildung 4.22: $m(\pi \eta'(958))$ -Spektren im neutralen Fall (oben) sowie im geladenen Fall (unten). Wie gehabt für beide verfügbaren Strahlimpulse (links: $p = 900 \text{ MeV}/c$ und rechts: $p = 1642 \text{ MeV}/c$) (jeweils 2 Kombinationen pro Ereignis).

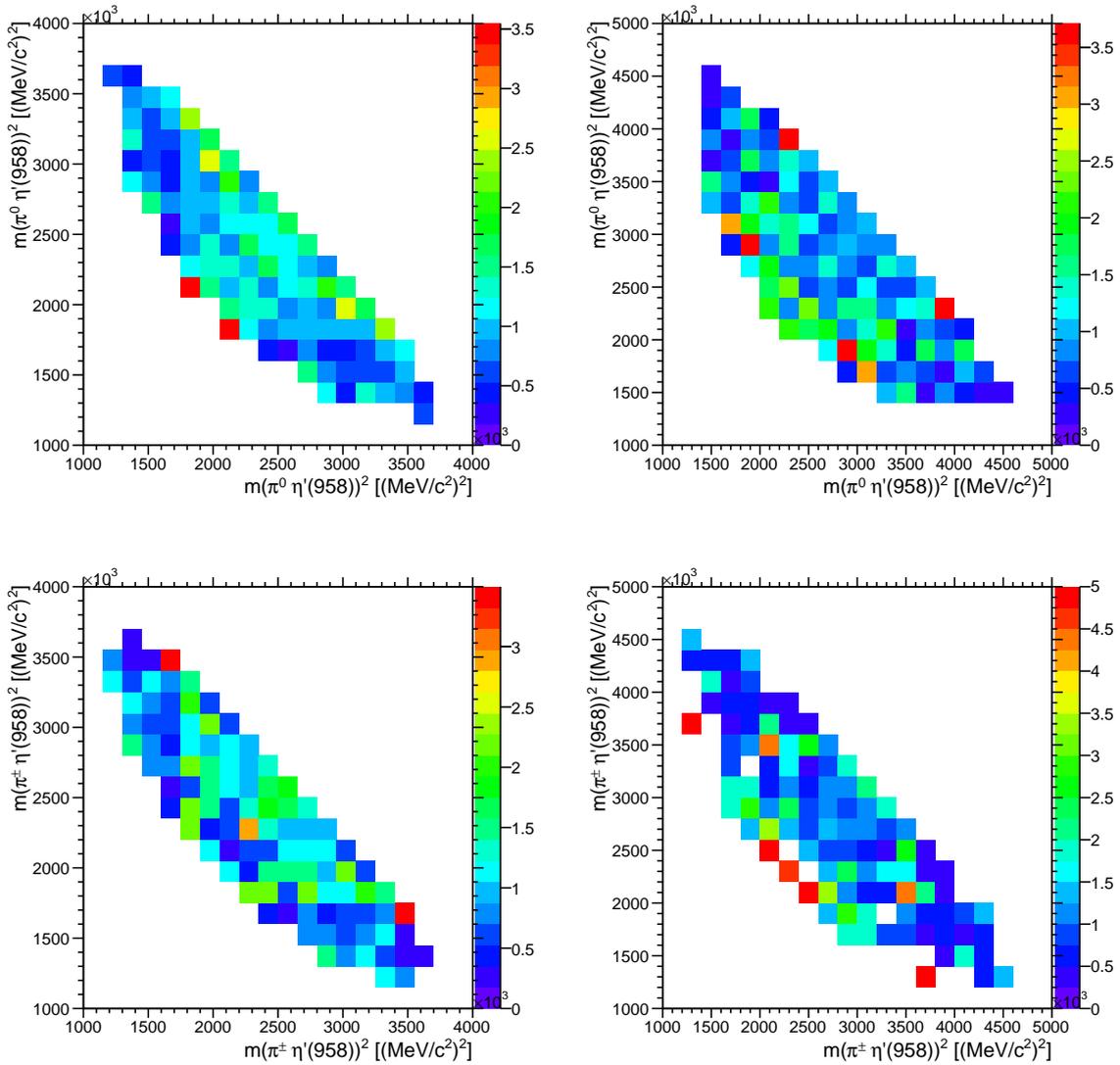


Abbildung 4.23: $\pi^0 \eta'(958)$ -Dalitz-Plots (oben) sowie $\pi^\pm \eta'(958)$ -Dalitz-Plots (unten), jeweils akzeptanzkorrigiert und bei einem Strahlimpuls $p = 900 \text{ MeV}/c$ (links) bzw. $p = 1642 \text{ MeV}/c$ (rechts).

4.5.4 Beiträge der identifizierten Reaktionskanäle

Insgesamt konnten auch hier eine Reihe von Zerfallskanälen identifiziert und deren Beiträge zum $\pi^+ \pi^- 2\pi^0 \eta$ -Kanal abgeschätzt werden. Mit den jeweiligen Anteilen an der Gesamtzahl an verfügbaren Ereignissen sind dies:

Zerfallskanal		$p = 900 \text{ MeV}/c$	$p = 1800 \text{ MeV}/c$
$\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0 \eta$		41,5 %	25,0 %
$\bar{p}p \rightarrow \eta'(958) \pi^0 \pi^0$	$(\eta'(958) \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta)$	0,6 %	0,7 %
$\bar{p}p \rightarrow \eta'(958) \pi^+ \pi^-$	$(\eta'(958) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \eta)$	1,2 %	0,8 %
$\bar{p}p \rightarrow f_1(1285) \pi^0 \pi^0$	$(f_1(1285) \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta)$	1,7 %	3,5 %
	$(f_1(1285) \rightarrow a_0^\pm(980) \pi^\mp)$	0,7 %	1,2 %
$\bar{p}p \rightarrow f_1(1285) \pi^+ \pi^-$	$(f_1(1285) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \eta)$	3,2 %	1,5 %
	$(f_1(1285) \rightarrow a_0(980) \pi^0)$	1,7 %	1,0 %
	$(\eta(1405) \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta)$	< 2,5 %	< 1,2 %
$\bar{p}p \rightarrow \eta(1405) \pi^0 \pi^0$	$(\eta(1405) \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta)$	< 1,9 %	< 1,1 %
	$(\eta(1405) \rightarrow a_0^\pm(980) \pi^\mp)$	—	< 1,5 %
$\bar{p}p \rightarrow \eta(1405) \pi^+ \pi^-$	$(\eta(1405) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \eta)$	—	< 1,5 %
	$(\eta(1405) \rightarrow a_0(980) \pi^0)$	< 0,6 %	< 1,2 %

Tabelle 4.4: Beiträge der Hauptzerfallskanäle im Kanal $\pi^+ \pi^- 6\gamma$.

Wobei die Identität des $f_1(1285)$ nach wie vor unklar ist.

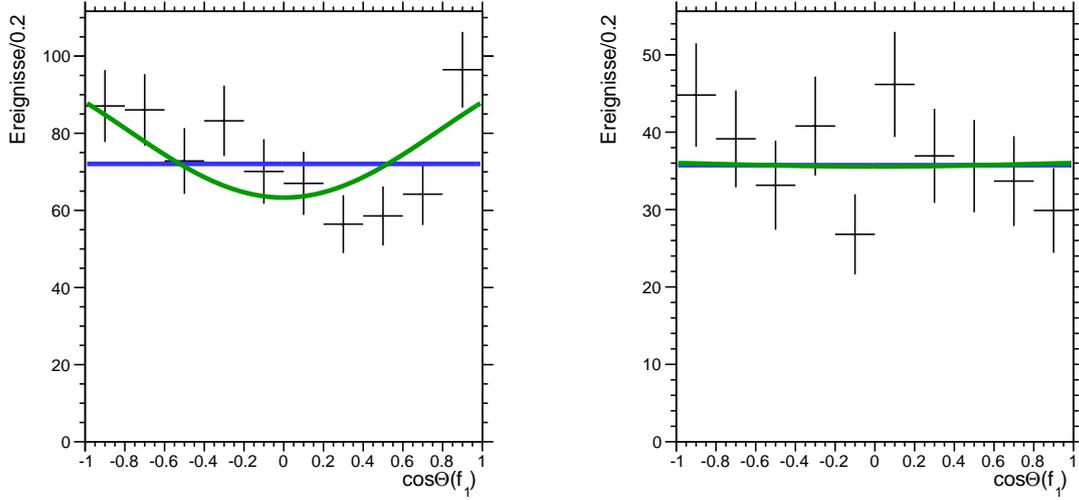


Abbildung 4.24: Links ist die Winkelverteilung des Zerfalls des $f_1(1285)$ -Kandidaten nach $a_0(980)\pi^0$ im Helizitäts-System des $f_1(1285)$ gezeigt (akzeptanzkorrigiert). Dabei ist eine Konstante (blau) sowie die Funktion $A\cos^2\theta + B\sin^2\theta$ (grün) dem Signal angepasst worden. Rechts ist die analoge Winkelverteilung für Untergrundereignisse im Seitenband. Das Histogramm wurde stellvertretend für alle analysierten Signale ausgewählt und zeigt Ereignisse des 10γ -Kanals bei $p = 900\text{ MeV}/c$.

4.6 Ergebnisse

4.6.1 Analyse des Signals bei $m(\pi\pi\eta) \approx 1280\text{ MeV}/c^2$

In allen vier hier untersuchten Kanälen trat ein deutliches Signal in der invarianten $\pi\pi\eta$ -Masse bei etwa $1280\text{ MeV}/c^2$ auf. In [1] sind dabei in diesem Zerfall und bei sehr ähnlicher Masse die Zustände $f_1(1285)$ sowie $\eta(1295)$ gelistet, so dass die Identität dieses Signals nicht eindeutig anhand der invarianten Masse bestimmt werden kann. Deshalb wird zusätzlich versucht, anhand der Zerfallswinkelverteilungen Aussagen über die Quantenzahlen dieser Resonanz zu treffen.

Gemäß [1] ist

$$J^{PC}(f_1(1285)) = 1^{++}, \quad m(f_1(1285)) = 1281,8\text{ MeV}/c^2 \quad \text{und} \quad (4.24)$$

$$J^{PC}(\eta(1295)) = 0^{-+}, \quad m(\eta(1295)) = 1294\text{ MeV}/c^2, \quad (4.25)$$

wobei beide Resonanzen sowohl im direkten Zerfall nach $\pi\pi\eta$, als auch über die Zwischenresonanz $\pi a_0(980)$ beobachtet wurden.

Je nach Quantenzahlen des Ausgangsteilchens ergeben sich unterschiedliche Verteilungen der Zerfallswinkel. Im Zerfall nach $a_0(980)\pi^0$ mit

$$J^{PC}(a_0(980)) = 0^{++} \quad \text{und} \quad (4.26)$$

$$J^{PC}(\pi^0) = 0^{-+} \quad (4.27)$$

der Töchterteilchen [1], sind als Mutterteilchen die Quantenzahlen 0^{-+} , 1^{++} , 2^{-+} , ... erlaubt (jeweils mit unterschiedlichem Bahndrehimpuls L).

4.6. ERGEBNISSE

Kanal		8 γ		10 γ		$\pi^+ \pi^- 4 \gamma$		$\pi^+ \pi^- 6 \gamma$	
Impuls [MeV/c]		900	1800	900	1800	900	1642	900	1642
$\frac{\chi^2}{NDF}$	Konstante	1,09	9,99	2,38	1,65	6,61	3,87	0,83	1,70
	$C_1 \sin(\theta)^2 + C'_2 \cos(\theta)^2$	0,56	8,20	1,74	1,43	2,35	4,23	0,56	1,66

Tabelle 4.5: Anpassung unterschiedlicher Funktionen an den Zerfallswinkel des $f_1(1285)$ -Kandidaten im Zerfall nach $a_0(980) \pi$ zur Bestimmung von dessen Quantenzahlen (siehe auch Abb. 4.7). Aufgelistet sind die jeweiligen χ^2 Werte, normiert auf die Anzahl der Freiheitsgrade NDF . Im Falle der Konstanten beträgt $NDF = 9$, bei der Funktion ist $NDF = 8$.

Gemäß [33] berechnen sich die Winkelverteilungen für den Zerfall der Teilchen $1 \rightarrow 2, 3$ im Helizitätssystem der Resonanz 1 zu:

$$I(\theta) \propto \sum_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3} \rho_{\lambda_1 \lambda_1} |d_{\lambda_1 (\lambda_2 - \lambda_3)}^{s_1}(\theta)|^2 \cdot |A_{\lambda_2 \lambda_3}|^2 \quad (4.28)$$

mit dem Spin des Mutterteilchens s_1 , den Helizitäten λ , der Spin-Dichte Matrix ρ , den d -Funktionen $d_{mm'}^j$ (siehe [1]) sowie der Amplitude A .

So ergeben sich je nach Quantenzahlen des Mutterteilchens bis zu einem Spin von 1 daraus folgende Winkelverteilungen:

$$0^{-+} \Rightarrow I(\theta) = C \quad (4.29)$$

$$\begin{aligned} 1^{++} \Rightarrow I(\theta) &= C_1 \cdot (d_{00}^1)^2 + C_2 \cdot (d_{10}^1)^2 \\ &= C_1 \cos(\theta)^2 + C'_2 \sin(\theta)^2 \end{aligned} \quad (4.30)$$

mit den Konstanten C .

Diese Funktionen wurden an die akzeptanzkorrigierte Winkelverteilung angepasst (siehe Abb. 4.24, links) und die χ^2 Werte, normiert auf die Anzahl der Freiheitsgrade (NDF) der jeweiligen Anpassung, ermittelt (siehe Tabelle 4.5). Daraus wird ersichtlich, dass letzte Funktion die Daten fast aller Kanäle besser beschreibt. Dies ist ein Indiz dafür, dass es sich bei dem Signal hauptsächlich um das des $f_1(1285)$ handelt.

Es bleibt jedoch zu beachten, dass das Signal in allen Fällen stark mit Untergrund behaftet ist, was das Ergebnis ebenfalls mit beeinflusst. Deshalb wurden Ereignisse aus der Seitenband-Region ausgewählt und entsprechende Funktionen an deren Winkelverteilung angepasst. Dazu wurden beispielhaft im 10 γ -Kanal in der $m(\pi^0 \pi^0 \eta)$ -Verteilung mit Beschränkung auf das $a_0(980)$ -Band dem Signal benachbarte Ereignisse ausgewählt (Seitenband). Dabei ergab sich jedoch eine flache Verteilung (Abb. 4.24, rechts), was obige Betrachtung und Resultate bezüglich des $f_1(1285)$ rechtfertigt.

Dieser Zustand wird deshalb innerhalb dieser Arbeit durchweg als $f_1(1285)$ -Kandidaten bezeichnet, wobei eine exakte Bestimmung der Quantenzahlen nur mit einer Partialwellenanalyse möglich ist.

Zusätzlich lässt sich für die Signale dieses $f_1(1285)$ -Zustandes das Verhältnis der Ereignisse in $\pi a_0(980)$ mit $a_0(980) \rightarrow \pi \eta$ zu $\pi \pi \eta$ ohne Zwischenresonanz bestimmen. Für den $f_1(1285)$ -Kandidaten ergibt sich dies zu

$$\frac{\mathcal{BR}(f_1(1285) \rightarrow \pi a_0(980))}{\mathcal{BR}(f_1(1285) \rightarrow \pi \pi \eta)} = 0,80 \quad (4.31)$$

Der Wert für das $f_1(1285)$ lässt sich mit dem Literaturwerten gemäß [1] vergleichen, wo das Verhältnis mit 0,69 angegeben wird. Dies zeigt, dass insbesondere die Anzahl der Ereignisse im Band des $a_0(980) \rightarrow \pi \eta$ überschätzt werden, was sich aber mit der relativ großen Breite des gewählten Bands erklären lässt (siehe Gl. 4.9).

4.6.2 Abschätzung der Wirkungsquerschnitte

Bedingt durch die sehr komplexen Endzustände mit einer Vielzahl an beteiligten und auch teilweise identischen Teilchen, zeichnen sich praktisch alle hier betrachteten Zerfalls-Kanäle durch ihren hohen Anteil an Untergrund aus. Deshalb ist eine exakte Bestimmung einzelner Resonanzen, wie es beispielsweise mittels einer Partialwellen-Analyse möglich wäre, hier nicht praktikabel. Statt dessen wird versucht, Abschätzungen bezüglich der einzelnen Wirkungsquerschnitte zu liefern.

Dazu müssen die bekannten Verzweigungsverhältnisse \mathcal{BR} der rekonstruierten Zuständen berücksichtigt werden. Diese Verzweigungsverhältnisse eines Zustandes geben an, zu welchen Anteilen die unterschiedliche Zerfalls-Modi vorkommen. Sei N' die Anzahl der in einem bestimmten Zerfalls-Modus vorhandenen Ereignisse des Zustandes k . Die Anzahl aller produzierte Ereignisse N von k , was der Summe sämtlicher Zerfallsmodi entspricht, ist dann gegeben durch

$$N_k = \frac{N'_k}{\mathcal{BR}_k} \quad (4.32)$$

mit dem Verzweigungsverhältnis dieses einen rekonstruierten Zerfalls-Modus \mathcal{BR}_k .

Um die Gesamtzahl der produzierten Zustände N_k von k aus der Anzahl der nach der Rekonstruktion und Selektion vorhanden Ereignisse zu bestimmen, muss zusätzlich noch die entsprechende Effizienz ϵ berücksichtigt werden. Diese wird anhand von Monte-Carlo-Datensätze bestimmt. Dazu wird die Anzahl der nach der Selektion verbleibenden Ereignissen auf die Anzahl an generierten Ereignissen einer bestimmten Topologie normiert.

Bei M selektierten Ereignissen eines Zustandes k ist somit die Gesamtzahl der generierten Ereignisse N_k

$$N_k = \frac{M_k}{\mathcal{BR}_k \cdot \epsilon} \quad (4.33)$$

Die hier relevanten Verzweigungsverhältnisse sind gemäß [1]:

$$\begin{aligned} \mathcal{BR}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) &= (98,823 \pm 0,034) \% \\ \mathcal{BR}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) &= (39,31 \pm 0,20) \% \\ \mathcal{BR}(\eta'(958) \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta) &= (43,2 \pm 0,7) \% \\ \mathcal{BR}(\eta'(958) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \eta) &= (21,7 \pm 0,8) \% \\ \mathcal{BR}(f_1(1285) \rightarrow \pi \pi \eta) &= (52 \pm 5) \% \\ \text{via } a_0(980) \pi &\Rightarrow (36 \pm 7) \% \end{aligned}$$

die bei der Betrachtung unterschiedlicher Systeme jeweils miteinander multipliziert werden müssen.

Für $\pi^0 \pi^0 \eta$ mit ausschließlich Photonen im Endzustand ergibt sich somit:

$$\mathcal{BR}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)^2 \cdot \mathcal{BR}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = 38,39 \% \quad (4.34)$$

4.6. ERGEBNISSE

	$\frac{\sigma(\mathbf{3}\pi^0\eta)}{\sigma(\mathbf{4}\pi^0)}$		$\frac{\sigma(\mathbf{4}\pi^0\eta)}{\sigma(\mathbf{5}\pi^0)}$		$\frac{\sigma(\pi^+\pi^-\pi^0\eta)}{\sigma(\pi^+\pi^-\mathbf{2}\pi^0)}$		$\frac{\sigma(\pi^+\pi^-\mathbf{2}\pi^0\eta)}{\sigma(\pi^+\pi^-\mathbf{3}\pi^0)}$	
Impuls	900	1800	900	1800	900	1642	900	1642
WQ	66 %	81 %	39 %	46 %	34 %	43 %	27 %	33 %

Tabelle 4.6: Abschätzungen der Wirkungsquerschnitte (WQ) der untersuchten Kanäle, normiert auf den entsprechenden rein pionischen Endzustands-Kanal $\bar{p}p \rightarrow N\pi$.

und für $\pi^+\pi^-\eta$ spielt nur der Zerfall $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ eine Rolle, der damit dessen \mathcal{BR} entspricht. Die einzelnen Effizienzen pro Kanal sind in Tabelle 3.5 aufgelistet.

Zum besseren Verständnis sowie um allgemeingültigere Ergebnisse zu erhalten, wird der jeweilige Wirkungsquerschnitt auf den Wirkungsquerschnitt des entsprechenden rein pionischen Kanals normiert. Dieser rein pionische Kanal besteht aus der gleichen Anzahl von Endzustandsteilchen, wobei nur das η durch das π^0 -Meson ersetzt wird.

Dazu wurden weitere Monte-Carlo-Datensätze des rein pionischen Untergrundes mit jeweils $5 \cdot 10^5$ Ereignissen produziert. Aus diesen wurden die Effizienzen für den pionischen Untergrund bestimmt, wobei nur Ereignisse akzeptiert wurden, deren Konfidenzniveau für den jeweiligen pionischen Kanal größer als 10 % ist. Weitere Anforderungen an die Selektion wurden nicht gestellt.

Die Abschätzungen der normierten Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Reaktionskanäle sind in Tabelle 4.6 aufgelistet.

5 Das \bar{P} ANDA -Experiment

Das \bar{P} ANDA Experiment ist ein zukünftiges Experiment, das Teil der FAIR Beschleunigeranlage sein wird. Diese Anlage wird in den nächsten Jahren an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) bei Darmstadt entstehen, wobei erste Experimente ab 2018 geplant sind. Für die gesamte Anlage wurden dabei Kosten von ca. 1,03 Mrd. Euro veranschlagt (Stand 2005), die vom Land Hessen, der Bundesrepublik Deutschland sowie 15 weiteren Partnerländern getragen werden. Insgesamt sind an FAIR etwa 3000 Wissenschaftler aus über 40 Ländern beteiligt.

Das \bar{P} ANDA -Experiment, das ein Teil von FAIR werden wird, wird von einer Kollaboration aus über 450 Wissenschaftlern aus 17 Ländern entwickelt und betreut. Zum Zeitpunkt der Entstehung dieser Arbeit befindet sich \bar{P} ANDA im Design- und Prototypen-Status.

Ähnlich wie bei dem Crystal-Barrel-Experiment wird das \bar{P} ANDA -Spektrometer an einem Speicherring für Antiprotonen (am HESR) stehen. Der \bar{p} -Strahl aus dem HESR wird dabei auf ein Wasserstoff-Target treffen, so dass ebenfalls $\bar{p}p$ -Reaktionen studiert werden können. Für \bar{P} ANDA werden dabei Antiprotonen mit einem Impuls zwischen 1,5 GeV/c bis zu 15 GeV/c zur Verfügung stehen.

5.1 Zielsetzungen

Der Schwerpunkt von \bar{P} ANDA werden Studien zur starken Wechselwirkung sein, um ein besseres Verständnis der QCD im nicht-perturbativen Bereich zu gewinnen. Als gluonenreicher Prozess eignet sich die $\bar{p}p$ -Annihilation dafür hervorragend. Da gleichzeitig Zustände aller Quantenzahlen direkt (in Formation) erzeugt werden können, eignet sich der Prozess auch exzellent zur Hadronenspektroskopie.

Insgesamt ergibt sich so ein breites Spektrum unterschiedlicher Fragestellungen, für die \bar{P} ANDA Antworten liefern soll. Diese sind [34, 35]:

Mesonen-Spektroskopie im Charmonium-Bereich

Aufgrund der hohen Strahlenergie wird \bar{P} ANDA in der Lage sein, täglich tausende von $c\bar{c}$ -Zustände im kompletten Energiebereich unterhalb und oberhalb der Open Charm Schwelle zu produzieren. Mit Scans wird es möglich sein, die Massen dieser Zustände im 100 keV Bereich exakt zu bestimmen sowie deren Breite mit einer Präzession von min. 10%.

Suche nach gluonischen Anregungen

Die Erzeugung von Zuständen mit gluonischen Anregungen, wie sie in Glueballs und Hybriden auftreten (vgl. Kapitel 1.3), ist aufgrund der gluonenreichen Prozesse stark begünstigt. Dies bietet die Möglichkeit insbesondere Zustände mit exotischen Quantenzahlen zu beobachten und näher zu klassifizieren.

Studien zu Hadronen in nukleonischer Materie

Durch das Einbetten modifizierter Hadronen in nukleonischer Materie erhofft man sich

neue Erkenntnisse über den Ursprung der Massen von Hadronen. Solche Experimente wurden bisher nur mit leichten Quarks durchgeführt. Aufgrund der hohen Strahlenergien wird es bei \bar{P} ANDA erstmals möglich sein, dieses Vorgehen auf den Charm-Bereich zu erweitern.

Open Charm Spektroskopie

Bei voller Luminosität und einem Strahlimpuls $> 6,4 \text{ GeV}/c$ wird eine große Anzahl D -Mesonen Paaren erzeugt werden. Dadurch sowie aufgrund der vollständig bekannten Kinematik der erzeugten D -Meson Paaren wird eine exakte Vermessung der Spektren von D und D_s -Mesonen möglich sein.

Hypernuklear Physik

In Hypernukleonen werden u oder d -Quarks konventioneller Kerne durch s -Quarks ersetzt. In bisherigen Experimenten konnten bereits Zustände mit einem oder zwei s -Quarks pro Nukleon beobachtet werden, jedoch nur in sehr begrenzter Zahl. Der \bar{p} -Strahl am HESR wird eine deutlich größere Anzahl solcher Nukleonen erzeugen können, was neue Möglichkeiten hinsichtlich der Spektroskopie solcher Zustände sowie für Studien der Kräfte zwischen Hyperonen und Nukleonen bieten wird.

Elektromagnetische Formfaktoren

Neben den spektroskopischen Studien wird \bar{P} ANDA auch in der Lage sein die elektromagnetischen Formfaktoren des Protons im zeitartigen Bereich zu bestimmen. Dies wird von elektromagnetischen Prozesse wie $\bar{p} \rightarrow e^+e^-$ und weitwinkliger Compton Streuung ermöglicht und kann über einen großen Impulsbereich q^2 hinweg durchgeführt werden.

\bar{P} ANDA wird somit ein recht breites Programm abdecken, das insbesondere auch durch das flexible und vielseitige Detektordesign ermöglicht wird.

5.2 FAIR-Beschleunigeranlage

Die zukünftige Beschleunigeranlage von FAIR wird die bis dato existierende Anlage der GSI deutlich erweitern (siehe Abb. 5.1). An der Anlage werden dabei eine Reihe von Experimenten durchgeführt werden können, denen nicht nur Proton bzw. Antiproton-Strahlen zur Verfügung stehen, sondern auch Schwerionen-Strahlen und seltene Isotope. Diese Experimente untergliedern sich wie folgt:

APPA Physik (*Atomic, Plasma Physics and Applications*)

Wird sich mit Fragestellungen aus der Atom- und Plasmaphysik sowie Anwendungen, insbesondere auch im medizinischen Bereich beschäftigen. Experimente: BIOMAT, FLAIR, HEDgeHOB, SPARC und WDM

Physik komprimierter nuklearer Materie

Wird sich anhand Kern-Kern Kollisionen Fragestellungen zum Phasen-Diagramm komprimierter hadronischer Materie widmen. Experiment: CBM

NUSTAR Physik

Zielt auf Fragestellungen der Struktur von Nukleonen sowie astrophysikalische Reaktionen ab. Experimente: DESPEC/HISPEC, ELISe, EXL, ILIMA, LaSpec, MATS, R3B und SuperFRS

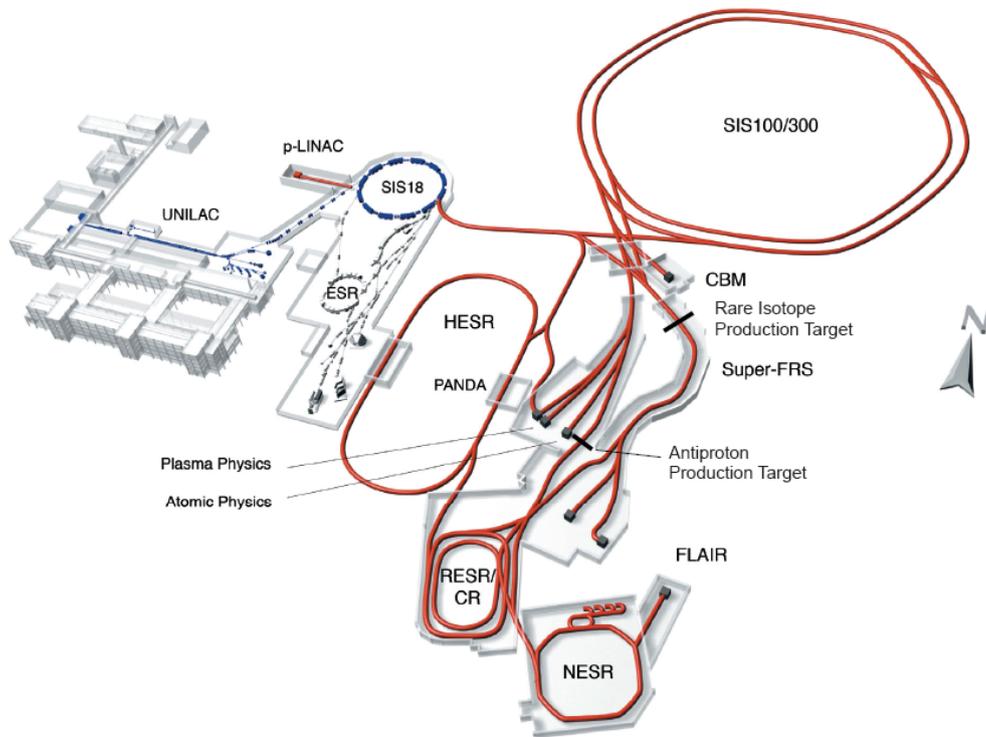


Abbildung 5.1: Übersicht über die FAIR Beschleunigeranlage mit dem HESR Speicherring (Mitte), an dem sich das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment befinden wird.

Physik mit hoch energetischen Antiprotonen

Dieser Aspekt wird von $\bar{\text{PANDA}}$ abgedeckt.

Für $\bar{\text{PANDA}}$ werden Antiprotonen in einem Produktionstarget gebildet, das mit einem 30 GeV/c Protonenstrahl aus dem SIS 100 Speicherring beschossen wird. Diese Antiprotonen werden im *Collector Ring* (CR) gesammelt und mittels stochastischer Kühlung wird ihr Phasenraum reduziert. Im *Recycled Experimental Storage Ring* (RESR) werden die gekühlten Antiprotonen auf die für die Experimente nötige Intensität weiter auf akkumuliert und schließlich mit einem Impuls von 3,7 GeV/c dem *High Energy Storage Ring* (HESR) übergeben.

Im HESR können die Antiprotonen auf Impulse von 1,5 bis 15 GeV/c gebracht und gespeichert werden [35]. Für die Strahlparameter werden dabei zwei Betriebsmodi zur Verfügung stehen, die jeweils unterschiedliche Anforderungen erfüllen werden: der *High Luminosity Mode* (HL) und der *High Resolution Mode* (HR).

Im *High Luminosity Mode* werden Strahlintensitäten mit bis zu 10^{11} gespeicherten Antiprotonen möglich sein, und im *High Resolution Mode* wird eine Impulsengenauigkeit σ_p/p der Größenordnung 10^{-5} erreicht werden. Diese geringe Impulsabweichung wird mittels stochastischer Kühlung sowie (im HR Modus) Elektronenkühlung erreicht. Da die Elektronenkühlung nur bis zu einem Antiprotonen-Impuls von 9 GeV/c verfügbar sein wird, können höhere Impulse nur im HL Modus erreicht werden.

Für die Luminositäten ergeben sich je nach Betriebsmodus unterschiedliche Werte. Im HL Modus beträgt diese $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei einer mittleren Impulsabweichung $\sigma_p/p \approx 10^{-4}$. Im

	LEAR	$\bar{\text{PANDA}}$ (HESR)
Speicher-Kapazität	$10^{10} \bar{p}/\text{h}$	$10^{10} - 10^{11}$
Impulsbereich	$p = 0,1 - 2,0 \text{ GeV}/c$	$1,5 - 15 \text{ GeV}/c$
Auflösung	$\frac{\Delta p}{p} \approx 5 \cdot 10^{-4}$	$\leq 4 \cdot 10^{-5}$
Speicherzyklus	$\approx 45 \text{ min} - 3 \text{ h}$	$20 - 60 \text{ min}$
Ereignisrate	$\approx 6 \cdot 10^3 /s$	$2 \cdot 10^7 /s$
Ausleserate	$\approx 25 - 100 \text{ Hz}$	$1 - 2 \text{ kHz}$

Tabelle 5.1: Vergleich der (Strahl-)Parameter von Crystal Barrel am LEAR-Speicherring und $\bar{\text{PANDA}}$ am HESR.

HR Modus beträgt die Luminosität $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei einer mittleren Impulsabweichung $\sigma_p/p \leq 4 \cdot 10^{-5}$.

Die einzelnen Parameter des HESR (und auch $\bar{\text{PANDA}}$) sind zum Vergleich den entsprechenden Werten von Crystal Barrel am LEAR-Speicherring in Tabelle 5.1 gegenübergestellt. Neben den bedingt durch den technischen Fortschritt offensichtlichen Verbesserungen wie beispielsweise den Raten, fällt bei dem Vergleich auf, dass sich die Auflösung nur unwesentlich verbessert. Dies liegt daran, dass LEAR ebenfalls stochastische und Elektronen-Kühlung verwendete, was zum damaligen Zeitpunkt ein enormer Fortschritt gegenüber vorherigen Experimenten darstellte.

5.3 $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor

Der $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor ist als modulares System konzipiert, das auch nach der eigentlichen Konstruktionsphase noch modifiziert werden kann. Dazu zählen Erweiterungen und Verbesserungen der einzelnen Subdetektoren sowie ein Austausch einzelner Komponenten, um auf veränderte Fragestellungen eingehen zu können¹. Der im Folgenden beschriebene Aufbau beschränkt sich jedoch auf die zu Beginn des Experiments geplante Standard-Konfiguration, mit der u.a. Mesonen-Spektroskopie betrieben werden kann.

Als Fixed Target-Experiment werden $\bar{p}p$ -Kollisionen einen Boost in Vorwärtsrichtung des Laborsystems erhalten. Deshalb ist der gesamte Detektor als symmetrischer Teil um das Target herum (Target-Spektrometer) konzipiert, das zusätzlich um ein asymmetrisch angeordneter Teil in Vorwärtsrichtung (Vorwärts-Spektrometer) ergänzt wird (siehe Abb. 5.2). Auf diese Weise wird eine nahezu vollständige 4π -Abdeckung sowie eine hohe Impulsauflösung über einen großen Bereich erreicht.

5.3.1 Target-Spektrometer

Das Target-Spektrometer ist symmetrisch um das Target herum angeordnet und dient zur Erfassung von Teilchen mit hohem Transversalimpuls p_T . Zur Erzeugung des 2T starken Magnetfeldes dient ein supraleitender Solenoid, der aus einer Spule mit einem inneren Durchmesser von 1,89 m sowie einer Länge von 2,75 m besteht[36].

Die Subdetektoren sind ihrerseits noch einmal in einen fassförmigen Bereich für Winkel $> 22^\circ$ unterteilt sowie einer Endkappe für Winkel bis zu 5° in der vertikalen Ebene und 10°

¹z.B. für Studien zur Hypernuklear-Physik ist eine umfangreiche Modifikation vorgesehen

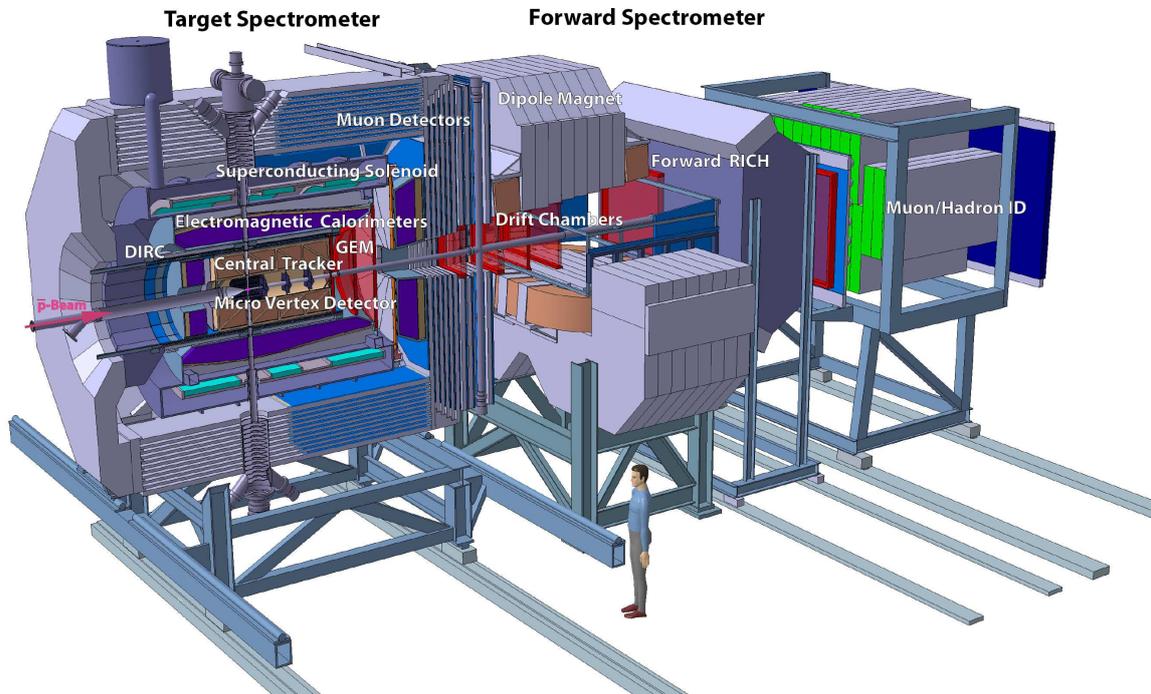


Abbildung 5.2: Übersicht über den \bar{P} ANDA Detektor.

in der horizontalen.

Target

Als Wasserstoff-Target sind momentan noch zwei verschiedene Systeme in Diskussion: ein Cluster-Jet-Target, oder ein Pellet-Target. Beim Cluster-Jet-Target kondensiert gasförmiger Wasserstoff beim Übergang in ein Vakuum und bildet Cluster aus jeweils 10^3 bis 10^4 Wasserstoff-Molekülen. Die Vorteile dieses Systems sind einerseits eine sehr homogene Dichte bei minimaler Aufheizung des Strahls und der Möglichkeit den Strahl sehr genau auf das Target fokussieren zu können.

Bei dem Pellet Target wird ein Strom aus ca. $1 - 1,5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ gefrorener Wasserstoff Pellets transversal durch den Antiproton-Strahl geführt. Die Pellets weisen dabei eine typische Größe von $25 - 40 \mu\text{m}$ auf. Die Vorteile dieses Systems sind einerseits eine höhere Ereignisrate aufgrund der größeren Dichte sowie die exakte Bestimmung des Ursprungs-Vertex durch Tracking der einzelnen Pellets.

Microvertex-Detektor (MVD)

Als innerster Tracking-Detektor wird ein Silizium Halbleiterdetektor zum Einsatz kommen. Dieser Detektor wird auf eine maximale Akzeptanz in unmittelbarer Nähe zum Ursprungs-vertex (im Target) hin optimiert sein. Dafür ist ein mehrlagiges Design vorgesehen, das einen inneren Radius von 2,5 cm und einen äußeren von 13 cm aufweisen wird. Zylindrisch um das Target und den Strahl herum werden vier Lagen aus strahlenharten Pixeldetektoren (innen)

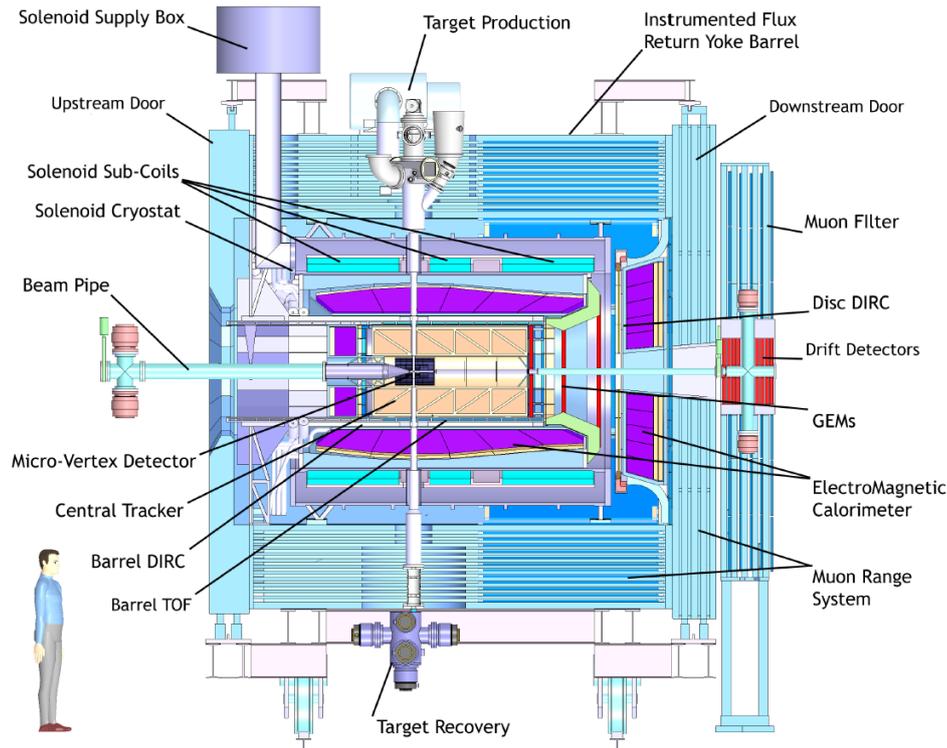


Abbildung 5.3: Übersicht über das Target-Spektrometer [36].

sowie Silizium-Streifen-Detektoren (äußere Lagen) angeordnet sein. Gleichzeitig werden in Vorwärtsrichtung acht Lagen senkrecht zum Strahl Teilchen in kleinen Winkeln erfassen können. Diese acht Lagen bestehen ebenfalls innen aus Pixeldetektoren und mit etwas Abstand zwei weitere aus Streifendetektoren.

Dieses Design ermöglicht auch die Bestimmung sekundärer Vertices, wie sie insbesondere bei D - oder Hyperon-Zerfällen auftreten.

Detektoren zur zentralen Spurrekonstruktion

Als Detektoren zur zentralen Spurrekonstruktion geladener Teilchen wird im fassförmigen Bereich um das Target und den MVD herum ein *Straw Tube Tracker* (STT) zum Einsatz kommen und in Vorwärts-Richtung ein mehrlagiger *Gas Electron Multiplier* (GEM). Diese Detektoren müssen in der Lage sein auch bei der maximal auftretenden Luminosität von mehreren $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ noch alle Teilchenspuren mit einer Impulsauflösung $\delta p/p$ im einstelligen Prozentbereich zu erkennen. Außerdem müssen sie außerhalb des MVDs auftretende sekundäre Vertices, wie sie beispielsweise im Zerfall von K_S^0 oder Λ auftreten, sicher rekonstruieren können.

Der *Straw Tube Tracker* (STT) besteht aus 24 Lagen von mit Aluminium beschlagenen gasgefüllten Mylar-Röhrchen. In jedem dieser Röhrchen ist ein Draht gespannt, wobei die gesamte Struktur (bestehend aus 4200 Röhrchen) aufgrund des Gasdrucks selbsttragend ist. Der gesamte Detektor wird einen inneren Radius von 15 cm und einen äußeren von 42 cm aufweisen sowie 150 cm lang sein. Die einzelnen Röhrchen werden jeweils einen Durchmesser

von 10 mm aufweisen. Damit wird die Spurrekonstruktion mit einer Auflösung von 3 mm in z -Richtung und $150\ \mu\text{m}$ in der x - y Ebene möglich sein.

Die GEM-Detektoren in Vorwärtsrichtung werden die Spuren von Teilchen rekonstruieren, die unter einem Winkel $< 22^\circ$ emittiert werden. Dafür sind drei GEM-Detektoren im Abstand von 1,1 m, 1,4 m und 1,9 m vom Target vorgesehen. Diese Detektoren zeichnen sich insbesondere durch ihre Strahlenhärte sowie ihre um drei Größenordnungen höhere maximale Rate (gegenüber Draht-Kammern) aus [36].

Cherenkov- und Flugzeit-Detektoren

Die Identifikation von geladenen Hadronen und Leptonen über einen großen Impulsbereich hinweg ist essenziell für $\bar{\text{PANDA}}$. Um dieser Anforderung gerecht zu werden, sind eine Reihe von Detektorsysteme geplant. Zur Identifikation von Teilchen mit einem Impuls $> 1\ \text{GeV}/c$ werden Cherenkov-Detektoren zum Einsatz kommen. Diese Detektoren sind als DIRC-Detektoren konzipiert, bestehend aus einem Quarz-Radiator (1,7–2 cm dick), in dem das emittierte Cherenkov-Licht intern durch Totalreflexion zu den Enden geleitet und dort von Photomultiplier erfasst wird. Die Radiatoren werden dazu zum einen fassförmig radial um das Target herum angeordnet sein sowie als runde Platten in Vorwärts-Richtung.

Teilchen mit einem Impuls unterhalb der Cherenkov-Schwelle von Kaonen werden anhand verschiedenster Mechanismen identifiziert werden. Zum einen anhand Energie-Verlust Messungen in den Detektoren zur Spurrekonstruktion, zum anderen anhand eines Flugzeit-Detektors (TOF) im fassförmigen Bereich.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) wird aus Kristallen aus Blei-Wolframat (PbWO_4) als Szintillator bestehen. Dieses Material ist in der Lage die hohen Zählraten bei gleichzeitig sehr kompakter Bauweise verarbeiten zu können. Jeder Kristalle wird ca. 20 cm lang sein, was einer Strahlungslänge von $\approx 22X_0$ entspricht, womit eine Energieauflösung $< 2\%$ bei $> 1\ \text{GeV}$ erreicht werden kann. Im fassförmigen Bereich mit einem inneren Radius von 57 cm werden dabei 11360 keilförmige Kristalle mit einer Frontfläche von $\approx 2,1 \times 2,1\ \text{cm}^2$ verbaut werden. Im vorderen Bereich wird sich eine Endkappe anschließen, die ihrerseits aus 3600 keilförmigen Kristallen ähnlicher Dimensionen besteht. Um eine möglichst vollständige 4π Abdeckung zu erreichen, ist zusätzlich eine Endkappe in Rückwärts-Richtung geplant, die aus 592 Kristallen bestehen wird. Zur Auslese werden sowohl Avalanche-Photodioden, als auch Vakuum-Phototrioden eingesetzt werden. Durch herunter kühlen des kompletten EMCs auf eine Temperatur von -25°C lässt sich zudem die Lichtausbeute um einen Faktor ≈ 4 verbessern.

Mit dem EMC wird es möglich sein ein Verhältnis $e/\pi = 10^3$ bei einem Impuls oberhalb von $0,5\ \text{GeV}/c$ zu erreichen, weshalb eine zusätzliche $e - \pi$ Separation nicht notwendig sein wird.

Myonen-Detektoren

Das den Detektor umschließende Eisenjoch wird im fassförmigen Bereich in 13 Lagen segmentiert sein, zu je 3–6 cm Dicke. In diesem Bereich ist eine solche Dicke ausreichend zur zuverlässigen Absorption von Pionen. Im Vorwärtsbereich ist jedoch aufgrund der höheren Impulse mehr Material notwendig. Zusätzlich zu dem dortigen, ebenfalls segmentierten Eisenjoch

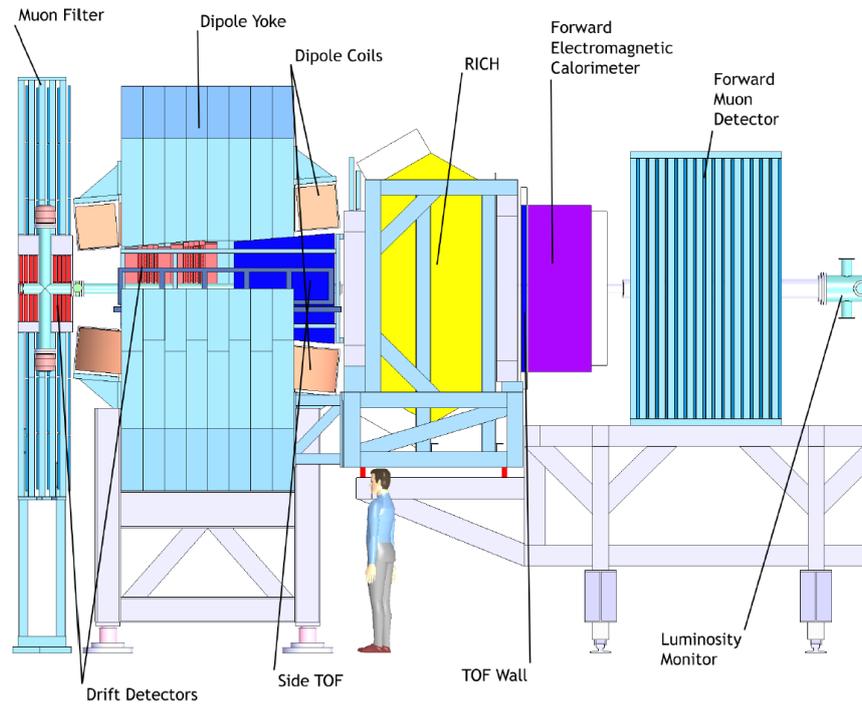


Abbildung 5.4: Übersicht über das Vorwärts-Spektrometer.

werden fünf weitere Lagen Eisen zwischen dem Solenoiden und dem Dipol angebracht werden. Zwischen den jeweiligen Eisenlagen werden zur Detektion geladener Teilchen gasgefüllte Drahtkammern aus Aluminium eingesetzt werden, die von beiden Seiten ausgelesen werden können.

5.3.2 Vorwärts-Spektrometer

Der Vorwärts-Spektrometer ergänzt das Target-Spektrometer, um auch Teilchen mit einem hohen Boost in Vorwärtsrichtung rekonstruieren zu können. Dies betrifft Teilchen, die unter einem Winkel von weniger als 5° in der vertikalen und 10° in der horizontalen Ebene emittiert werden (siehe Abb. 5.4). Zur Erzeugung eines Magnetfeldes wird ein Dipol-Magnet verwendet.

Die Krümmung der Spuren geladener Teilchen wird mittels Drahtkammern bestimmt werden, die entweder als einzelne Zellen, oder als STTs realisiert werden. Zwei dieser Drahtkammern werden dabei vor dem Magneten platziert werden, zwei darin, und zwei weitere dahinter. Dadurch lassen sich die Spuren sowohl von Teilchen mit sehr kleinen Impuls als auch mit maximalen Impulsen rekonstruieren. Die erwartete Impulsauflösung für $3 \text{ GeV}/c$ Protonen beträgt $\delta p/p = 0,2\%$.

Zur Teilchenidentifikation ist ein Cherenkov-Detektor sowie ein planarer Flugzeit-Detektor vorgesehen. Der Cherenkov-Detektor (RICH) wird dabei aus zwei Radiatoren bestehen (Silica-Aerogel sowie ein C_4F_{10} -Gas), was eine $\pi/K/p$ -Separation in einem breiten Impulsbereich von $2 - 15 \text{ GeV}/c$ ermöglicht. Zur Messung der Flugzeit werden innerhalb des Dipol-Magneten sowie im Abstand von 7 m zum Target (vor dem EMC) Plastik-Szintillatoren in planer Anordnung installiert. Dies ermöglicht eine zusätzliche Separation von π/K und K/p auf einer Skala von 3σ bis zu Impulsen von $2,8 \text{ GeV}/c$ bzw. $4,7 \text{ GeV}/c$.

Als Elektromagnetischer Kalorimeter im Vorwärts-Spektrometer wird eines vom Shashlyk-Typ zum Einsatz kommen. Dabei wird das von Szintillatoren emittierte Licht mittels optischen Lichtleitern, die gleichzeitig als Wellenlängenschieber fungieren, Photomultiplier zugeführt. Ein solcher Detektor wurde für das E865 Experiment entwickelt. Es wird eine Energieauflösung von $4\%/\sqrt{E}$ erwartet.

Ergänzt werden diese Detektoren noch um Myon-Detektoren, die ähnlich zu den Myon-Detektoren im Target-Spektrometer aus Lagen eines Absorbermaterials bestehen, in die Drahtkammern eingelassen werden.

5.3.3 Datennahme

Um eine Datennahme mit möglichst hohe Raten bei gleichzeitiger Berücksichtigung unterschiedlichster Ereignis-Topologien zu realisieren, wird ein sich selbst triggerndes Ausleseverfahren angewandt. Die Ausleseelektronik wird kontinuierlich die Detektordaten digitalisieren und autonom zulässige Ereignisse selektieren. Physikalische Parameter, wie Energie-Cluster, oder Spur-Fragmente werden direkt extrahiert und in dieser Online-Selektion berücksichtigt. So werden Zeitfenster mit relevanten Ereignissen online identifiziert und in folgenden Schritten anhand weiterer Daten vollständig rekonstruiert. Die Datenspeicherung erfolgt im Anschluss für vollständig online rekonstruierte und physikalisch sinnvolle Ereignisse.

Dies bietet eine größtmögliche Flexibilität bezüglich der nachträglichen Selektion der unterschiedlichsten Ereignis-Topologien, die von dem $\bar{\text{PANDA}}$ Detektor erfasst werden können. Dadurch können Daten zu physikalische Fragestellungen mit identischen Strahlparametern und Target parallel erfasst werden.

6 Kalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors spielt eine zentrale Rolle für den Erfolg des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments. Um die geforderte Energie- und Ortsauflösung für die nachzuweisenden Teilchen zu erreichen, ist eine präzise Kalibrierung von außerordentlicher Bedeutung.

Hierbei muss insbesondere berücksichtigt werden, dass die Parameter der Kalibrierung zeitlichen Schwankungen unterliegen, die durch eine Vielzahl unterschiedlicher Effekte verursacht werden. So können die optischen Transmissionseigenschaften der Kristalle variieren, bedingt beispielsweise durch Strahlenschäden oder Temperaturschwankungen. Aber auch in der Ausleseelektronik können zum Beispiel Temperaturabhängigkeiten zu unterschiedlichen Messwerten führen. Dies macht eine häufige Rekalibrierung unumgänglich.

Bei $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ kommt ein sich selbst triggerndes Ausleseverfahren zum Einsatz, mit dem es möglich sein wird, die unterschiedlichsten Ereignistopologien gleichzeitig auszulesen. Dazu müssen in der Online-Selektion, also direkt im Datenstrom zur Laufzeit des Experiments, bereits physikalisch zulässige Einträge herausgefiltert werden. Dies ist nur möglich, wenn bereits zur Laufzeit eine aktuelle Kalibrierung zur Verfügung steht. Deshalb muss die Kalibrierung online, also parallel zur eigentlichen Datennahme, erfolgen.

Zur Kalibrierung des EMCs werden verschiedene Techniken zum Einsatz kommen. So wird einerseits ein Monitoring-System anhand von definierten Lichtpulsen die Auslese überwachen. Andererseits wird die Kalibrierung anhand von bekannten physikalischen Ereignissen aus der $\bar{p}p$ -Annihilation erfolgen. Dabei bieten sich insbesondere die Signale des π^0 - als auch des η -Mesons, jeweils im Zerfall nach $\gamma\gamma$ an, da Ereignisse mit diesen Endzustandsteilchen eine besonders hohe Produktionsrate aufweisen. Die Lage dieser Signale im Spektrum der invarianten $\gamma\gamma$ -Massen kann dann bestimmt und mit dem jeweiligen Literaturwert verglichen werden. Aus der entsprechenden Abweichung lassen sich dann die Korrekturfaktoren der Kalibrierung bestimmen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment ein Programm entwickelt, dass anhand von π^0 -Ereignissen im Zerfall nach $\gamma\gamma$ die Korrekturfaktoren der Kalibrierung für jeden einzelnen Kristall sehr performant ermittelt. Um solche physikalischen Ereignisse selektieren zu können, muss zuvor eine Vorkalibrierung stattgefunden haben, mit der eine Energieauflösung $< 10\%$ erreicht wird [35].

Vorkalibrierung

Nach der Endmontage und Temperierung des elektromagnetischen Kalorimeters wird zunächst eine Vorkalibrierung anhand der Signale kosmischer Myonen stattfinden. Aufgrund des triggerlosen Designs wird es problemlos möglich sein, ein Myon-Ereignis in einem Kristall anhand von Signalen benachbarter Kristalle zu identifizieren.

Zur Kalibrierung dient dann die bekannte Position des wahrscheinlichsten Energieverlustes

von Myonen, aus dessen Lage ein Korrekturfaktor für jeden Kristall bestimmt werden kann.

Dieses Verfahren kam bereits beim CMS-Experiment am CERN zum Einsatz, wo so eine Energieauflösung von 2,5 % erzielt wurde [35].

Des Weiteren wird eine Vorkalibrierung anhand eines Teststrahls mit definierten γ -Energien stattfinden, womit die Korrekturfaktoren aus der Kalibrierung mit Myonen überprüft werden können.

Monitoring-System

Zur Überwachung der Lichtausbeute der Kristalle, deren Transmissionseigenschaften für Szintillations-Licht durch Strahlenschäden beeinträchtigt werden kann sowie der Ausleseelektronik dient ein Monitoring-System. Dieses wird während der Laufzeit des Experimentes jeweils in den Pausen zwischen den einzelnen Datennahmen zum Einsatz kommen. Dabei liefert ein Lichtpulsersystem einen definierten Puls, welcher dem Szintillationssignal von γ -Ereignissen nachempfunden ist und dabei γ -Energien von 10 MeV bis 15 GeV simulieren kann [37].

Dieser Puls wird von blauen LEDs mit einer Wellenlänge von 455 nm erzeugt, da auch das Szintillationslicht der PWO-Kristalle des EMCs in diesem Spektralbereich liegt. Zusätzlich werden weitere LEDs mit davon abweichenden Wellenlängen (im roten und grünen Bereich) ebenfalls Lichtsignale liefern.

Da sich Strahlenschäden auf die Transmissivität der Kristalle im blauen Bereich beschränken, können diese anhand der Auslese von Lichtpulsen im entsprechenden Wellenlängenbereich registriert werden. Zur Erkennung anderer Veränderungen, z.B. der optischen Kopplung zwischen Kristall und Photodetektor oder der Ausleseelektronik, dienen die Lichtpulse anderer Wellenlängen.

Der Lichtpulser selbst wird sich dabei außerhalb des gekühlten Bereichs befinden, wobei die Signale über Glasfaserleitungen zu den einzelnen Kristallen geführt werden.

6.0.4 Kalibrierung anhand von $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ Ereignissen

Allgemein muss zur Kalibrierung ein bekanntes Signal in den gemessenen Daten identifiziert und die relevante Messgröße an den entsprechenden Literaturwert angepasst werden. Neben den bereits erwähnten Methoden zur Vorkalibrierung und Monitoring sind dazu Ereignisse aus der $p\bar{p}$ -Annihilation ideal, da sie eine Kalibrierung zur Laufzeit des Experiments ermöglichen.

Insbesondere das π^0 im Zerfall nach $\gamma\gamma$ erfüllt einige Bedingungen, die diesen Zerfall als Signal zur Kalibrierung prädestinieren:

Hohe Produktionsrate

Aufgrund der sehr hohen Produktionsrate ergibt sich in der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse auch ein signifikantes und prominentes Signal ohne Anwendung von Selektionskriterien. Besonders bei sehr schlechter Kalibrierung (wie sie vor der Kalibrierung auftreten können) sollten komplexe Selektionskriterien vermieden werden, da sich dies negativ auf die Kalibrierung auswirken kann.

Bekannte Masse

Masse und Zerfallsbreite des π^0 sind in den letzten Jahrzehnten sehr präzise vermessen worden, so dass sich diese Größen ideal als Referenzwerte anbieten.

Geringe Breite

Die natürliche Zerfallsbreite des π^0 ist so klein, dass die Breite des gemessenen Signals

im Wesentlichen von der Energie- und Ortsauflösung des EMCs abhängig ist. Dies vereinfacht eine präzise Bestimmung der Position des Signals deutlich.

Große Energieabdeckung durch die Zerfallsprodukte

Aufgrund der geringen Masse des π^0 -Zustandes geht ein Großteil der ursprünglichen Strahlenergie in kinetische Energie der π^0 -Mesonen über. Dadurch decken die Photonen aus dem Zerfall des π^0 -Mesons einen deutlich größeren Energiebereich ab, als es bei massiveren Zuständen der Fall wäre.

Im Gegensatz zur Kalibrierung mit monoenergetischen Photonen, die sich auf nur wenige Kanäle im ADC beschränken würde, kann mit der Kalibrierung anhand der Zerfallsprodukte aus dem π^0 eine breites Spektrum verschiedener γ -Energien erfasst werden.

Ein weiteres geeignetes Signal neben dem π^0 ist $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, dessen Produktionsrate jedoch deutlich geringer ist. Bei der Entwicklung des Programms zur Kalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters lag der Schwerpunkt zwar auf der Anpassung des π^0 -Signals. Es wurde jedoch darauf geachtet, das Programm möglichst flexibel zu gestalten. Deshalb sollte sich eine Kalibrierung anhand eines anderen Signals ohne großen Zeitaufwand implementieren lassen.

6.1 Algorithmus

Das der Kalibrierung anhand von π^0 -Zerfällen zugrunde liegende Prinzip kam schon bei einer Reihe anderer, teilweise älterer, aber auch aktueller Experimente zum Einsatz (z.B. Crystal Barrel, BaBar, CMS). Dabei gliedert sich die Vorgehensweise in vier Stufen, die teilweise mehrfach durchlaufen werden (siehe auch Abb. 6.1):

Ereignisse

Im ersten Schritt werden alle invarianten Massen $m(\gamma\gamma)$ in einem Ereignis ermittelt und diese den jeweiligen Zentralkristallen der beteiligten Cluster zugeordnet.

Akkumulation

Die Zuordnung von $m(\gamma\gamma)$ wird für jeden jeweiligen Zentralkristall über eine Vielzahl an Ereignissen durchgeführt und die zugehörigen Werte akkumuliert.

Ermittlung des Messwerts (Fitten)

Sobald genügend Einträge pro Kristall vorhanden sind, werden an die so gebildeten Spektren entsprechende Funktionen angepasst, um den Mittelwert $\langle m_\pi \rangle$ der gemessenen π^0 -Masse zu bestimmen.

Korrektur

Anhand der Abweichung von $\langle m_\pi \rangle$ zum Literaturwert m_π , wird pro Kristall ein Korrekturwert ermittelt, mit dem $\langle m_\pi \rangle$ näher an den Literaturwert geschoben wird.

Iteration

Da $m(\gamma\gamma)$ auch von der rekonstruierten Energie anderer Kristalle abhängig ist, ist es jedoch nicht möglich, unabhängige Korrekturfaktoren für die einzelnen Kristalle direkt zu bestimmen. Stattdessen kommt ein iteratives Verfahren zum Einsatz. Dabei werden die $m(\gamma\gamma)$ -Spektren pro Kristall anhand der in einem ersten Durchgang bestimmten Korrekturfaktoren c_i korrigiert. Die resultierenden Spektren werden erneut gefittet und somit ein neuer Satz an Korrekturfaktoren bestimmt. Dieses Verfahren wird so lange wiederholt, bis die Korrekturfaktoren stabil sind (≈ 5 Iterationen).

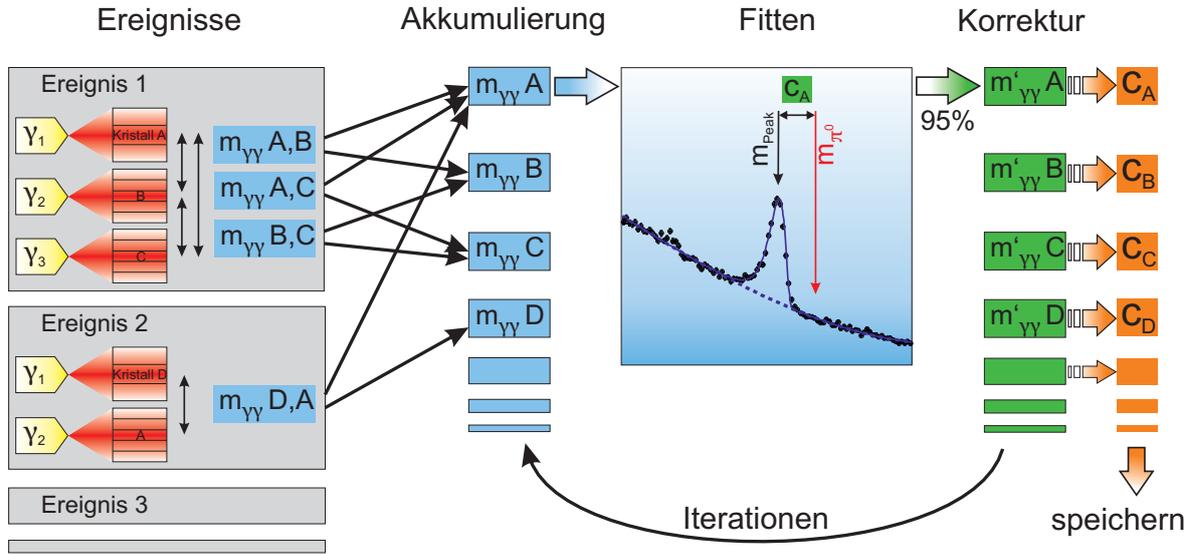


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung des iterativen Verfahrens zur Kalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters.

Im Folgenden werden die einzelnen Schritte detaillierter beschrieben.

6.1.1 γ -Ereignisse im elektromagnetischen Kalorimeter

Photonen, die auf das elektromagnetische Kalorimeter treffen, erzeugen innerhalb der Kristalle elektromagnetische Schauer. Diese Schauer können sich je nach Auftreffposition, Winkel und Energie der ursprünglichen Photonen über mehrere Kristalle verteilen und bilden somit Cluster. In jedem Kristall eines Clusters entsteht dabei Szintillationslicht, dessen Intensität proportional zur deponierten Energie ist. Dieses Licht wird von Photodetektoren hinter jedem Kristall gemessen und anschließend im ADC digitalisiert.

Die in einem Cluster deponierte Energie ist dabei die Summe über die Energien der einzelnen Kristalle:

$$E_{Cluster} = \sum_{i=1}^n c_i A_i \quad (6.1)$$

mit den beteiligten Kristallen i , deren Gesamtzahl pro Cluster n , der Signal-Amplitude des ADCs A_i und dem Korrekturfaktor der Kalibrierung c_i . Die eigentliche Energie des Primär-Photons wird über einer Korrekturfunktion f beschrieben, die anhand von Monte-Carlo-Simulationen ermittelt wird und insbesondere Leckverluste zwischen den einzelnen Kristallen berücksichtigt:

$$E_\gamma = f(E_{Cluster}, \theta) \quad (6.2)$$

Diese Funktion ist abhängig von der im Cluster deponierten Energie sowie von der geometrischen Anordnung des Kalorimeters, die durch die θ -Position des Clusters berücksichtigt wird.

6.1.2 Invariante $\gamma\gamma$ -Masse

Die invariante $\gamma\gamma$ -Masse ist definiert als

$$m(\gamma\gamma) = \sqrt{s} \quad (6.3)$$

$$s = (\mathcal{P}_i + \mathcal{P}_j)^2 \quad (6.4)$$

mit den Vierervektoren der beiden Photonen \mathcal{P}_i und \mathcal{P}_j , $i \neq j$.

Aufgrund der Ruhemasse $m_0 = 0$ von Photonen ergibt sich für die relativistische Energie-Impuls-Beziehung (in natürlichen Einheiten):

$$E^2 = \vec{p}^2 + m_0^2 = \vec{p}^2 \quad (6.5)$$

$$E = |\vec{p}| \quad (6.6)$$

Für s ergibt sich damit:

$$\begin{aligned} s_{i,j} &= (E_i + E_j)^2 - (\vec{p}_i + \vec{p}_j)^2 \\ s_{i,j} &= (E_i^2 - \vec{p}_i^2) + (E_j^2 - \vec{p}_j^2) + 2E_i E_j - 2\vec{p}_i \vec{p}_j \\ s_{i,j} &= 2(E_i E_j - |p_i| |p_j| \cos \alpha_{i,j}) \\ s_{i,j} &= 2 E_i E_j \cdot (1 - \cos \alpha_{i,j}) \end{aligned} \quad (6.7)$$

und für m

$$m_{i,j} = \sqrt{2 E_i E_j \cdot (1 - \cos \alpha_{i,j})} \quad (6.8)$$

mit dem von den beiden Impulsvektoren der Photonen eingeschlossenen Winkel $\alpha_{i,j}$.

Damit ist $m(\gamma\gamma)$ nur abhängig von der Energie der Photonen und dem eingeschlossenen Winkel α . Aufgrund der Annahme, dass die Photonen aus einem gemeinsamen Vertex innerhalb des Targetmaterials stammen, lässt sich der eingeschlossene Winkel α aus den Auftreffpositionen der Photonen im EMC sowie der Verteilung der Energiedeposits im Cluster sehr genau bestimmen. Somit ist die Berechnung von $m_{i,j}$ hauptsächlich abhängig von den gemessenen Energieeinträgen des elektromagnetischen Kalorimeters (und eventuell von Korrekturen zur Bestimmung der exakten Targetposition).

6.1.3 Akkumulation

Um Aussagen über Zwischenresonanzen im Zerfall nach $m(\gamma\gamma)$ treffen zu können, müssen durch Akkumulieren einer Vielzahl von $m(\gamma\gamma)$ -Werten Spektren gebildet werden. Diese Spektren müssen dabei für jeden Kristall separat gebildet werden, um damit die jeweiligen Korrekturwerte der Kalibrierung bestimmen zu können. Damit die Anzahl kombinatorischer Möglichkeiten nicht zu groß wird, werden nur Ereignisse berücksichtigt, die

$$2 \leq N_\gamma \leq 8 \quad (6.9)$$

Photonen enthalten (N_γ als Anzahl der Photonen pro Ereignis) und deren invariante Masse aller Photonen pro Ereignis

$$m_{\sum\gamma} > 0,1 \text{ GeV}/c^2 \quad (6.10)$$

ist.

Für einen Kristall i werden dazu die Werte aller Kombinationsmöglichkeiten von $m(\gamma_i \gamma_j)$, $j \neq i$, akkumuliert, bei denen dieser Kristall der Zentralkristall eines der beiden Cluster ist.

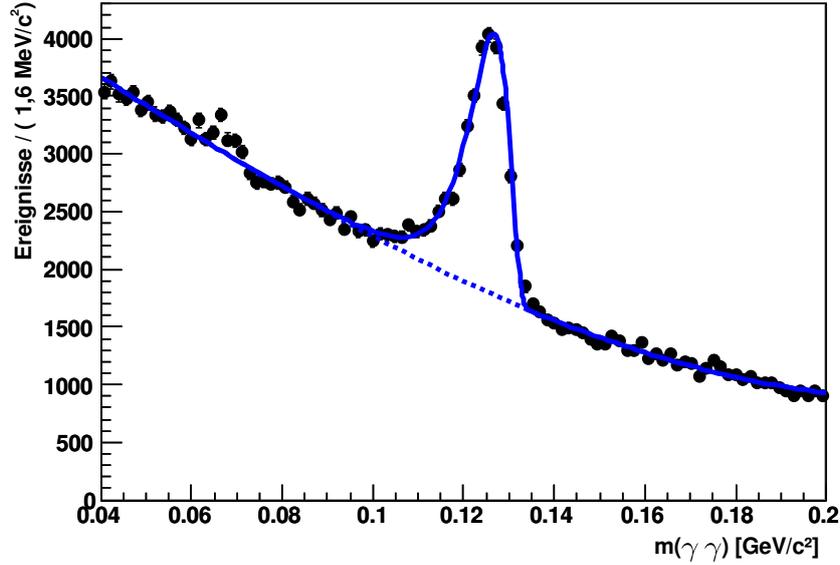


Abbildung 6.2: $m(\gamma\gamma)$ -Spektrum mit angepassten Signal- und Untergrund-Funktionen.

Jeder Wert von $m(\gamma_i\gamma_j)$ wird dabei sowohl Kristall i als auch Kristall j zugeordnet. Je nach Anzahl der Photonen pro Ereignis ergeben sich somit

$$N_\gamma - 1 \quad (6.11)$$

Kombinationen pro Kristall und $N_\gamma(N_\gamma - 1)$ unterschiedliche Kombinationsmöglichkeiten pro Ereignis. Dies verursacht kombinatorischen Untergrund, der zusammen mit weiterem Untergrund (z.B. *Split-Offs*) dem Signal überlagert ist.

Diese Akkumulation erfolgt so lange, bis für jeden Kristall eine ausreichend große Anzahl an $m(\gamma\gamma)$ -Einträge vorhanden ist, um diese statistisch auswerten zu können. Insgesamt ergeben sich für PANDA dadurch über $1,6 \cdot 10^4$ einzelne Spektren (ein Spektrum pro Kristall).

6.1.4 Fitten

Zur Bestimmung der für den Kristall i gemessenen π^0 -Masse $\langle m_{\pi,i}^2 \rangle$ wird an die $m(\gamma\gamma)$ -Spektren eine entsprechende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (*WDF*, englisch: *probability density function*, *p.d.f.*) angepasst. Da sich das Spektrum aus Signal sowie (kombinatorischem) Untergrund zusammensetzt, wird als Funktion die Summe aus einem Polynom für den Untergrund sowie einer Novosibirsk-Funktion für das Signal gewählt.

Das Polynom zur Beschreibung des Untergrunds wurde dabei als Tschebyscheff-Polynom dritten Grades [31] gewählt. Dieses hat den Vorteil, innerhalb des normierten Intervalls $[-1,1]$ orthogonal zu sein. Dadurch sind die einzelnen Parameter der Anpassung unabhängig voneinander, was diese Anpassung deutlich stabiler werden lässt. Die Tschebyscheff-Polynome sind rekursiv definiert als:

$$T_{n+1}(x) = 2xT_n(x) - T_{n-1}(x), \quad T_0(x) \equiv 1, \quad \text{für } n = 0, 1, 2, \dots \quad (6.12)$$

Für die Untergrundfunktion ergibt sich damit:

$$f_B(x) = 1 + B_1 \cdot x + B_2 \cdot (2x^2 - 1) + B_3 \cdot (4x^3 - 3x) \quad (6.13)$$

mit den Parametern $B_{1,2,3}$, die in der Anpassung variiert werden.

Das Signal wird mit einer Novosibirsk-Funktion beschrieben. Diese ist definiert als:

$$f_S(x) = \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln^2\left(1 + \tau \cdot \Lambda \cdot \frac{x-x_0}{\sigma}\right)}{\tau^2} + \tau^2\right)\right), \quad \Lambda = \frac{\sinh(\tau\sqrt{\ln 4})}{\tau\sqrt{\ln 4}} \quad (6.14)$$

mit der Position des Peaks x_0 und der Breite σ . τ definiert dessen Asymmetrie und bestimmt dabei die Länge des Schwanzes. Diese Asymmetrie ist auch der wesentliche Unterschied der Novosibirsk-Funktion zur Normalverteilung und kann dadurch gemessene Daten genauer beschreiben als eine symmetrische Verteilung. Für die Anpassung ergeben sich daraus drei weitere zu variierende Parameter: x_0 , σ und τ . Insgesamt ergibt sich daraus die Funktion

$$f(x, a) = C \cdot f_S(x) + (1 - C) \cdot f_B(x), \quad (6.15)$$

die als Modell bzw. WDF mit einem geeigneten Satz an Parameter die Daten wiedergibt (siehe Abb. 6.2) und normiert sein muss. Im Zuge der Anpassung müssen somit sieben Parameter a variiert werden: x_0 , σ , τ , C und $B_{1,2,3}$.

Dazu wird der *Likelihood*-Wert gebildet (siehe [38])

$$F = -\sum_i \ln f(x_i, a) \quad (6.16)$$

mit x_i als den einzelnen $m(\gamma\gamma)$ -Werte der Histogramme. Der Wert F gibt ein Wahrscheinlichkeitsmaß an, mit der die Funktion $f(x_i, a)$ mit gegebenem Satz an Parametern a die Daten beschreibt. Durch Variieren dieser Parameter kann im Zuge der Anpassung somit der Parameter-Satz bestimmt werden, für den der *Likelihood*-Wert F maximal wird.

Der Referenzwert zur Kalibrierung, also $\langle m_\pi^2 \rangle$, entspricht dabei der Position des Peaks der Novosibirsk-Funktion, also x_0 . Die weiteren Variablen aus der Anpassung sind für die eigentliche Kalibrierung nicht relevant.

6.1.5 Korrektur

Aus dem für jeden Kristall i bestimmten Wert von $\langle m_{\pi,i}^2 \rangle$ lässt sich durch den Vergleich der π^0 -Masse mit dem Literaturwert aus [1] ein Korrekturfaktor c_i für den gemessenen Energiedeposit pro Kristall bestimmen:

$$c_i = \frac{m_{\pi,PDG}^2}{\langle m_{\pi,i}^2 \rangle}, \quad (6.17)$$

wobei sich die quadratische Abhängigkeit aufgrund von:

$$m^2(\gamma_i \gamma_j) = 2 E_{\gamma_i} E_{\gamma_j} \cdot (1 - \cos \alpha_{i,j}) \quad (6.18)$$

(vgl. Gleichung 6.8) ergibt.

Mit diesen Korrekturfaktoren werden die $m(\gamma\gamma)$ -Spektren zum Referenzwert von m_π hin verschoben und der jeweilige Energiedeposit somit korrigiert. Aufgrund der Abhängigkeiten von $m(\gamma\gamma)$ von den Messwerten anderer Kristalle geschieht dies jedoch in einem iterativen Verfahren.

Photonen, die am Rand der einzelnen Segmente des Kalorimeters auftreffen, sind aufgrund von Leckverlusten nur sehr ungenau rekonstruierbar. Deshalb werden bei der Korrektur der Energiedeposits von Kristall i entsprechende $m(\gamma_i, \gamma_j)$ -Werte übersprungen, wenn das jeweils zweite γ_j in einem Randkristall j detektiert wurde.

6.1.6 Iterationen

Das $m(\gamma\gamma)$ -Spektrum eines Kristalls ist abhängig von den Energiemessungen einer Vielzahl anderer Kristalle. Dies sind einerseits die Kristalle in unmittelbarer Nachbarschaft, über die sich das jeweilige Cluster erstreckt, aber auch die Kristalle des Clusters des jeweils zweiten Photons in der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse.

Abb. 6.3 zeigt die Verteilung des Energiedeposits pro Kristall innerhalb der Cluster, normiert auf die Cluster-Energie. Bei

$$\frac{E_{\text{Kristall}}}{E_{\text{Cluster}}} = 1$$

ist die Gesamtenergie des Clusters nur von dem Energieeintrag des Zentralkristalls abhängig, was ca. 9% aller detektierten Photonen entspricht und vor allem bei niederenergetischen Photonen auftritt. Bei

$$\frac{E_{\text{Kristall}}}{E_{\text{Cluster}}} < 1$$

hingegen ist E_{Cluster} auch von den Energieeinträgen umliegender Kristalle und damit deren Korrekturfaktoren abhängig.

Insgesamt ergibt sich also eine breite Streuung an Abhängigkeiten bei der $m(\gamma\gamma)$ -Bestimmung von den Korrekturfaktoren der Kalibrierung. Da aber von einer Vorkalibrierung ausgegangen werden kann, resultieren diese Abhängigkeiten in einer effektiven Verschmierung der Energieauflösung.

Um die beste Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters zu erreichen, müssen die Korrekturfaktoren der Kalibrierung deshalb in einem iterativen Prozess bestimmt werden. Dabei werden die $m(\gamma\gamma)$ -Spektren eines Kristalls i um den in einem ersten Durchlauf der Kalibrierung bestimmten Werten $c_{i,1}$ zum richtigen Wert von m_π hin verschoben. Zur Vermeidung von Oszillationen um die π^0 -Nominalmasse geschieht die Anpassung gedämpft, d.h. es wird dabei nicht um den vollen Wert von $c_{i,k}$ geschoben, sondern nur um einen bestimmten Anteil (z.B. $d = 95\%$)

$$E'_i = C_{i,k} \cdot E_i \quad \text{mit} \quad (6.19)$$

$$C_{i,k} = (c_{i,k} - 1)d + 1. \quad (6.20)$$

Diese Korrektur wird anteilig auf die Energie des Clusters $E_{\text{Cluster}, i \in \text{Cluster}}$ angewandt:

$$E'_{\text{Cluster}} = C_{i,k} \cdot A_i E_{\text{Cluster}} + (1 - A_i) E_{\text{Cluster}} \quad \text{mit} \quad (6.21)$$

$$A_i = \frac{E_i}{E_{\text{Cluster}}} \quad (6.22)$$

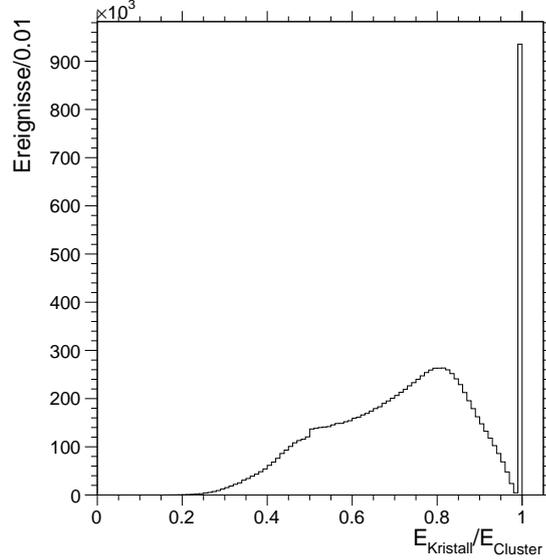


Abbildung 6.3: Energiedeposit pro Zentral-kristall im Cluster, normiert auf die Gesamtenergie des Clusters E_{Cluster} .

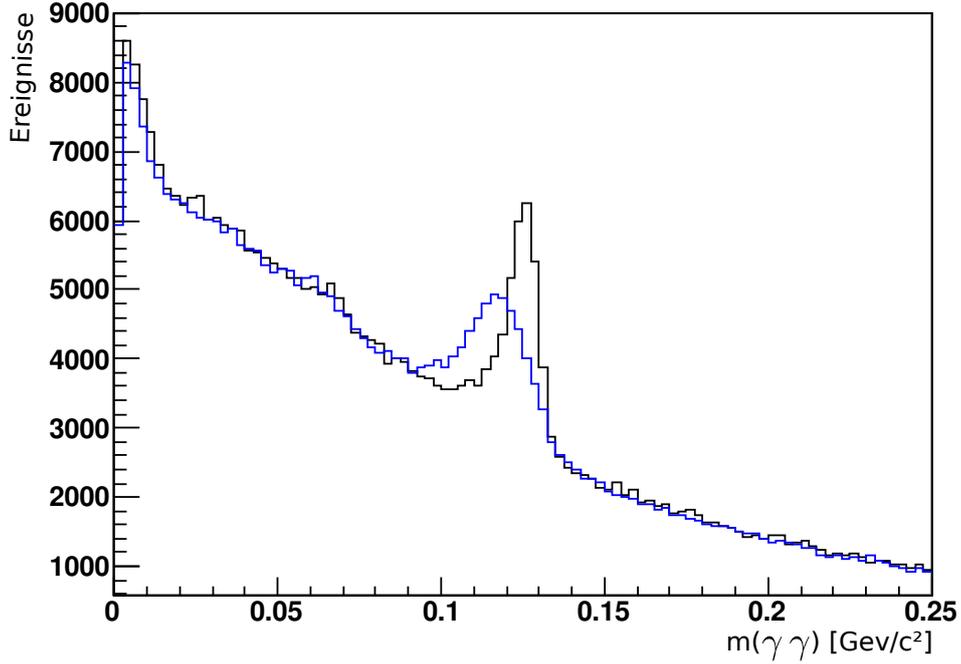


Abbildung 6.4: $m(\gamma\gamma)$ -Spektren der Monte-Carlo-Ereignisse ohne (schwarz) sowie mit einer Verschmierung (blau) der γ -Energien zur Simulation der Fehlkalibrierung des EMCs.

und daraus E'_{γ_i} bestimmt.

Für $m'(\gamma_i \gamma_j)$ ergibt sich damit

$$m'^2(\gamma_i \gamma_j) = 2 E'_{\gamma_i} E'_{\gamma_j} \cdot (1 - \cos \alpha_{i,j}) \quad (6.23)$$

$$= 2 (C_{i,k} E_{\gamma_i}) (C_{j,k} E_{\gamma_j}) (1 - \cos \alpha_{i,j}) \quad (6.24)$$

$$= C_{i,k} C_{j,k} \cdot m^2(\gamma_i \gamma_j). \quad (6.25)$$

Die korrigierten $m'(\gamma\gamma)$ -Spektren werden erneut gefittet und damit ein neuer Satz an Korrekturfaktoren $c_{i,k+1}$ bestimmt. Dieses Verfahren wird so lange wiederholt, bis durch weitere Iterationen keine signifikante Verbesserung mehr auftritt und es somit konvergiert ist (≈ 5 Iterationen).

Im Anschluss werden dann aus den Werten von $C_{i,k}$, also den Korrekturfaktoren pro Kristall und Iteration, die globalen Korrekturfaktoren C_i als deren Produkte bestimmt:

$$C_i = \prod_{k=1}^M C_{i,k} \quad (6.26)$$

mit der Anzahl an Iterationen M und den jeweiligen Iterationen k .

6.2 Generierung der Daten

Da \bar{P} ANDA ein Fixed-Target-Experiment ist, ergibt sich eine sehr inhomogene Verteilung der Ereignisse für die Endzustandsteilchen im Kalorimeter. Um diese Verteilung sowie die zu erwartenden Raten zu studieren, wurden Monte-Carlo-Ereignisse generiert. Dazu wurde ein

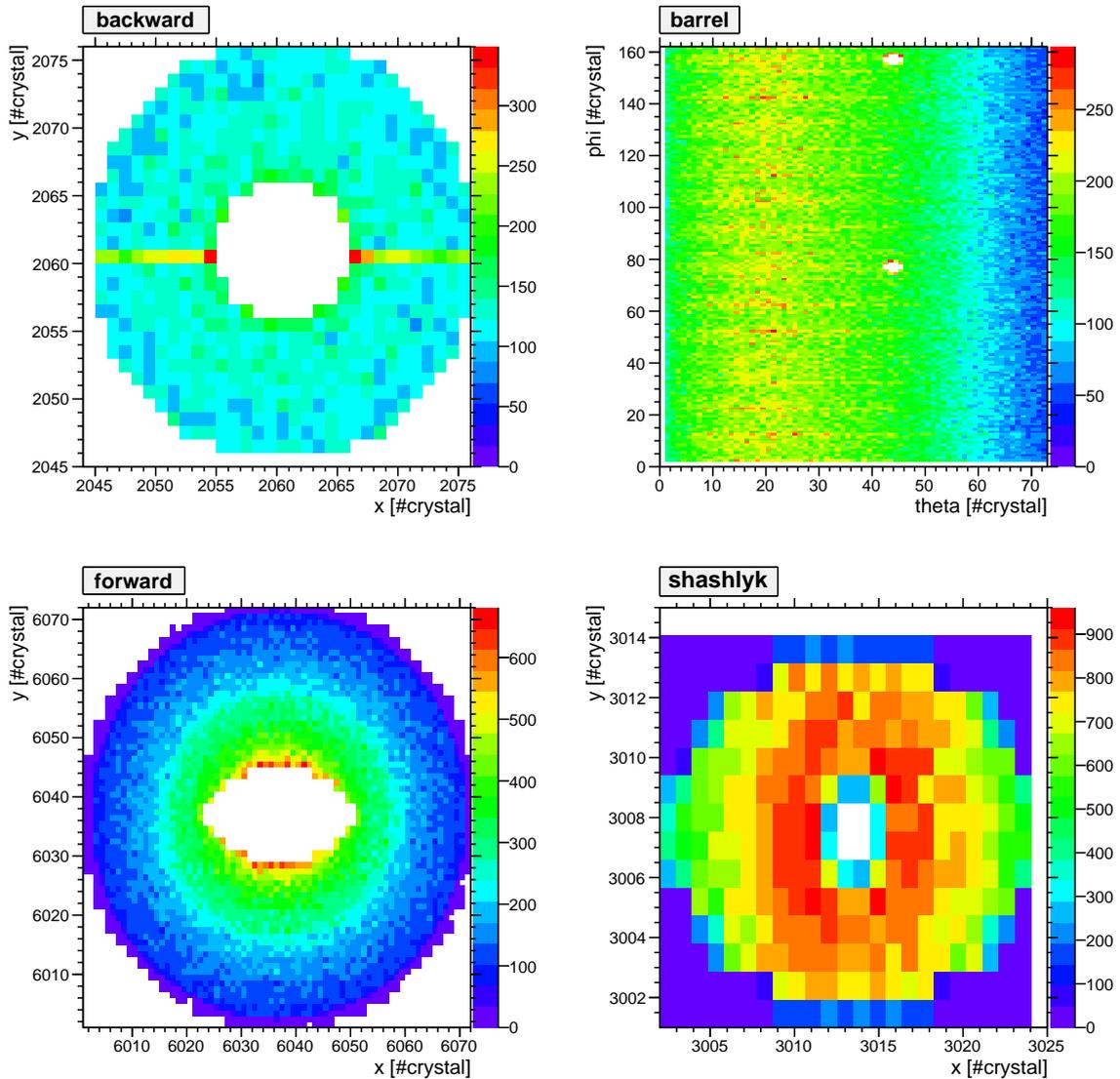


Abbildung 6.5: Zu erwartende Raten bei \bar{P} ANDA für die einzelnen Kristalle des EMCs, in denen Energie deponiert wird. Angaben jeweils in kHz pro Kristall. Horizontale oder vertikale Streifen entstanden durch Binning-Effekte und sind zu vernachlässigen. Die Ereignisse wurden mit dem DPM-Generator bei einem Strahlimpuls von $p = 3 \text{ GeV}/c$ erzeugt und durch den vollständigen Detektor propagiert.

Generator benutzt, der gemäß dem *Dual Parton Model* (DPM) [34, 39] unterschiedliche Ereignis-Topologien leichter Quarks aus dem Zerfall des $\bar{p}p$ -Systems in physikalisch realistischen Verhältnissen erzeugt. Die Rate der Ereignisse sowie deren kinematisch korrekte Verteilung innerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters können somit realitätsnah studiert werden.

Zur Simulation wurde ein Strahlimpuls von 3 GeV/c gewählt und damit ein Datensatz mit $1,5 \cdot 10^6$ Ereignissen generiert. Dieser für PANDA relativ niedrige Strahlimpuls wurde zunächst einmal gewählt, um eine hohe Ereignisrate in Rückwärtsrichtung zu erhalten, da in diesem Bereich die Raten mit steigendem Strahlimpuls geringer werden.

Zum Testen der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Kalibrierung anhand generierter Daten müssen diese die Ausgangssituation vor der Kalibrierung adäquat beschreiben. Da dabei von einer Vorkalibrierung mit einer Energieauflösung $< 10\%$ ausgegangen werden kann, müssen die Energien der simulierten γ -Einträge entsprechend verschmiert werden. Dazu werden die Energieeinträge in den Kristallen im Zuge der Simulation der Digitalisierung mit einem zusätzlichen Faktor d_i multipliziert, wobei jedem Kristall i ein konstanter Faktor zugewiesen wird.

Die Werte d_i werden vor der Simulation gaußverteilt mit $\sigma = 0,1$ generiert. Als Mittelwert wird ein um maximal 10% von 1 abweichender Wert genommen, um einer möglichen systematischen Verschiebung der Energiemessung Rechnung zu tragen. Insgesamt ergibt sich damit eine Verschmierung der Energieauflösung um $\approx 10\%$, bezogen auf 1 GeV Photonen, mit zusätzlicher systematischer Unter- bzw. Überschätzung der Messwerte.

Neben DPM-Ereignissen wurden in gleicher Weise auch Ereignisse mit verschmierten $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^0\eta$ sowie $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\eta$ Ereignisse präpariert, um eine Anreicherung von Ereignissen mit π^0 und η -Mesonen zu erreichen. Gleichzeitig wurde im Zuge dieser Arbeit der Satz an Parametern zur Verschmierung d_i mehrfach neu erzeugt, um die Allgemeingültigkeit des Kalibrierverfahrens zu testen.

6.2.1 Ereignisraten und Verteilung der γ -Energien

Insgesamt ergibt sich aus den mit dem DPM-Generator bei einem Strahlimpuls von $p = 3$ GeV/c produzierten Ereignissen folgende Verteilung der Photonen innerhalb des Kalorimeters: 26 % in Vorwärtsrichtung (Vorwärts-Endkappe), 65 % im fassförmigen Bereich, 3 % in Rückwärtsrichtung (Rückwärts-Endkappe) und 6 % im Shashlyk-Kalorimeter.

In Abb. 6.5 sind die Raten der γ -Einträge pro Kristall in kHz dargestellt. Die Kristalle mit den geringsten Raten befinden sich erwartungsgemäß in der Endkappe des EMCs im Rückwärtsbereich, aber auch in Rückwärtsrichtung des fassförmigen Bereichs. Trotzdem sind auch die kleinsten auftretenden Raten im Bereich von 50 kHz und damit hoch genug, um eine ausreichende Anzahl an Ereignissen für alle Kristalle innerhalb weniger Sekunden zu erhalten.

Zusätzlich ist auch die Verteilung der γ -Energien von Interesse. Die entsprechenden Spektren aller Photonen aus dem DPM-Generator sowie aus dem Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, sind in Abb. 6.6 dargestellt.

Aus den Verteilungen der γ -Energien wird deutlich, dass erwartungsgemäß die meisten hochenergetischen Photonen in den Vorwärtsbereich des Kalorimeters fliegen. Aber auch im Fassbereich sowie im Shashlyk-Kalorimeter treffen noch hochenergetische Photonen auf. In Rückwärtsrichtung hingegen gibt es nur noch vereinzelt Photonen aus dem π^0 -Zerfall mit einer Energie $> 0,5$ GeV.

Damit wird deutlich, dass die Verteilung der Photonen aus dem π^0 -Zerfall in hohem Maße mit der Verteilung aller von dem DPM-Generator erzeugten Photonen übereinstimmt. Es

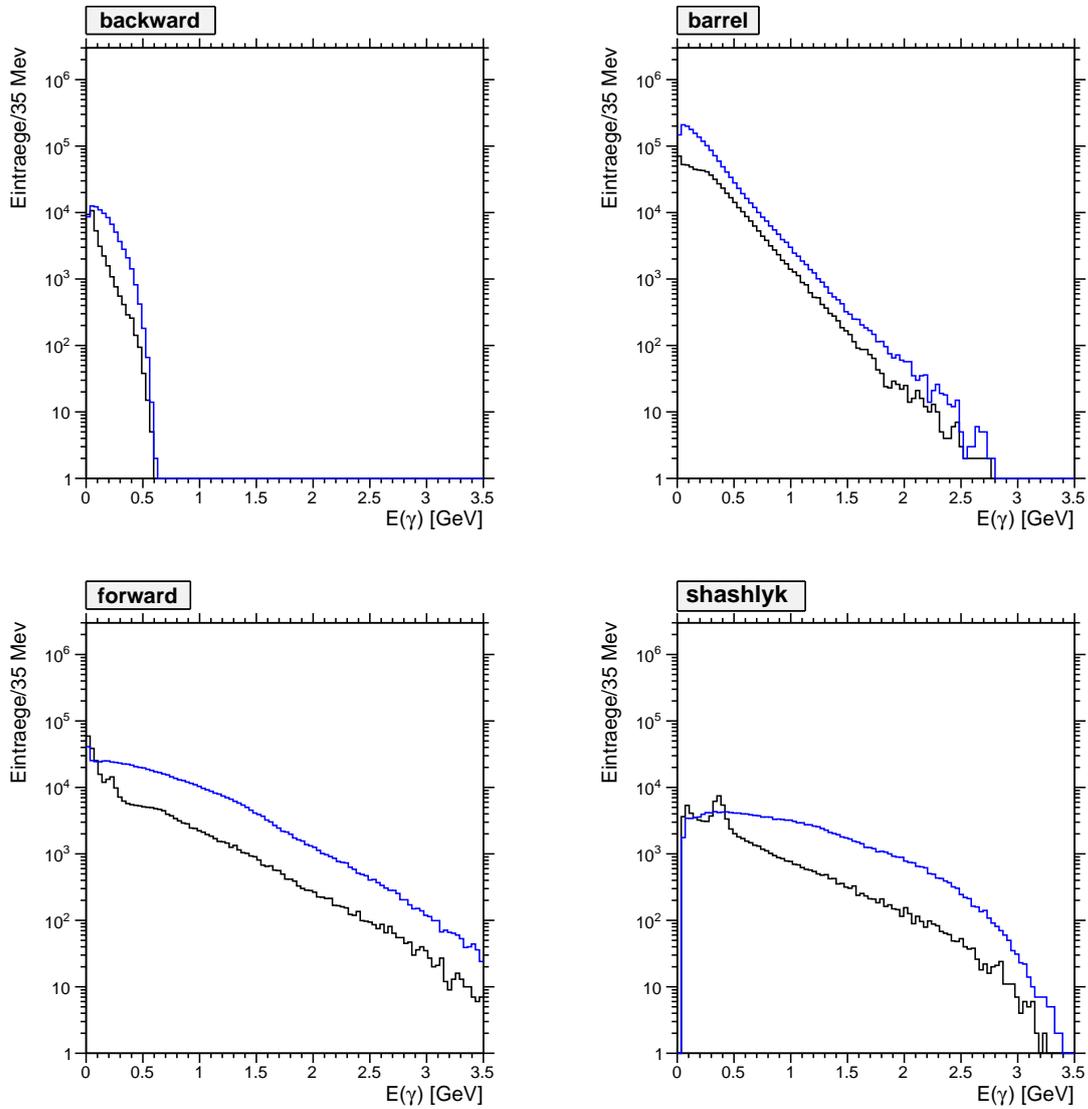


Abbildung 6.6: Energien der γ -Einträge von DPM-generierten Ereignisse (schwarz) sowie aus dem Zerfall des π^0 (blau, selektiert anhand von Monte-Carlo-Truth-Informationen), jeweils in den unterschiedlichen Segmenten des Kalorimeters (in logarithmischer Darstellung). Die Ereignisse wurden mit dem DPM-Generator bei einem Strahlimpuls von $p = 3 \text{ GeV}/c$ erzeugt und durch den vollständigen Detektor propagiert.

ist also gewährleistet, dass insbesondere die im Experiment häufig auftretenden Energien, aufgeschlüsselt auf die jeweiligen Segmente des elektromagnetischen Kalorimeters, auch in der Kalibrierung verstärkt berücksichtigt werden.

6.3 Implementierung

Die Implementierung der Software wurde objekt-orientiert in der Programmiersprache C++ unter Verwendung externer Programmbibliotheken umgesetzt. Zum Testen werden die vom BaBar-Experiment übernommenen und an PANDA angepassten Simulations- und Analyse-Bibliotheken verwendet. Diese bieten zwar ein mächtiges Werkzeug für Computersimulationen, werden jedoch von einer PANDA eigenen Software abgelöst, die auf root [24] basiert. Deshalb wurde bei der Implementierung der Software zur Kalibrierung darauf geachtet, dass Abhängigkeiten von externen Bibliotheken, insbesondere den experimentspezifischen, möglichst gering gehalten bzw. aus den Hauptklassen ausgelagert werden, um somit ein Höchstmaß an Portabilität zu erreichen.

Eine Übersicht über die verwendeten Klassen und die wichtigsten Methoden bietet das Kapitel B im Anhang. Zusätzlich sind die vollständigen Quellen mit einer automatisch generierten Dokumentation online verfügbar:

ep1.rub.de/~bernhard/emc_calibration
sowie als .pdf-Datei: ep1.rub.de/~bernhard/emc_calibration.pdf

6.3.1 Minimierer

Die Anpassung der freien Parameter (siehe Kapitel 6.1.4) erfolgt mit Hilfe sogenannter Minimierer unter Benutzung von externen Programmpaketen. Diese variieren die Parameter dabei so lange, bis der Wert der negativen *log-likelihood* ein Minimum erreicht. Je nach verwendetem Minimierer können dabei multidimensionale Gradientenabstiegsverfahren, Schwarm-Algorithmen, evolutionäre Prozesse etc. Verwendung finden.

Die Anpassung erfolgt an einen ungebinnten Datensatz, was Vorteile insbesondere bei Spektren mit nur wenigen Einträgen (< 100) hat, wie sie bei einer häufigen Rekalibrierung insbesondere im Rückwärtsbereich des Kalorimeters auftreten. Bei Histogrammen mit vielen Einträgen ist die ungebinnte Anpassung jedoch deutlich rechenintensiver.

Innerhalb der hier implementierten Kalibrierung kamen die Minimierer `Minuit` [40] und `Minuit2` [41] zum Einsatz. `Minuit2` ist dabei im Wesentlichen eine Portierung der FORTRAN Bibliotheken von `Minuit` hin zu C++. Dabei wurde auch auf die Möglichkeiten moderner Prozessoren eingegangen, so dass sich die Berechnungen insbesondere auch parallel durchführen lassen.

Zusätzlich zu `Minuit` und `Minuit2` wurde testweise auch der Minimierer `Geneva` [42] benutzt. Allerdings konnten durch die Verwendung von `Geneva` gegenüber `Minuit2` in diesem speziellen Fall keine Vorteile hinsichtlich der Performance beobachtet werden. Trotzdem zeigt dies, dass die Architektur der hier implementierten Kalibrierung flexibel genug ist, um auch andere Minimierer zu unterstützen.

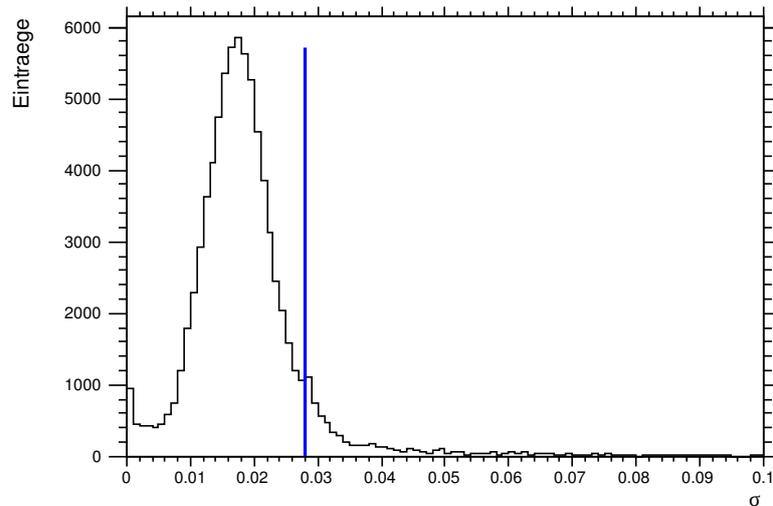


Abbildung 6.7: Normierte Fehler $\sigma(\langle c \rangle)$ aus der Anpassung, wie sie im Zuge einer vollständigen Kalibrierung auftreten. Die Anforderung an den Fehler ist blau eingezeichnet.

6.3.2 Anforderungen an den Fit

Aus dem Ergebnis der Anpassung wird im nächsten Schritt ein Korrekturfaktor c_i für jeden Kristall i ermittelt (siehe Gl. 6.18). Gleichzeitig liefert die Anpassung auch einen Wert für den Fehler $\sigma(c_i)$, der abhängig von der Anzahl sowie der Verteilung der Einträge im jeweiligen $m(\gamma\gamma)$ -Spektrum ist.

Damit die Werte von c_i akzeptiert und in dem vollautomatisierten Prozess der weiteren Kalibrierung Verwendung finden, müssen diese eine Reihe von Anforderungen erfüllen:

- $c_i \neq 0$, um nicht sinnvolle Ergebnisse zu verwerfen
- $\sigma(c_i) < 0,028$ als minimale Anforderung an den relativen Fehler von c_i .

Mit den Werten von c_i , die die obigen Bedingung erfüllen, werden anschließend die $m(\gamma\gamma)$ -Spektren gedämpft korrigiert (siehe Gl. 6.23) und stehen somit für die nächste Iteration bereit. Nicht akzeptierte Werte von c_i werden verworfen und die Korrektur der entsprechenden Spektren übersprungen.

Insbesondere die Anforderungen an die Fehler der Anpassung beeinflussen dabei in hohem Maße die resultierende Energieauflösung nach der Kalibrierung. Allerdings dürfen die Anforderungen auch nicht zu streng sein, da ansonsten eine Vielzahl an Histogrammen bei der Kalibrierung übergangen und somit nicht korrigiert werden. Die im Laufe einer vollständigen Kalibrierung auftretenden Fehler sind in Abb. 6.7 gezeigt.

6.3.3 Abbruchkriterien für die der Iteration

Im Anschluss an die Anpassung und Bestimmung der Korrekturfaktoren $c_{i,k}$ für alle Kristalle, was zusammen mit der Korrektur der $m(\gamma\gamma)$ -Spektren einem Iterationsschritt k entspricht, findet eine Bewertung und Zuordnung dieses Durchlaufs statt. Dazu werden der Mittelwert $\langle c_k \rangle$ sowie die Varianz s_k aller $c_{i,k}$ -Korrekturfaktoren der Iteration k betrachtet. Aufgrund der Normierung sollten die Werte von $c_{i,k}$ dabei typischerweise gaußförmig um eins verteilt sein.

Es wird auf folgende Bedingungen hin getestet:

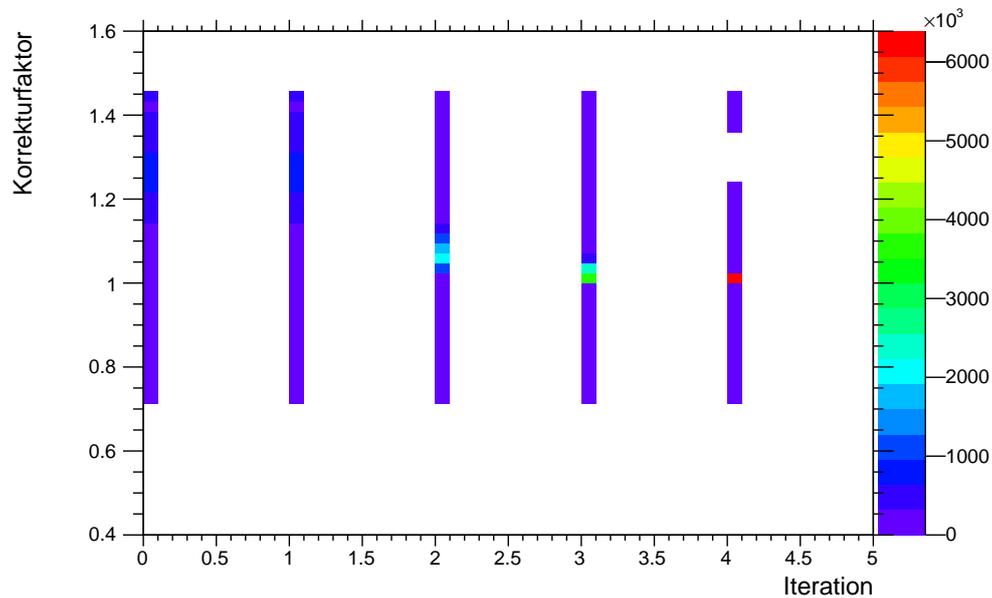


Abbildung 6.8: Entwicklung der (normierten) Korrekturfaktoren im Laufe der Iterationen. Da sich diese auf die in den jeweils vorherigen Iterationen bereits korrigierten $m(\gamma\gamma)$ -Spektren beziehen, nehmen sie im stabilen Zustand einen Wert um 1 an.

- $|\langle c_k \rangle - 1| \leq 0,005$
Dies definiert die zu erreichende Auflösung und damit die Güte der Kalibrierung.
- $|\langle c_k \rangle - 1| > |\langle c_{k-1} \rangle - 1|$ mit der jeweiligen Iteration k .
Es werden nur Durchläufe akzeptiert, bei denen sich die Güte der Kalibrierung verbessert.
- $s_k/s_{k-1} > 1,05$
Die Varianz der Korrekturfaktoren darf sich zwischen den einzelnen Iterationsschritten nicht wesentlich verschlechtern.

Bei Erfüllung einer dieser Kriterien wird die Kalibrierung unterbrochen. Wurde dabei die zu erreichende Güte der Kalibrierung (erster Punkt) nicht erreicht, so werden alle $m(\gamma\gamma)$ -Spektren mit dem Faktor $\langle c_k \rangle$ global zur π^0 -Masse hin verschoben und die Iteration der Kalibrierung wird fortgesetzt. Ist die Güte hingegen erreicht, werden aus den ermittelten Korrekturfaktoren die der Kalibrierung bestimmt und abgespeichert, woraufhin das Programm beendet wird.

Die Entwicklung der normierten Korrekturfaktoren über mehrere Iterationen hinweg ist in Abb. 6.8 gezeigt. Es wird dabei deutlich, dass das Verfahren schon nach wenigen Iterationen (~ 4) konvergiert und die weiteren Korrekturfaktoren (jeweils bezogen auf die bereits korrigierten $m(\gamma\gamma)$ -Spektren) somit einen Wert von 1 annehmen.

6.3.4 Ein- und Ausgabe (E/A)

Eine der größten Herausforderungen bei der Implementierung der Kalibrierung betrifft das Datenmanagement. Aufgrund der großen Anzahl an Kristallen mit jeweils einem eigenem $m(\gamma\gamma)$ -

Histogramm, die zusätzlich noch möglichst viele Informationen über die γ -Ereignisse im Kalorimeter (Informationen zum Zeitpunkt, zu den Clustern beider γ -Einträge, wie deren Größe, Energieverteilung, beteiligte Kristalle etc.) enthalten müssen, um eine nachträgliche Rekonstruktion zu ermöglichen, ergeben sich sehr große Datensätze (mehrere Gigabyte). Deshalb ist es nicht möglich, den vollständigen Datensatz in den Arbeitsspeicher zu laden.

Da die Kalibrierung parallel zur eigentlichen Datennahme während der Laufzeit des \bar{P} ANDA-Experiments stattfinden muss und im Zuge des iterativen Prozesses temporäre Datensätze (mit internen Korrekturen) Verwendung finden, ist eine eigene Verwaltung der Daten für die Kalibrierung unumgänglich.

Diese Datenverwaltung muss eine Reihe von Anforderungen erfüllen:

Geschwindigkeit

Die Daten müssen während der Laufzeit des Programms zeitnah zur Verfügung stehen. Dabei wird nicht nur sequentiell auf diese zugegriffen, sondern in hohem Maße auch wahlfrei (randomisiert).

Parallelisierbarkeit

Um den Datenstrom zur Laufzeit des Experiments gleichzeitig speichern und anhand der gespeicherten Daten kalibrieren zu können, muss ein parallelisierter Zugriff auf die Daten möglich sein.

Netzwerktransparenz

Zum gleichzeitigen Zugriff auf die Daten von mehreren Rechnern aus muss über das Netzwerk darauf zugegriffen werden können.

Schnittstelle zu C++

Um aus dem Programm heraus auf die Daten zugreifen zu können, muss dies von einem C++-Programm heraus über entsprechende Schnittstellen möglich sein.

All diese Anforderungen werden von Datenbanken erfüllt. Als Standard haben sich dabei die SQL-Datenbanken etabliert, bei denen der Zugriff über eine standardisierte Syntax (*standard query language*) erfolgt. Bei \bar{P} ANDA werden solche Datenbanken in vielfältiger Weise eingesetzt. Eine weit verbreitete SQL-Datenbank, die obige Anforderungen erfüllt und als OpenSource-Projekt kostenlos verwendet werden kann, ist MySQL [43] mit MySQL++ [44] als Schnittstelle zu C++.

Zur Nutzung dieser Datenbank für die Ein- und Ausgabe der Daten werden innerhalb des Programms zur Kalibrierung die Daten in eigenen Containern verwaltet (definiert in `EmcCalibContainer`). Diese nutzen die `boost::serialization` [45], was ein flexibles Verwalten und Abspeichern der Daten ermöglicht.

In Abb. 6.9 ist die Auslastung eines Mehrkern-Prozessors sowie die des Arbeitsspeichers zum Start der Kalibrierung gezeigt. Die Datenbank befand sich dabei lokal auf demselben Rechner. Es ist gut zu erkennen, dass die vollständige Ein- und Ausgabe der Daten über die Datenbank läuft und der Arbeitsspeicher dabei praktisch unberührt bleibt (obwohl die Daten teilweise auch im Arbeitsspeicher zwischengespeichert werden). Die Prozessor-Auslastung lag dabei über mehrere Kerne hinweg bei $> 90\%$.



Abbildung 6.9: Zeitlicher Verlauf der Auslastung eines Mehrkern-Prozessors (4 Kerne) und des Arbeitsspeichers beim Start der Kalibrierung mit einer lokalen Datenbank. Der Start erfolgte im Moment des Anstiegs der Prozessorauslastung. Der gesamte Bildbereich erstreckt sich über ca. 10 min.

6.4 Ergebnisse

6.4.1 Performance

Die Verwendung von `Minuit2` als Minimierer sowie die Nutzung einer Datenbank zur Datenverwaltung ermöglicht es, für die Kalibrierungsprozedur Mehrkern-Prozessoren effektiv auszulasten. Um zu testen, wie sich unterschiedliche Umgebungen auf die Performance des Programms auswirken, wurde die Kalibrierung auf verschiedenen Rechnern gestartet. Auf die Daten wurde dabei sowohl lokal als auch über das Netzwerk zugegriffen.

Dazu wurde das Programm auf vier unterschiedlichen Rechnern gestartet: zwei Rechner mit jeweils einem Intel Core2 QuadTM Prozessor mit einer Taktrate von 2,40 GHz, die entsprechend 4 Threads parallel ausführen können, ein Rechner mit zwei Intel XeonTM Prozessoren mit 2,27 GHz, der 16 Threads parallel ausführen kann sowie ein Rechner mit zwei AMD OpteronTM Prozessoren mit 2,1 GHz, der 32 Threads parallel ausführen kann.

Eine Übersicht der jeweils benötigten Zeiten für eine Iteration sowie der des vollständigen Durchlaufs bietet Tabelle 6.1. Die Diskrepanz zwischen der Summe der Laufzeiten der einzelnen Iterationen und der Gesamtzeit entsteht einerseits in der Phase der Initialisierung, andererseits dadurch, dass eine weitere, nahezu vollständige Iteration notwendig ist, um das Programm anhand der Abbruchkriterien zu beenden.

Aus der Tabelle wird ersichtlich, dass es kaum Unterschiede gibt, ob die Daten lokal vorliegen oder ob über ein Netzwerk auf diese zugegriffen wird. Andererseits skaliert das Programm auf Mehrkern-Prozessoren nicht optimal. Trotz durchweg hoher Auslastung der Prozessoren bremst die Ein- und Ausgabe der Daten die Ausführung des Programms aus.

Abhilfe könnten dabei schnellere Datenspeicher (eventuell *SSD*-Festplatten für die Datenbank) oder eine intelligentere Ausnutzung des Arbeitsspeichers bieten. Da der Arbeitsspeicher

Iteration	Laufzeit [hh : mm : ss]			
	lokal	Netzwerk		
Daten				
Threads	4	4	16	32
1.	02 : 30 : 10	02 : 28 : 31	02 : 23 : 12	02 : 42 : 37
2.	00 : 47 : 25	00 : 49 : 35	00 : 44 : 13	00 : 58 : 42
3.	00 : 42 : 16	00 : 47 : 32	00 : 43 : 36	00 : 56 : 20
4.	00 : 42 : 04	00 : 47 : 22	00 : 41 : 14	00 : 55 : 50
Laufzeit	05 : 18 : 18	05 : 19 : 46	04 : 55 : 29	06 : 11 : 51

Tabelle 6.1: Laufzeiten der einzelnen Iterationen (1. – 4.) sowie die der vollständigen Kalibrierung des gesamten Kalorimeters auf unterschiedlichen Rechnern.

momentan nahezu ungenutzt ist, ist dies eine optimale Ausgangslage für Optimierungen in diese Richtung.

Eventuell ließen sich beispielsweise die Daten der $m(\gamma\gamma)$ -Histogramme der Vorwärts-Endkappe vollständig in den Arbeitsspeicher laden, da auf diese besonders häufig zugegriffen werden muss. Dies konnte im Rahmen dieser Arbeit aber nicht mehr realisiert werden.

6.4.2 Güte der Kalibrierung

In Abb. 6.10 ist das Signal des π^0 im $m(\gamma\gamma)$ -Spektrum von generierten und verschmierten $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^0\eta$ Ereignissen vor sowie nach der Kalibrierung dargestellt. Nach der Kalibrierung ist das Signal entsprechend schmaler bei gleichzeitig korrekter Lage.

Die Werte der Parameter vor der Kalibrierung (für die Vorwärts-Endkappe des Kalorimeters) sind:

$$\langle m_\pi \rangle = 0,1218 \text{ GeV}/c^2 \tag{6.27}$$

$$\sigma(\langle m_\pi \rangle) = 0,00772 \text{ GeV}/c^2 \tag{6.28}$$

und danach:

$$\langle m_\pi \rangle' = 0,1359 \text{ GeV}/c^2 \tag{6.29}$$

$$\sigma'(\langle m_\pi \rangle) = 0,00645 \text{ GeV}/c^2, \tag{6.30}$$

jeweils mit der Position des Signals und dessen Breite σ . Zum Vergleich [1]:

$$m_{\pi^0,PDG} = 0,13498 \text{ GeV}/c^2.$$

Zur Simulation eines unkalibrierten Kalorimeters wurden die Energieeinträge der generierten Daten um 10% gaußförmig verschmiert ($\sigma = 0,1$). Da sich die Breiten von Gauß-Verteilungen bei Faltung addieren ($\sigma_{ges} = \sigma_{vor} \cdot 1,1$), betrug die Breite der ursprünglichen Verteilung der Energieeinträge, wie sie von der Simulation vor der Verschmierung bereitgestellt wurde:

$$\frac{\sigma(\langle m_\pi \rangle)}{1,1} = 0,007 > \sigma'(\langle m_\pi \rangle). \tag{6.31}$$

Nach der Kalibrierung ist die Energieauflösung des Kalorimeters somit besser als die der ursprünglich von der Simulation bereitgestellten Daten.

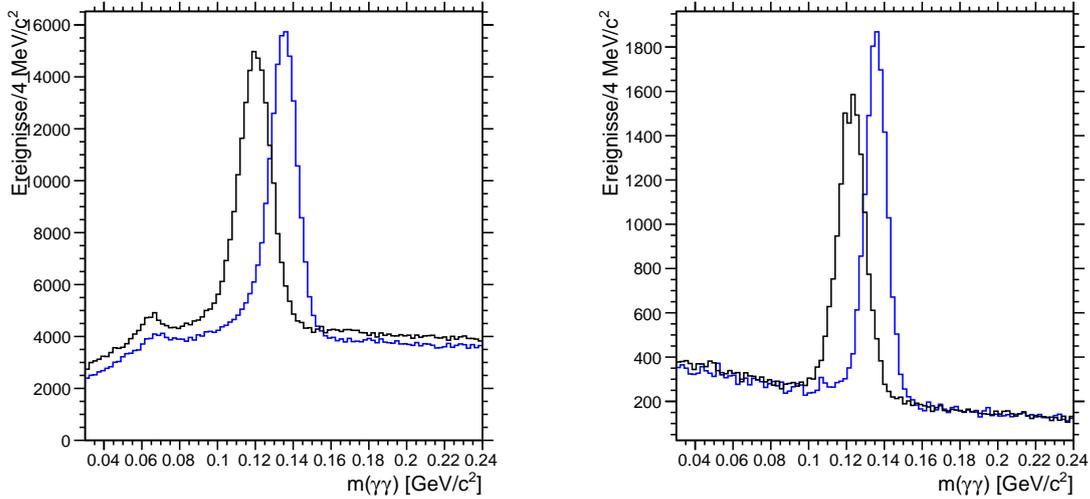


Abbildung 6.10: Signal des π^0 im $m(\gamma\gamma)$ -Spektrum von generierten und verschmierten $3\pi^0\eta$ Ereignissen, jeweils vor der Kalibrierung (schwarz) sowie danach (blau). Links ist das Spektrum des vollständigen Kalorimeters dargestellt und rechts das bei Einschränkung auf die Vorwärts-Endkappe, die eine deutlich höhere Rate aufweist.

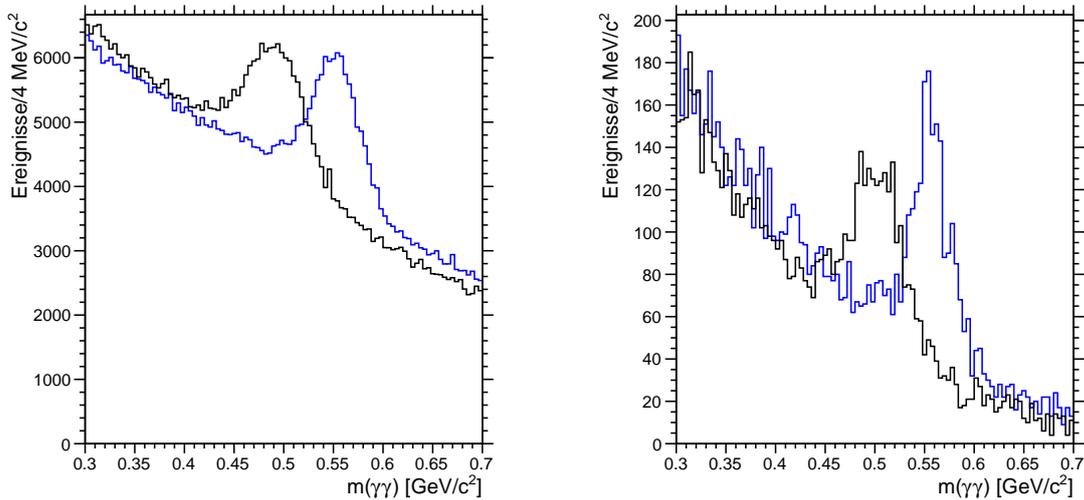


Abbildung 6.11: Signal des η im $m(\gamma\gamma)$ -Spektrum von generierten und verschmierten $3\pi^0\eta$ Ereignissen, jeweils vor der Kalibrierung (schwarz) sowie danach (blau). Links ist das Spektrum des vollständigen Kalorimeters dargestellt und rechts das bei Einschränkung auf die Vorwärts-Endkappe, die eine deutlich höhere Rate aufweist.

Da auf die Position des π^0 -Signals kalibriert wurde, eignet sich das Signal eines anderen Zerfalls nach $\gamma\gamma$ besser zur Überprüfung der allgemeingültigen Güte der Kalibrierung. Dazu wurde analog zu dem π^0 -Signal die Position und Breite des η -Signals bestimmt (siehe Abb. 6.11). Vor der Kalibrierung ist dies:

$$\langle m_\eta \rangle = 0,498 \text{ GeV}/c^2 \quad (6.32)$$

$$\sigma(\langle m_\eta \rangle) = 0,0301 \text{ GeV}/c^2 \quad (6.33)$$

und danach:

$$\langle m_\eta \rangle' = 0,551 \text{ GeV}/c^2 \quad (6.34)$$

$$\sigma'(\langle m_\eta \rangle) = 0,0244 \text{ GeV}/c^2, \quad (6.35)$$

jeweils für das vollständige Kalorimeter. Zum Vergleich [1]:

$$m_{\eta,PDG} = 0,54785 \text{ GeV}/c^2.$$

Auch hier ist die Auflösung mit

$$\frac{\sigma(\langle m_\eta \rangle)}{1,1} = 0,0273 > \sigma'(\langle m_\eta \rangle) \quad (6.36)$$

nach der Kalibrierung besser als die vor der Verschmierung von der Simulation bereitgestellten Daten.

6.4.3 Energieauflösung

Die Energieauflösung $\sigma(E)$ des Kalorimeters lässt sich aus dem Vergleich der Energie der in der Simulation generierten Photonen $E_{\gamma,MC}$ mit den Energien der rekonstruierten Photonen $E_{\gamma,R}$ bestimmen:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{E_{\gamma,MC} - E_{\gamma,R}}{E_{\gamma,R}} \quad (6.37)$$

Zur Überprüfung der in der Kalibrierungsprozedur ermittelten Korrekturfaktoren \mathcal{C}_i lässt sich die Energieauflösung vor der Kalibrierung (also mit den verschmierten γ -Energien) sowie danach (identische γ -Energien, jedoch mit zusätzlichem Korrekturfaktor \mathcal{C}_i aus der Kalibrierung multipliziert) bestimmen.

Da die Energieauflösung gleichzeitig auch abhängig von der γ -Energie ist, wird diese exemplarisch für 1 GeV-Photonen bestimmt (Abb. 6.12, links) sowie deren Verlauf über einen größeren Energiebereich hinweg (rechts). Dazu werden für unterschiedliche γ -Energie die $\delta E/E$ -Spektren gebildet und daran Gauß-Verteilungen angepasst. Das jeweilige σ entspricht dann der Energieauflösung des Kalorimeters.

So konnte im Vorwärtsbereich die Auflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 9,5 \% \quad \text{auf} \quad (6.38)$$

$$\frac{\sigma(E)'}{E} = 4,7 \% \quad (6.39)$$

gesteigert werden. Für das vollständige Kalorimeter ergibt sich durch die Kalibrierung eine Verbesserung der Energieauflösung um $\approx 65\%$ (jeweils für 1 GeV-Photonen).

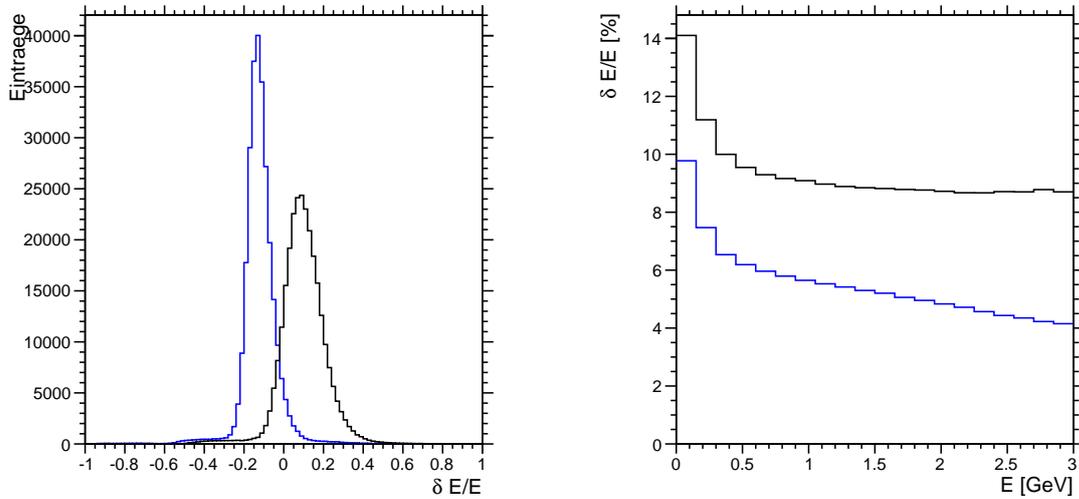


Abbildung 6.12: Energieauflösung des Kalorimeters vor der Kalibrierung mit zusätzlicher Fehlkalibrierung (schwarz) sowie danach (blau). Links ist das Spektrum von $\delta E/E$ für 1 GeV-Photonen dargestellt und rechts die energieabhängige Verteilung $\delta E/E(E)$, jeweils für das vollständige Kalorimeter.

Damit wird zwar nicht die geplante Energieauflösung von $< 2\%$ erreicht, jedoch sollte sich diese mit einer größeren Anzahl an Ereignissen noch steigern lassen. Außerdem berücksichtigt die Korrektur der $m(\gamma\gamma)$ -Spektren nur veränderte Werte der Energieeinträge und nicht etwa Änderungen des zwischen den beiden Photonen eingeschlossenen Winkels α (vgl. 6.1.5).

Dies wurde bisher nicht berücksichtigt, da idealerweise bei der Korrektur die vollständige Rekonstruktion aus der experimentsspezifischen Software angewandt wird. Eine solche Software befand sich zum Zeitpunkt dieser Arbeit jedoch noch in Entwicklung, so dass deren Anbindung zwar vorgesehen ist, aber noch nicht realisiert werden konnte.

Zur effizienteren Verarbeitung größerer Datensätze ließe sich die Anpassung auch von den momentan implementierten ungebinnten Datensätzen hin zu gebinnten Datensätzen ändern. Dies sollte sogar dynamisch möglich sein, so dass ab einer bestimmten Anzahl akkumulierter $m(\gamma\gamma)$ -Einträge eines Kristalls automatisch von ungebinnten Datensätze auf gebinnte umgestellt wird.

Damit wurde der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Algorithmus zur Kalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters von $\overline{\text{PANDA}}$ erfolgreich an simulierten Datensätzen getestet. Es konnte gezeigt werden, dass die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Kalibrierungssoftware die notwendigen Anforderungen für $\overline{\text{PANDA}}$ bereits größtenteils erfüllt und zudem noch optimiert werden kann.

7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm zur Kalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters (EMC) von $\overline{\text{PANDA}}$ entwickelt sowie nach exotischen Resonanzen in Daten des Crystal-Barrel-Experiments am CERN gesucht.

7.1 Kalibrierung

Zur Kalibrierung eines elektromagnetischen Kalorimeters muss ein bekanntes Signal identifiziert und die entsprechenden Messwerte mit den Sollwerten verglichen und angepasst werden. Dazu wurde die Signatur folgenden Zerfalls ausgewählt:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \tag{7.1}$$

die in \overline{pp} -Ereignissen sehr prominent vertreten ist.

Es konnte erfolgreich ein Algorithmus implementiert werden, mit dem eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (WDF) für die $m(\gamma\gamma)$ -Spektren pro Kristall ermittelt wird. Die Flexibilität der entwickelten Software erlaubt es, unterschiedliche Minimierer zu benutzen. Aus den angepassten Parametern wird dann die Position des π^0 -Signals ermittelt und daraus ein Korrekturfaktor bestimmt. Aufgrund vielfältiger Abhängigkeiten dieser Korrektur von den Messgrößen, die aus den anderen Kristallen extrahiert werden, ist ein mehrstufiges, iteratives Verfahren notwendig. Dabei werden die $m(\gamma\gamma)$ -Spektren mit den gedämpften Korrekturfaktoren zum Sollwert der invarianten π^0 -Masse hin verschoben und aus den resultierenden Spektren erneut Korrekturfaktoren bestimmt.

Es konnte gezeigt werden, dass dieses Verfahren bereits nach wenigen Iterationen (≈ 5) konvergiert und damit ein stabiler Satz an Korrekturfaktoren für die Kalibrierung ermittelt werden kann. Der so entwickelte Algorithmus wurde schließlich an einem fehlkalibrierten Datensatz an den Zerfällen $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ sowie $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ getestet. Dabei konnte gezeigt werden, dass die Fehlkalibrierung vollständig aufgehoben wurde und die Energieauflösung deutlich verbessert werden konnte.

Das triggerlose Konzept von $\overline{\text{PANDA}}$ erfordert eine regelmäßige und zeitnahe Rekalibrierung des EMCs während der Laufzeit des Experiments. Deshalb gibt es weitere, nicht funktionale Anforderungen an das Programm zur Kalibrierung des EMCs hinsichtlich der parallelisierbaren Datenverwaltung und Optimierung des Programms für moderne Rechnerarchitekturen. Dazu wurde erfolgreich die Einbindung einer MySQL-Datenbank implementiert, über die die vollständige Datenverwaltung abgewickelt wird. Gleichzeitig konnte durch Wahl geeigneter Minimierer des Programm parallelisiert werden um moderne Rechnerarchitekturen somit optimal auszunutzen.

Trotz einer Steigerung der Energieauflösung des EMCs durch die Kalibrierung um $\approx 65\%$ auf $\approx 4,7\%$ (für 1 GeV-Photonen), konnte die geplante Energieauflösung von $< 2\%$ damit (noch) nicht erreicht werden. Dies sollte mit dem hier implementierten Programm mit größeren Datensätzen und einer Anbindung an die experimentsspezifischen Rekonstruktionssoftware

	$\frac{\sigma(3\pi^0\eta)}{\sigma(4\pi^0)}$		$\frac{\sigma(4\pi^0\eta)}{\sigma(5\pi^0)}$		$\frac{\sigma(\pi^+\pi^-\pi^0\eta)}{\sigma(\pi^+\pi^-\mathbf{2}\pi^0)}$		$\frac{\sigma(\pi^+\pi^-\mathbf{2}\pi^0\eta)}{\sigma(\pi^+\pi^-\mathbf{3}\pi^0)}$	
Impuls [MeV/c]	900	1800	900	1800	900	1642	900	1642
WQ	66 %	81 %	39 %	46 %	34 %	43 %	27 %	33 %

Tabelle 7.1: Abschätzungen der Wirkungsquerschnitte (WQ) der untersuchten Kanäle, normiert auf den entsprechenden rein pionischen Endzustands-Kanal $\bar{p}p \rightarrow N\pi$.

jedoch kein Problem sein. Wie Studien zu den Raten der γ -Einträge (siehe Abb. 6.5) zeigen, werden während der Laufzeit des Experiments dazu ausreichend Einträge zeitnah (im Bereich von Sekunden) vorhanden sein.

7.2 Analyse

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Suche nach exotischen Resonanzen in der $\bar{p}p$ -Annihilation im Fluge. Dazu wurden Datensätze vom Crystal-Barrel-Experiment am LEAR-Speicherring analysiert.

Insgesamt wurden Kanäle mit folgenden Endzuständen berücksichtigt:

$$\bar{p}p \rightarrow 2\gamma\pi^0\pi^0\eta \rightarrow 8\gamma \quad (7.2)$$

$$\bar{p}p \rightarrow 4\gamma\pi^0\pi^0\eta \rightarrow 10\gamma \quad (7.3)$$

$$\bar{p}p \rightarrow 2\gamma\pi^+\pi^-\eta \rightarrow 4\gamma\pi^+\pi^- \quad (7.4)$$

$$\bar{p}p \rightarrow 4\gamma\pi^+\pi^-\eta \rightarrow 6\gamma\pi^+\pi^- \quad (7.5)$$

mit jeweils zwei verschiedenen \bar{p} -Strahlimpulsen: $p = 900$ MeV/c sowie $p = 1800$ MeV/c für die Kanäle 7.2 und 7.3, bzw. $p = 900$ MeV/c sowie $p = 1642$ MeV/c für die Kanäle 7.4 und 7.5.

Besonderer Augenmerk lag hierbei auf dem Nachweis von Resonanzen mit dem Zerfall nach $\pi\pi\eta$, bei dem beispielsweise der Glueball-Kandidat $\eta(1405)$ beobachtet werden könnte. Gleichzeitig bot sich bei der Analyse der Kanäle 7.3 und 7.5 das Studium der $\eta'(958)\pi$ - sowie $f_1(1285)\pi$ -Systeme an, die exzellent zur Suche nach Hybrid-Mesonen geeignet sind. Insbesondere der Zustand $\pi_1(1600)$ wurde in diesem System bereits beobachtet und ist in [1] mit explizit exotischen Quantenzahlen gelistet.

Signale in den $m(\pi\pi\eta)$ -Spektren bei der erwarteten Masse des $\eta(1405)$ sind zwar erkennbar, jedoch ist die Anzahl verfügbarer Einträge durchweg für eine genauere Analyse zu gering. Statt dessen konnten jedoch die Anteile dieser Resonanz sowie weiterer in den Spektren signifikant auftretender Resonanzen an den selektierten Ereignissen abgeschätzt werden.

Zusätzlich ließen sich noch die normierten Wirkungsquerschnitte in Relation zu den rein pionischen Kanälen bestimmen, die eine gute Abschätzung der auftretenden Häufigkeiten bieten. Eine Übersicht dazu liefert Tabelle 7.1.

Das \bar{P} ANDA -Experiment wird im Vergleich zu Crystal Barrel eine deutlich höhere Datenrate aufweisen sowie aufgrund des triggerlosen Designs die Datennahme unterschiedlicher Ereignis-Topologien gleichzeitig ermöglichen. Dadurch können bei \bar{P} ANDA etwa 2 Größenordnungen mehr Ereignisse für die hier untersuchten Endzustandskanäle aufgezeichnet werden. Die Analyse dieser Datensätze könnte wesentlich präzisere Aussagen über die beitragenden Resonanzen und der Verzweungsverhältnisse der entsprechenden Zerfallskanäle treffen.

Anhang

A Detektor-Studien

Im Rahmen dieser Promotion wurden eine Reihe weiterer Studien durchgeführt, die sich insbesondere mit aktuellen Fragestellungen hinsichtlich der Entwicklung des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors befassen.

A.1 Strahlenschäden

Eine dieser Fragestellungen war die zu erwartende Strahlendosis für Bauteile hinter der Vorwärts-Endkappe des elektromagnetischen Kalorimeters von $\overline{\text{PANDA}}$. Insbesondere bei elektronischen Bauteilen ist die Kenntnis dieser Dosis sehr wichtig, um die Anforderungen an diese definieren zu können, sowie Aussagen über deren Lebensdauer und Fehleranfälligkeiten treffen zu können.

A.1.1 Strahlendosis in ADCs

Um entsprechende Studien durchführen zu können, wurden die Geometrien der betroffenen Bauteile angepasst. So wurde hinter die Kristall-Lage eine Aluminium-Platte gesetzt, die mit einem Radius von 110 cm, einer Stärke von 3 cm und einem entsprechenden Loch in der Mitte der Stütz-Struktur der Vorwärts-Endkappe des EMCs weitgehend entspricht¹ (siehe Abb. A.1).

Dahinter wurden drei Quader aus Silizium ($1\text{ cm} \times 1\text{ cm} \times 0,05\text{ cm}$) an unterschiedlichen θ -Positionen ($\theta \approx 5, 13$ und 21°) platziert, die ADCs in Form von Silizium-Chips repräsentieren (siehe Abb. A.2). Als θ wird dabei der Winkel zwischen dem \overline{p} -Strahl und dem aus Target \rightarrow Objekt definierten Vektor bezeichnet.

Anschließend wurden $0,6 \cdot 10^6$ Ereignisse mittels des DPM-Generators [34, 39] bei einem Antiproton-Strahlimpuls von $p = 15\text{ GeV}/c$ generiert und durch den Detektor propagiert. Dieser wurde dazu in der Simulation auf die Komponenten in Vorwärts-Richtung reduziert. Als Ergebnis lieferte die Simulation dabei die einzelnen Energiedeposits (in GeV) in den jeweiligen definierten Objekten (Kristall, ADC), aufgeschlüsselt nach den verursachenden Teilchen.

Aus diesem Energiedeposit lässt sich anschließend die Strahlendosis bestimmen. Dazu muss das Energiedeposit auf das Gewicht, bestimmt aus Volumina und Dichten der Objekte (Kristall, ADC) bezogen werden. Um aus diesen Werten Rückschlüsse auf die zur Laufzeit des Experiments auftretenden Strahlendosen treffen zu können, müssen die bei $\overline{\text{PANDA}}$ auftretenden Raten berücksichtigt werden. Diese lassen sich aus der integrierten Luminosität von $\overline{\text{PANDA}}$ ($1,1 \cdot 10^7$ Ereignisse/sec), sowie dem totalen Wirkungsquerschnitt der $\overline{p}p$ -Annihilation ($55\text{ }\mu\text{b}$ bei einem Strahlimpuls von $15\text{ GeV}/c$) bestimmen.

Die damit resultierenden Ergebnisse sind die zu erwartenden Raten in mGray/h bei $\overline{\text{PANDA}}$ in den entsprechenden Objekten und sind in Tabelle A.1 aufgelistet.

¹Diese Aluminium-Platte wurde in früheren Detektor-Simulationen vernachlässigt, da sich direkt im Anschluss das massive Eisen-Joch des Magneten befindet. Für die Propagation von Teilchen durch den Detektor spielt deshalb die zusätzliche Massenbelegung einer vergleichsweise dünnen Aluminiumplatte an dieser Stelle keine Rolle.

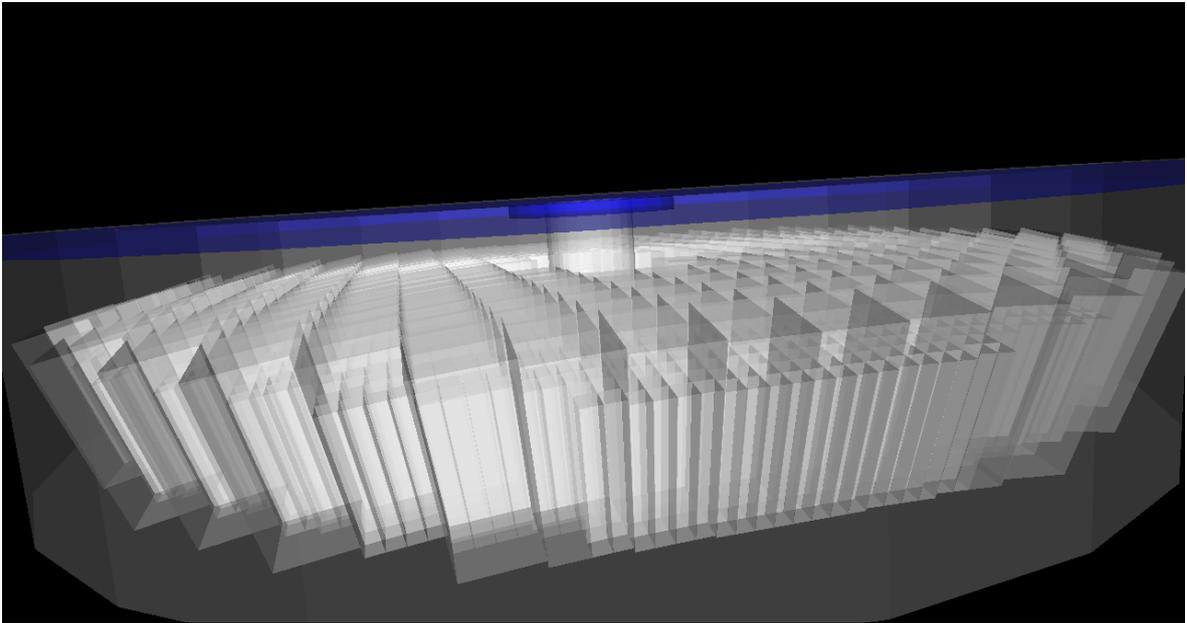


Abbildung A.1: Vorwärts-Endkappe des EMCs (um ca. 90° gedreht) mit den Kristallen (grau) und der platzierten Aluminium-Platte (blau)

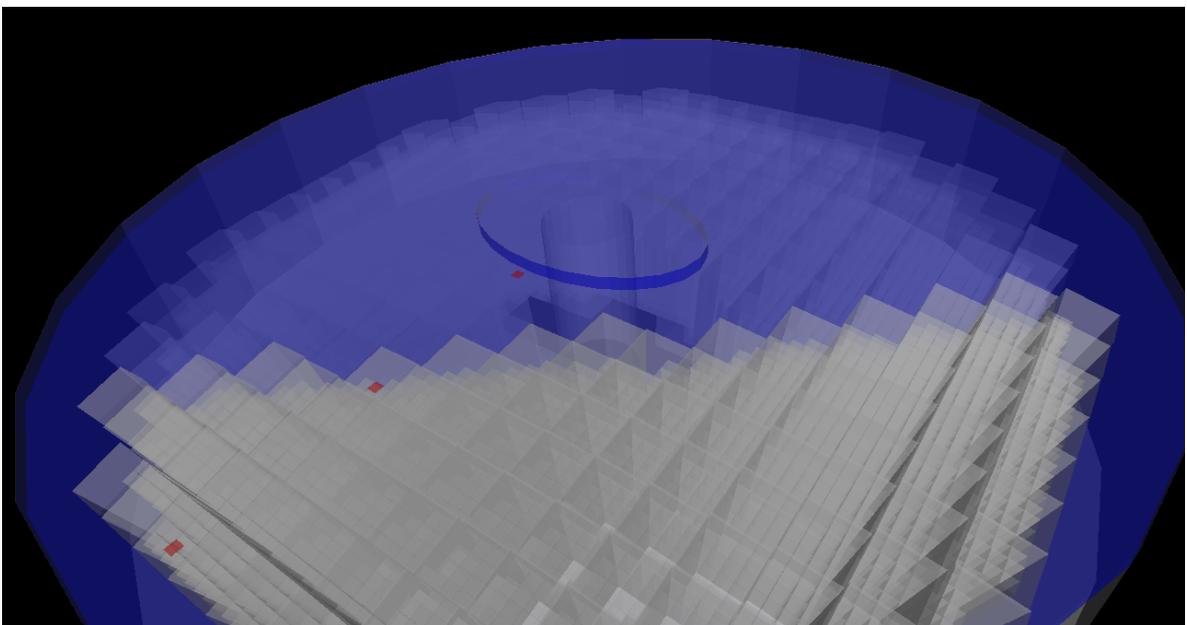


Abbildung A.2: Gedrehte Ansicht von schräg hinten in Richtung des späteren Targets. Zu erkennen sind die platzierten ADCs bei unterschiedlichen θ -Winkel (rot).

A.1. STRAHLENSCHÄDEN

Teilchen	ADC 5.2	ADC 13.4	ADC 21.1	Ktl 5.7	Ktl 13,0	Ktl 22.0
Photon	0.07040	0.00548	0.00281	3.72421	0.73623	0.09582
e+/e-	4.82379	0.33001	0.07023	14.71500	2.32144	0.29205
Muon	0.15660	0.06743	0.07786	0.17827	0.03387	0.00531
Pion	2.42224	0.27196	0.06692	2.35668	0.48299	0.05341
Kaon	0.04566	0	0	0.05130	0.01490	0.00082
Proton	2.20732	0.17523	0.06753	3.06563	0.46959	0.08604
Neutron	0	0	0	0.00025	0.00008	0.00002
Andere	0.25251	0.05803	0.00031	0.93487	0.09411	0.01059
Gesamt	10.04890	0.91362	0.28848	28.75040	4.88943	0.63986
# Einträge	1609	135	23	77930	27963	5873

Tabelle A.1: Zu erwartende Strahlendosen in den einzelnen Detektorkomponenten in der Vorwärts-Endkappe des EMCs, jeweils in mGray/h. Die Zahlen hinter der Komponentenbezeichnung entsprechen den θ -Positionen und Kristall wurde mit „Ktl“ abgekürzt.

A.1.2 Strahlendosis in VPTs

Zusätzlich zu diesen Strahlenstudien wurden noch welche für VPTs durchgeführt. Diese Photo-Detektoren sitzen direkt hinter den Kristallen der Vorwärtsendkappe, und befinden sich somit in einem Bereich mit einer relativ hohen Strahlendosis, die eventuell die Transmissionseigenschaften des Glaskörpers der VPTs beeinträchtigen können.

Für diese Studien wurden deshalb vier Quarzglas-Zylinder einer Dichte von $2,2 \text{ g/cm}^3$ mit dem Radius $r = 1,2 \text{ cm}$ und der Dicke $z = 2 \text{ mm}$ bei den Winkel $\theta = 5,025, 5,651, 13,054$ sowie $21,794$ direkt hinter die Kristalle platziert.

Anschließend wurde analog zu den Studien für die ADCs Daten bei einem Impuls von $15 \text{ GeV}/c$ generiert und daraus der Energiedeposit in den VPTs ermittelt. Aus diesem ließen sich dann die jeweiligen Strahlendosen bestimmen. Die Ergebnisse in mGray/h sind in Tabelle A.2 aufgelistet.

Teilchen	VPT 5.025	VPT 5.651	VPT 13.054	VPT 21.794	Ktl 5.25
Photon	0.195	0.191	0.008	0.005	4.036
e+/e-	7.866	4.694	0.334	0.065	15.832
Muon	0.122	0.203	0.032	0.004	0.162
Pion	2.860	2.155	0.379	0.054	2.755
Kaon	0.072	0.019	0.008	0.002	0.070
Proton	3.713	3.244	0.488	0.042	3.565
Neutron	0	0	0	0	0.0003
Andere	1.033	0.320	0.135	0.007	1.083
Total	15.862	10.826	1.384	0.178	27.504
# Einträge	4296	3029	372	71	131545

Tabelle A.2: Zu erwartende Strahlendosen von VPTs in der Vorwärts-Endkappe des EMCs, jeweils in mGray/h.

B EMC-Kalibrierungs-Software

Die Implementierung der Software wurde in der Programmiersprache C++ unter Verwendung externer Programmbibliotheken umgesetzt. Zum Testen werden die ursprünglich von dem BaBar-Experiment übernommenen und an PANDA angepassten Simulations- und Analyse-Bibliotheken verwendet. Diese bieten zwar ein mächtiges Werkzeug für Computersimulationen, werden jedoch von einer PANDA-eigenen Software abgelöst, die auf `root` [24] basiert. Deshalb wurde bei der Implementierung der Software zur Kalibrierung darauf geachtet, dass Abhängigkeiten von externen Bibliotheken, insbesondere den experiment-spezifischen, möglichst gering gehalten bzw. aus den Hauptklassen ausgelagert werden, um somit ein Höchstmaß an Portabilität zu erreichen.

Insgesamt erstreckt sich die Implementierung über folgende Dateien:

`EmcCalibration.hh/.cc`

Zentrale Klasse, in der die wesentlichen Methoden der Kalibrierung implementiert sind (siehe Kapitel B.0.3).

`EmcCalibrationLh.hh/.cc`

In dieser Klasse ist die Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktion (*WDF*), die an die $m(\gamma\gamma)$ Spektren angepasst wird, implementiert. Als Ausgabewert liefert sie den logarithmischen *Likelihood*-Wert zurück, der die Güte der Anpassung der (*WDF*) an die Daten beschreibt.

`EmcCalibMinuit.hh/.cc`

Diese Klasse erbt von `EmcCalibration` und implementiert die `fit()`-Methode. Als Minimierer zum Anpassen der *WDF* aus `EmcCalibrationLh` kommt dabei `Minuit` [40] zum Einsatz.

`EmcCalibMinuit2.hh/.cc`

Diese Klasse implementiert ebenfalls die `fit()`-Methode. Als Minimierer kommt dabei `Minuit2` [41] zum Einsatz, was eine parallelisierte Berechnung ermöglicht.

`EmcCalibMinuit2Fcn.hh/.cc`

Diese Klasse wird von `Minuit2` vorausgesetzt und ist dessen Schnittstelle zur zu minimierenden Funktion, die wiederum von `EmcCalibrationLh` berechnet wird.

`EmcCalibContainer.hh`

Stellt eine Reihe von Klassen zur Verfügung, die als Container der Daten dienen und in der gesamten Kalibrierung verwendet werden.

`EmcCalibIO.hh/.cc`

Diese Klasse implementiert u.a. die Methoden zum Einlesen und Abspeichern der einzelnen benötigten Daten, die entweder als Dateien oder innerhalb einer *MySQL*-Datenbank abgespeichert werden können.

`EmcCalibHelper.hh/.cc`

Annähernd leere Klasse, in die experiments-spezifische Methoden, wie beispielsweise die Anbindung zur Rekonstruktion, ausgelagert werden können.

`EmcCalibFactory.hh/.cc`

Klasse bei deren Aufruf eine neue Instanz von `EmcCalibration` erzeugt wird, wobei der zu verwendende Minimierer als Parameter gewählt werden kann. Standard ist `Minuit2`.

`EmcCalibWrapper.hh/.cc`

Klasse die aus der experiment-spezifischen Software, bzw. direkt aus der Datennahme heraus angesprochen werden kann, um die $m(\gamma\gamma)$ -Spektren in die Datenbank zu füllen, sowie die Korrekturfaktoren der Kalibrierung daraus auszulesen.

`EcalStandalone.cc`

`Main()`-Methode zum Start der Kalibrierung durch Aufruf von `EmcCalibFactory`.

Eine vollständige HTML-Dokumentation incl. Quellen der Software ist online verfügbar unter:
`ep1.rub.de/~bernhard/emc_calibration`
sowie als .pdf-Datei:
`ep1.rub.de/~bernhard/emc_calibration.pdf`

B.0.3 Aufbau

Die zentrale Klasse ist `EmcCalibration`. In dieser sind die folgenden Funktion maßgeblich¹:

`run()`

Führt letzte Initialisierungen durch und ruft die Methode `calibrate()` auf. Mit Parametern kann die Kalibrierung auch auf Teile des *EMCs* eingeschränkt werden (z.B. nur Vorwärts-Endkappe).

`calibrate()`

Startet die eigentliche Kalibrierung als iterativen Prozess mit maximal 10 Iterationen. Aufgrund von Abbruchbedingungen werden diese aber nur in Ausnahmefälle erreicht,

`getConstants()`

Iteriert über alle Kristalle (bzw. je nach Start-Werten über einen eingeschränkten Bereich) und ruft für jeden die `fit()`-Funktion auf.

`virtual fit()`

Methode zur Anpassung der *WDF* an die $m(\gamma\gamma)$ -Histogramme. Wird nur virtuell zur Verfügung gestellt und muss von den jeweiligen Minimierer implementiert werden. Diese wiederum greifen dann auf die Methode `EmcCalibrationLh::calcLh()` zur Bestimmung der *Likelihood* eines Parameter-Satzes zurück.

¹Aufgrund teilweise überladener Implementierungen werden die Übergabewerte der Methoden hier vernachlässigt

`do_correction()`

Nach dem Fitten aller $m(\gamma\gamma)$ -Histogramme werden die Einträge dieser mit ermittelten Korrekturfaktoren zum Soll-Wert hin verschoben. Dazu wird erneut über alle relevante Kristalle iteriert und `do_reco()` aufgerufen.

`do_reco()`

Rekonstruiert die korrigierten γ -Ereignisse im Kalorimeter und bestimmt daraus die neuen $m(\gamma\gamma)$ -Werte.

`globalShift()`

Im Falle einer globalen Abweichung der mittleren bestimmten $\langle m_\pi \rangle$ -Masse verschiebt diese Funktion als Ergänzung zur eigentlichen Kalibrierung alle $m(\gamma\gamma)$ -Werte global um eine Konstante.

Aufgrund der virtuellen Implementierung der `fit()`-Funktion kann `EmcCalibration` selbst nicht aufgerufen werden. Statt dessen muss eine weitere Klasse von dieser erben und die `fit()`-Funktion implementieren. Diese Klasse ist dann abhängig von dem jeweiligen Minimierer. Dadurch lässt sich beim Aufrufen der Kalibrierung der Minimierer wählen, oder aber es lassen sich mit geringem Aufwand neue Minimierer implementieren.

B.0.4 Minimierer

Zur Implementierung eines Minimierers muss die entsprechende Klasse von `EmcCalibration` erben und die `fit()`-Funktion implementieren. Der Minimierer greift dabei auf `EmcCalibrationLh::calcLh()` zu und übergibt dieser Methode die Daten des $m(\gamma\gamma)$ -Histogramms sowie die jeweiligen anzupassenden Parameter.

In `EmcCalibrationLh` wird dann über die Daten iteriert und dabei die normierte WDF für jeden Datenpunkt bestimmt. Die Logarithmen der resultierenden Funktionswerte (*log-likelihood*) werden aufsummiert, mit -1 multipliziert und als Ausgabewert dem Minimierer zurück gegeben.

B.0.5 Interface

Zur Nutzung der Kalibrierung aus anderen Programmen heraus, sowie zum Starten dieser, gibt es im Wesentlichen zwei Klassen: `EmcCalibFactory` und `EmcCalibWrapper`.

Mit `EmcCalibFactory` kann eine Instanz von `EmcCalibration` erzeugt werden (also einer Klasse die davon erbt und die `fit()`-Funktion implementiert), wobei Parameter angeben, welcher Minimierer verwendet werden soll (*Minuit* oder *Minuit2* (Standard)). Diese Klasse dient im Wesentlichen dem Aufruf und Start der Kalibrierung.

Interne Parametern werden dabei auf einen Vorgabewert gesetzt, die aber durch Accessoren in `EmcCalibration` noch verändert werden können. Gestartet wird die eigentliche Kalibrierung schließlich durch Aufrufen der `run()`-Funktion. Durch Überladung kann diese dabei auch mit Parametern beispielsweise auf einzelne Bereiche des *EMCs* beschränkt werden.

`EmcCalibWrapper` wiederum ist insbesondere zur Abspeicherung der γ -Ereignisse aus der experiment-spezifischen Software heraus gedacht, aber auch zum Auslesen der Kalibrierungskonstanten. Bei dessen Instanziierung erzeugt es intern ein Objekt von `EmcCalibration` mit den Standard-Werten. Gleichzeitig bietet es die Accessoren, die zum Initialisieren und dem Zugriff auf die Ein- und Ausgabe benötigt werden, in denen die einzelnen Aufrufe an die Instanz

von `EmcCalibration` weitergereicht werden. Dadurch ist es möglich mit einem Minimum an Abhängigkeiten von externen Bibliotheken die Eingabe und Ausgabe (E/A, englisch: I/O) von `EmcCalibration` bzw. `EmcCalibIO` zu nutzen.

B.0.6 Datenbank

Innerhalb einer MySQL-Datenbank werden die Daten in Form von Tabellen verwaltet. Für die Kalibrierung werden dabei drei Tabellen benötigt:

Eine Tabelle mit einem Eintrag (Zeile) für jeden Kristall im elektromagnetischen Kalorimeter. Dieser Eintrag enthält die Identifikationsnummer des Kristalls, dessen Zugehörigkeit zu dem jeweiligen Subdetektor (Vorwärts-Endkappe, fassförmiger Bereich...), die Information, ob es sich um einen Randkristall handelt, sowie der Korrekturfaktor aus der Kalibrierung. Die Tabelle muss vor dem Start der Kalibrierung angelegt werden (idealerweise einmal vor Experiment-Beginn) und wird bei dem Aufruf der Kalibrierung vollständig in den Arbeitsspeicher geladen.

Eine weitere Tabellen dient zur Abspeicherung der $m(\gamma\gamma)$ -Histogramme, jeweils mit der Identifikationsnummer des Kristalls als Referenzwert. Diese Histogramme werden binär abgespeichert, um den Speicherplatz möglichst effizient zu nutzen. Diese Tabellen dient damit der eigentlichen Datenspeicherung, und wird deshalb zur Laufzeit des Experiments (oder der Simulation) mit Daten gefüllt.

Um die Menge an anfallender Daten nicht zu groß werden zu lassen, werden maximal 600 Einträge pro Histogramm (also pro Kristall) abgespeichert und weitere Ereignisse für diesen Kristall verworfen. Typischerweise sind dadurch die Histogramme der Kristalle der Vorwärts-Endkappe sehr schnell gefüllt, während die der Kristalle in Rückwärtsrichtung dafür ein Vielfaches an Ereignisse benötigen.

Die dritte Tabellen ist vom Aufbau her identisch mit der Zweiten und dient der Zwischenspeicherung korrigierter $m(\gamma\gamma)$ -Histogramme während der Iterationen der Kalibrierung. Sie wird während der Kalibrierung gefüllt, ausgelesen und deren Inhalt im Anschluss wieder gelöscht.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Wechselwirkungen der Elementarteilchen untereinander	3
1.2	$SU(3)_{flavour}$ -Nonett der pseudoskalaren Mesonen im $J^P = 0^-$ -Grundzustand	5
1.3	$f_0(1500)$ Glueball Kandidat im $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^0$ Dalitz-Plot	7
1.4	Theoretische Vorhersagen des Spektrums der Glueball-Zustände	9
2.1	Die PS-Beschleunigeranlage	14
2.2	Aufbau des Crystal-Barrel-Detektors	15
3.1	Konfidenzniveau des Kanals $\pi^+ \pi^- 4\gamma$	28
3.2	Invariantes Massen-Spektrum mit unterlegten Monte-Carlo-Ereignissen.	31
3.3	Bestimmung der Massen gemessener π^0 , ω und $\eta'(958)$ -Resonanzen.	32
4.1	Schematische Skizze eines Dalitz-Plots.	35
4.2	η in der invarianten $3\pi^0$ -Masse im 8γ -Kanal.	37
4.3	Invariante $\pi^0 \eta$ -Masse aufgetragen gegen $\pi^0 \pi^0 \eta$ im 8γ -Kanal.	38
4.4	Invariante $\pi^0 \pi^0 \eta$ -Masse (Signal) vollständig sowie im $a_0(980)$ -Band im 8γ Kanal.	39
4.5	η in der invarianten $3\pi^0$ -Masse als prominentes Signal im 10γ -Kanal.	41
4.6	Invariante $\pi^0 \eta$ -Masse aufgetragen gegen $\pi^0 \pi^0 \eta$ im 10γ -Kanal.	42
4.7	Selektion des $f_1(1285)$ -Signals im 10γ -Kanal.	42
4.8	Invariante $\pi^0 \pi^0 \eta$ -Masse (Signal) vollständig sowie im $a_0(980)$ -Band im 10γ -Kanal.	43
4.9	$f_1(1285) \pi^0$ invariante Massen und Dalitz-Plots im 10γ -Kanal.	45
4.10	$\eta'(958) \pi^0$ invariante Massen und Dalitz-Plots im 10γ -Kanal.	46
4.11	$m(\pi^0 \pi^0)$ im Rückstoß zu $f_1(1285)$ und $\eta'(958)$	47
4.12	$m(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ -Verteilung mit prominentem Signal von $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ im Kanal $\pi^+ \pi^- 4\gamma$	49
4.13	Verteilung von $\rho(770) \rightarrow \pi \pi$ im Rückstoß mit $a_2(1320)$ bzw. $a_0(980)$ jeweils nach $\pi \eta$ im Kanal $\pi^+ \pi^- 4\gamma$	50
4.14	Invariante $\pi \eta$ -Masse aufgetragen gegen $\pi \pi \eta$ geladen und neutral im Kanal $\pi^+ \pi^- 4\gamma$	51
4.15	Verteilung von $m(\pi^+ \pi^- \eta)$ insgesamt sowie im $a_0(980)$ -Band im Kanal $\pi^+ \pi^- 4\gamma$	53
4.16	Signal von $\omega a_2(1320)$ in der $m(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ gegen $m(\pi^0 \eta)$ -Verteilung im Kanal $\pi^+ \pi^- 6\gamma$	55
4.17	$m(\pi \eta)$ aufgetragen gegen $m(\pi \pi \eta)$ (neutral) im Kanal $\pi^+ \pi^- 6\gamma$	56
4.18	$m(\pi^+ \pi^- \eta)$ -Spektrum im Kanal $\pi^+ \pi^- 6\gamma$	57
4.19	$m(\pi^0 \pi^0 \eta)$ -Spektrum im Kanal $\pi^+ \pi^- 6\gamma$	58
4.20	$\pi f_1(1285)$ -Spektrum im Kanal $\pi^+ \pi^- 6\gamma$	60
4.21	$\pi^0 f_1(1285)$ und $\pi^\pm f_1(1285)$ -Dalitz-Plot im Kanal $\pi^+ \pi^- 6\gamma$	61
4.22	$m(\pi \eta'(958))$ -Spektrum im Kanal $\pi^+ \pi^- 6\gamma$	63
4.23	$\pi^0 \eta'(958)$ und $\pi^\pm \eta'(958)$ -Dalitz-Plot im Kanal $\pi^+ \pi^- 6\gamma$	64

4.24	Selektion und Analyse des $f_1(1285)$ -Signals im 10γ -Kanal.	66
5.1	Die FAIR-Beschleunigeranlage	73
5.2	Der $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor	75
5.3	Das Target-Spektrometer des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors	76
5.4	Das Vorwärts-Spektrometer des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors	78
6.1	Schematische Darstellung des iterativen Verfahrens zur Kalibrierung.	84
6.2	Angepasste Signal- und Untergrundfunktion an das $m(\gamma\gamma)$ -Spektrum.	86
6.3	Energiedeposit pro Zentralkristall innerhalb der Cluster.	88
6.4	Verschmierung der γ -Energien.	89
6.5	Raten in den einzelnen Kristallen des Kalorimeters.	90
6.6	γ -Energien in den unterschiedlichen Segmenten des Kalorimeters.	92
6.7	Verteilung der Fehler aus der Anpassung der WDF	94
6.8	Entwicklung der Korrekturfaktoren im Laufe der Iterationen.	95
6.9	Auslastung von CPU und Arbeitsspeicher beim Start der Kalibrierung.	97
6.10	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -Signal vor und nach der Kalibrierung.	99
6.11	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$ -Signal vor und nach der Kalibrierung.	99
6.12	Energieauflösung des Kalorimeters vor und nach der Kalibrierung.	101
A.1	Vorwärts-Endkappe des EMCs mit den Kristallen und der platzierten Aluminium-Platte.	108
A.2	Vorwärts-Endkappe mit den platzierten ADCs.	108

Tabellenverzeichnis

1.1	Fermionen im Standardmodell.	2
1.2	Eichbosonen im Standardmodell der Teilchenphysik.	2
3.1	Verwendete Datensätze des Crystal-Barrel-Experiments.	23
3.2	Pull-Verteilungen	26
3.3	Globale Skalierungsfaktoren zur Korrektur der Messfehler.	27
3.4	Selektionskriterien nach der kinematischen Anpassung.	29
3.5	Anzahl der Ereignisse pro Kanal nach den einzelnen Selektionskriterien.	30
3.6	Güte der Daten, bestimmt anhand von Referenzwerten.	33
4.1	Beiträge der Hauptzerfallskanäle im Kanal 8γ	40
4.2	Beiträge der Hauptzerfallskanäle im Kanal 10γ	48
4.3	Beiträge der Hauptzerfallskanäle im Kanal $\pi^+ \pi^- 4\gamma$	52
4.4	Beiträge der Hauptzerfallskanäle im Kanal $\pi^+ \pi^- 6\gamma$	65
4.5	Werte für χ^2/NDF zur Bestimmung der Quantenzahlen des $f_1(1285)$ -Kandidaten.	67
4.6	Abschätzungen der Wirkungsquerschnitte.	69
5.1	Vergleich der (Strahl-)Parameter von Crystal Barrel am LEAR-Speicherring und \bar{P} ANDA am HESR.	74
6.1	Laufzeiten der Kalibrierung auf verschiedenen Rechner.	98
7.1	Abschätzungen der Wirkungsquerschnitte.	104
A.1	Zu erwartende Strahlendosen einzelner Detektorkomponenten in der Vorwärts-Endkappe des EMCs.	109
A.2	Zu erwartende Strahlendosen für VPTs.	109

Literaturverzeichnis

- [1] K. N. et al. (Particle Data Group), J. Phys. G **37** (2010).
- [2] V. Crede and C. Meyer, Prog.Part.Nucl.Phys. **63**, 74 (2009), 0812.0600.
- [3] C. Amsler *et al.*, Phys. Lett. **B342**, 433 (1995).
- [4] L. Faddeev, A. J. Niemi, and U. Wiedner, Phys. Rev. D **70**, 114033 (2004).
- [5] PANDA-Kollaboration, U. Wiedner *et al.*, Hyperfine Interactions **194**, 219 (2009), 10.1007/s10751-009-0075-9.
- [6] Y. Chen *et al.*, Phys. Rev. **D73**, 014516 (2006), hep-lat/0510074.
- [7] J. J. Dudek, Phys.Rev. **D84**, 074023 (2011), 1106.5515.
- [8] PANDA-Kollaboration, B. Kopf *et al.*, Hyperfine Interactions , 1, 10.1007/s10751-011-0392-7.
- [9] T. Barnes, F. Close, and E. Swanson, Phys.Rev. **D52**, 5242 (1995), hep-ph/9501405.
- [10] I. J. General, S. R. Cotanch, and F. J. Llanes-Estrada, Eur.Phys.J. **C51**, 347 (2007), hep-ph/0609115.
- [11] E. Klempt, Glueballs, hybrids, pentaquarks : Introduction to hadron spectroscopy and review of selected topics, 2004.
- [12] P. Baillon, D. Edwards, C. d'Andlau, and A. Astier, Nuovo Cim. **A50**, 393 (1967).
- [13] Crystal Barrel Collaboration, C. Amsler *et al.*, Phys.Lett. **B358**, 389 (1995).
- [14] C. Edwards *et al.*, Phys.Rev.Lett. **49**, 259 (1982).
- [15] MARK-III Collaboration, Z. Bai *et al.*, Phys.Rev.Lett. **65**, 2507 (1990).
- [16] M. Rath *et al.*, Phys.Rev. **D40**, 693 (1989).
- [17] Crystal Barrel, E. Aker *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A321**, 69 (1992).
- [18] J. Marks and the Calorimeter Group of the BABAR Collaboration, Journal of Physics: Conference Series **160**, 012005 (2009).
- [19] Y. Yang, CERN Report No. CMS-CR-2009-162, 2009 (unpublished).
- [20] H. Koch, C. Amsler, E. Aker, and T. Armstrong, CERN Report No. CERN-PSCC-85-56. PSCC-P-90, 1985 (unpublished).
- [21] G. Folger, M. Doser, and C. Voelcker, CB-Note 121 (1995).

- [22] P. Hidas and G. Pinter, CB-Note 138 (1997).
- [23] T. Degener, M. Kunze, J. Lüdemann, and K. Peters, CBoff++, Object Oriented Offline Analysis for C++ Programmers (1995).
- [24] R. Brun and F. Rademakers, Phys. Res. **A389**, 81 (1996 1997).
- [25] R. Bossingham, CB-Note 169/Version 1.1 (1992).
- [26] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson, and P. Zancarini, *GEANT 3: user's guide Geant 3.10, Geant 3.11; rev. version* (CERN, Geneva, 1987).
- [27] T. Degener, Analyse von Endzuständen der Antiproton-Proton Annihilation im Fluge, 1999, Dissertation.
- [28] O. Cramer, Protonium-Vernichtung in $K_S^0 K_S^0 \pi^0$, 1997, Dissertation.
- [29] S. Bischoff, Untersuchung der $\omega \pi^+ \pi^-$ und $\omega \pi^0 \pi^0$ -Endzustände aus der $\bar{p}p$ -Annihilation im Fluge, 1999, Dissertation.
- [30] J. Pychy, Untersuchungen zur Partialwellenanalyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0$, 2012, Masterarbeit.
- [31] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol, and H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik*, 6. ed. (Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 2005).
- [32] W. Verkerke and D. Kirkby, RooFit Users Manual v2.07, 2006.
- [33] K. R., An Angular Distribution Cookbook., 1996.
- [34] PANDA-Kollaboration, Physics Performance Report for PANDA, 2008.
- [35] PANDA-Kollaboration, Technical Design Report for PANDA Electromagnetic Calorimeter, 2008.
- [36] The PANDA Collaboration: W. Erni *et al.*, ArXiv e-prints (2009), 0907.0169.
- [37] C. Motzko, Analyse des Zerfalls $\chi_{c0} \rightarrow K_S K_S \pi^0 \pi^0$ und Entwicklung eines Lichtpulser-systems für das PANDA EMC, 2012, Dissertation.
- [38] W. T. Eadie, D. Drijard, F. James, R. M., and B. Sadoulet, *Statistical Methods in Experimental Physics* (North Holland, Amsterdam, 1971).
- [39] S. U. Capella A. *et al.*, Phys. Rep. **236 225** (1994).
- [40] F. James and M. Winkler, Minuit User's Guide, 2004.
- [41] L. Moneta, Minuit2 Minimization Package, 2010.
- [42] R. Berlich, A. Garcia, and G. S., The Geneva optimization library, 2011.
- [43] Oracle Corp., MySQL - The world's most popular open source database, 2012.
- [44] tangentsoft, MySQL++, 2012.
- [45] B. Dawes, D. Abrahams, and R. Rivera, boost C++ LIBRARIES, 2012.

Lebenslauf

Name: Bernhard Roth

Geburtstag: 17.3.1982

Geburtsort: Offenburg

Eltern: Alfred Roth
Erika Roth, geb. Braun

Studium: 05.2009 - 07.2012
Doktorandenstipendium der GSI und Promotion am Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik der Ruhr-Universität Bochum

01.2008 - 01.2009
Abschluss des Hauptstudiums mit der Diplomarbeit
Studium von Resonanzen in der Antiproton-Proton Annihilation

01.2007 - 01.2008
Studentische Hilfskraft am Lehrstuhl für Experimentalphysik I:
Analyse und Detektorstudien für das $\bar{P}ANDA$ -Experiment

09 - 10.2006 und 09 - 10.2007
Betreuer eines Orientierungs- und Einführungskurses für ausländische Studierende an der Ruhr-Universität Bochum

2005
Diplom Vorprüfung

10.2003 - 01.2009
Studium der Physik an der Ruhr-Universität Bochum

Zivildienst: 09.2002 - 06.2003
an der Schule für Körperbehinderte Offenburg

Schulbildung: Juni 2002
Allgemeinbildende Hochschulreife (Abitur)

09.1993 - 06.2002
Schillergymnasium Offenburg

09.1989 - 06.1993
Grundschule Durbach - Ebersweier

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit zur Seite standen.

Mein besonderer Dank gilt dabei Prof. Dr. U. Wiedner, der diese Arbeit am Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik der Ruhr-Universität Bochum erst ermöglichte. Ebenso möchte ich mich bei den Mitarbeitern des Lehrstuhls, insbesondere bei Dr. B. Kopf, aber auch Dr. M. Steinke, Dr. T. Schröder und PD Dr. F.-H. Heinsius für ihren unermüdlichen Einsatz bedanken.

Ganz besonders möchte ich meiner Frau Aleksandra danken, dass sie mir immer eine Stütze und Motivator war.

Mein Dank gilt auch meinen Eltern und meinem Bruder, die mir mein Physik-Studium an der Ruhr-Universität Bochum erst ermöglichten und mich dabei immer unterstützten.

