

Analyse des  $J/\psi$ - und  $\psi(2S)$ -Zerfalls in  $\gamma\pi^+\pi^-\eta$  bei BES III  
und  
Entwicklungen zur Auslese des  $\bar{P}$ anda-EMC

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

vorgelegt von  
**Michael Leyhe**  
geboren in Hattingen

Bochum, im April 2013

1. Gutachter: Prof. Dr. U. Wiedner
  2. Gutachter: Prof. Dr. W. Meyer
- Tag der Disputation: 9. Juli 2013

# Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit zwei Experimenten, die auf dem Gebiet der Hadronenspektroskopie Grundlagenforschung betreiben. Dies sind das existierende BES III-Experiment, von dem Daten aus Charmoniumzerfällen analysiert werden und das zukünftige PANDA-Experiment, für das in dieser Arbeit die Auslese der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters entwickelt wird.

Im ersten Teil werden die radiativen Zerfälle von  $\psi(2S)$  und  $J/\psi$  nach  $\gamma(\pi^+\pi^-\eta)$  zur Untersuchung des  $\eta(1405)$ -Mesons analysiert. Dieser Zustand wird als möglicher Glueballkandidat gehandelt, da unter anderem das pseudoskalare Mesonennonett mit dem  $\eta(1405)$ ,  $\eta(1295)$  und dem  $\eta(1475)$  mit einem Teilchen überbesetzt ist und andere Experimente dem  $\eta(1405)$  einen großen gluonischen Anteil bescheinigen. Die Produktion des  $\eta(1475)$  kann, wie durch andere Experimente bestätigt, nicht im Zerfall nach  $\pi^+\pi^-\eta$  beobachtet werden. Das  $\eta(1295)$  hingegen wird im Rahmen einer Partialwellenanalyse im Zerfall  $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  nachgewiesen. Dies gelang vorher erst dem DM2-Experiment, allerdings mit deutlich geringerer Statistik und dementsprechenden Unsicherheiten. Eine mögliche Lösung des Problems der Überbesetzung, die Nichtexistenz des  $\eta(1295)$ , kann nach den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen nicht bestätigt werden.

Darüber hinaus werden die Verzweigungsverhältnisse verschiedener Zerfälle bestimmt. Die hohe Ereigniszahl erlaubt es einige Zerfallswahrscheinlichkeiten erstmalig beziehungsweise deutlich präziser zu bestimmen. Die im Zerfall  $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  beitragenden Partialwellen können durch eine massenunabhängige Partialwellenanalyse ermittelt und mit bekannten Resonanzen in Verbindung gebracht werden.

Im zweiten Teil der Arbeit werden die Entwicklung und Optimierung der zur Auslese der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters verwendeten Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten dargelegt. Eine Vielzahl dieser Detektoreinheiten wurden für einen Prototypen der Vorwärtsendkappe produziert, und in anschließenden Teststrahlzeiten unter realen Bedingungen getestet.

Die Produktion der Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten konnte dahingehend optimiert werden, dass sie den Anforderungen genügen und die Massenproduktion von 3856 Einheiten in den nächsten zwei Jahren erfolgen kann.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	1
1.1.1	Leptonen . . . . .	1
1.1.2	Quarks . . . . .	2
1.1.3	Wechselwirkungen . . . . .	2
1.2	Spektroskopie leichter Mesonen . . . . .	4
1.3	Exotische Teilchen . . . . .	6
1.4	Motivation . . . . .	7
1.4.1	Analyse des Zerfalls nach $\gamma\pi^+\pi^-\eta$ zur Untersuchung des $\eta(1405)$ mit Daten des BES III-Experiments . . . . .	7
1.4.2	Entwicklung und Optimierung der Auslese der Vorwärtsendkappe des PANDA-EMC . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Untersuchung des <math>\psi(2S)</math>- und <math>J/\psi</math>-Zerfalls in <math>\gamma\pi^+\pi^-\eta</math></b>	<b>11</b>
2.1	Das BES III-Experiment . . . . .	11
2.1.1	Der Speicherring BEPC II . . . . .	11
2.1.2	Der BES III-Detektor . . . . .	12
2.1.3	Das Physikprogramm . . . . .	14
2.2	Analyse des Zerfalls $\psi(2S) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$ . . . . .	15
2.2.1	Vorselektion . . . . .	15
2.2.2	Untergrundbetrachtung . . . . .	18
2.2.3	Ergebnisse . . . . .	23
2.3	Analyse des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$ . . . . .	28
2.3.1	Datenselektion . . . . .	28
2.3.2	Untergrundbetrachtung . . . . .	29
2.3.3	Ergebnisse . . . . .	34
2.4	Zusammenfassung . . . . .	38
<b>3</b>	<b>Partialwellenanalyse des Zerfalls <math>J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta</math></b>	<b>39</b>
3.1	Das Isobar-Modell . . . . .	39
3.2	Formalismen . . . . .	40
3.3	Dynamische Funktionen . . . . .	42
3.3.1	Breit-Wigner-Parametrisierung . . . . .	42
3.3.2	Flatté-Parametrisierung . . . . .	42
3.3.3	$(\pi\pi)_s$ -Wellen-Parametrisierung nach Anisovich . . . . .	43
3.4	Die Amplitude der Reaktion $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$ . . . . .	44
3.5	Die Partialwellenanalysesoftware . . . . .	45
3.5.1	Maximum-Likelihood-Methode . . . . .	45
3.5.2	Wahl der besten Hypothese . . . . .	45

3.5.3	Verifizierung der Amplitudenberechnung in der Partialwellenanalyse- software . . . . .	47
3.6	Ergebnisse der Partialwellenanalyse für den Zerfall $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$ . . . . .	50
3.6.1	Ergebnisse der massenunabhängigen Anpassung . . . . .	50
3.6.2	Ergebnisse der massenabhängigen Anpassung . . . . .	54
3.7	Vergleich der Ergebnisse aus $\psi(2S)$ - und $J/\psi$ -Zerfällen . . . . .	60
3.8	Zusammenfassung . . . . .	61
<b>4</b>	<b>Entwicklung und Optimierung der Auslese der Vorwärtsendkappe des <math>\bar{\text{PANDA}}</math>- EMC</b>	<b>63</b>
4.1	Das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment . . . . .	63
4.1.1	Physikalische Motivation des $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments . . . . .	63
4.1.2	FAIR . . . . .	65
4.1.3	Der Antiprotonenspeicherring HESR . . . . .	66
4.1.4	Der $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor . . . . .	67
4.2	Das elektromagnetische Kalorimeter . . . . .	73
4.2.1	Szintillatoren . . . . .	73
4.2.2	Photodetektoren . . . . .	75
4.2.3	Anforderungen an das $\bar{\text{PANDA}}$ -EMC . . . . .	79
4.2.4	Aufbau des $\bar{\text{PANDA}}$ -EMC im Targetspektrometer . . . . .	81
4.2.5	Aufbau einer Subunit für die Vorwärtsendkappe . . . . .	84
4.2.6	Die Ausleseketten . . . . .	85
4.3	Entwicklung von Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten . . . . .	86
4.3.1	Vakuum-Phototrioden/-tetroden-Vorverstärker-Einheiten . . . . .	86
4.3.2	Avalanche-Photodioden-Vorverstärker-Einheit . . . . .	91
4.3.3	Einbau der PV-Einheiten in eine Subunit . . . . .	93
4.4	Tests bei Strahlzeiten mit dem Prototypen der EMC-Vorwärtsendkappe . . .	95
4.4.1	Der Prototyp der Vorwärtsendkappe . . . . .	95
4.4.2	Ergebnisse der Strahlzeiten und daraus folgende Modifikationen der Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten . . . . .	97
4.5	Zusammenfassung . . . . .	104
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>107</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>109</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>113</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>115</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>121</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>123</b>

# 1 Einleitung

Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit dem Aufbau der Materie aus kleinsten Teilchen. Während bis Ende des 19. Jahrhunderts das Atom als kleinster Baustein der Materie galt, fand Rutherford mit Hilfe von Streuexperimenten an Goldfolie heraus, dass das Atom aus einem kleinen Kern und einer Hülle aus Elektronen besteht. Heute ist bekannt, dass die Protonen und Neutronen, die in unterschiedlicher Zusammensetzung die Atomkerne der chemischen Elemente bilden, aus Quarks aufgebaut sind. Vereint werden die aus heutiger Sicht unteilbaren Elementarteilchen im Standardmodell der Teilchenphysik.

## 1.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik basiert auf einer Quantenfeldtheorie, welche die bekannten Elementarteilchen sowie deren Wechselwirkungen beschreibt. Die Elementarteilchen werden in zwei Gruppen eingeordnet: den Fermionen, Teilchen mit halbzahligem Spin und den Bosonen die über einen ganzzahligen Spin verfügen. Zu Letzteren gehören die Eichbosonen, die die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen übertragen. Die Fermionen werden in zwei Arten unterteilt: Leptonen und Quarks. Von ihnen existieren jeweils sechs, die sich zu einem Paar in drei Generationen beziehungsweise Familien aufteilen. Zu jedem Teilchen gibt es ein Antiteilchen, dessen Masse und Spin identisch sind, sich jedoch in einigen Quantenzahlen, wie zum Beispiel der Ladung, unterscheiden.

### 1.1.1 Leptonen

Zu den Leptonen gehören das Elektron, das in jedem Atom vorhanden ist, sowie das in der Höhenstrahlung entdeckte Myon und das sehr schwere Tauon (siehe Tabelle 1.1). Myon und Tauon sind instabile Teilchen und besitzen wie das Elektron eine elektrische Ladung von  $1 e$ . Zu jedem dieser drei geladenen Leptonen existiert noch ein neutral geladenes Elementarteilchen, das sogenannte Neutrino. Jede Generation von Leptonen besitzt eine Leptonenzahl, die

Generation	Name	Ladung [ $e$ ]	Leptonenzahl	Masse [ $\text{MeV}/c^2$ ]
1.	Elektron, $e^-$	-1	$L_e = +1$	0,511
	Elektron-Neutrino, $\nu_e$	0	$L_e = +1$	$< 2 \cdot 10^{-6}$
2.	Myon, $\mu^-$	-1	$L_\mu = +1$	105
	Myon-Neutrino, $\nu_\mu$	0	$L_\mu = +1$	$< 0,19$
3.	Tauon, $\tau^-$	-1	$L_\tau = +1$	$1776,82 \pm 0,16$
	Tau-Neutrino, $\nu_\tau$	0	$L_\tau = +1$	$< 18,2$

Tabelle 1.1: Eigenschaften der Leptonen [1]

bei Zerfällen erhalten bleibt. Die sechs Antileptonen unterscheiden sich durch die entgegengesetzte elektrische Ladung sowie die entgegengesetzte Leptonenzahl.

### 1.1.2 Quarks

Es gibt sechs verschiedene Quarks, die sich ähnlich wie die Leptonen in drei Generationen einordnen lassen (siehe Tabelle 1.2). Sie sind die Bestandteile der Hadronen, bei denen zwischen Mesonen ( $q\bar{q}$ ) und Baryonen ( $qqq$ ) unterschieden wird. Die elektrische Ladung der Quarks beträgt für das *up*-, *charm*- und *top*-Quark  $+2/3 e$  und für die *down*-, *strange*- und *bottom*-Quarks  $-1/3 e$ . Quarks besitzen eine zusätzliche Quantenzahl, die sogenannte Farbladung, die rot, grün oder blau sein kann. Die Antiquarks  $\bar{q}$  tragen entgegengesetzte Ladung und Flavour und eine Antifarbe, die antirot, antigrün oder antiblau sein kann. Es können nur freie Teilchen existieren, deren Farbladungen sich in der Summe aufheben. Für Mesonen bedeutet dies, dass das Antiquark jeweils die Antifarbe des Quarks tragen muss.

Generation	Name	Ladung [ $e$ ]	Flavour	Masse [ $\text{GeV}/c^2$ ]
1.	up ( $u$ )	$+\frac{2}{3}$	$I_3 = +\frac{1}{2}$	$2,3_{-0,5}^{+0,7} \cdot 10^{-3}$
	down ( $d$ )	$-\frac{1}{3}$	$I_3 = -\frac{1}{2}$	$4,8_{-0,3}^{+0,7} \cdot 10^{-3}$
2.	charm ( $c$ )	$+\frac{2}{3}$	$C = +1$	$1,275 \pm 0,025$
	strange ( $s$ )	$-\frac{1}{3}$	$S = -1$	$0,095 \pm 0,005$
3.	top ( $t$ )	$+\frac{2}{3}$	$T = +1$	$173,5 \pm 0,6 \pm 0,8$
	bottom ( $b$ )	$-\frac{1}{3}$	$B = -1$	$4,18 \pm 0,03$

Tabelle 1.2: Eigenschaften der Quarks [1]

### 1.1.3 Wechselwirkungen

Allen physikalischen Phänomenen liegen vier fundamentale Wechselwirkungen zugrunde. Die Gravitation, die schwache Wechselwirkung, die elektromagnetische Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation ist auf subatomarer Ebene aufgrund ihrer geringen Stärke (vgl. Tabelle 1.3) vernachlässigbar. Die anderen drei Kräfte werden in der Quantenfeldtheorie des Standardmodells als Felder und die Wechselwirkungen mit Hilfe von Feldquanten, den sogenannten Eichbosonen, beschrieben. Diese Eichbosonen koppeln an die jeweilige Ladung der Fermionen und übertragen auf diese Weise die Kräfte. Die starke Wechselwirkung beeinflusst dem zufolge nicht die Leptonen, da diese keine Farbladung tragen.

Wechselwirkung:	Gravitation	Schwach	Elektromagnetisch	Stark
Eichboson:	Graviton	$Z^0, W^+, W^-$	Photon: $\gamma$	8 Gluonen
Kopplung an:	Masse	schwache Ladung	elektrische Ladung	Farbladung
relative Stärke:	$10^{-38}$	$10^{-13}$	$10^{-2}$	1

Tabelle 1.3: Eigenschaften der vier fundamentalen Wechselwirkungen [1]

### Quantenelektrodynamik QED und elektroschwache Theorie

Die elektromagnetische Wechselwirkung war die erste Kraft, die quantenfeldtheoretisch in der Quantenelektrodynamik beschrieben wurde<sup>1</sup>. Deren Eichboson ist das Photon, das an die elektrische Ladung koppelt (siehe Feynman-Diagramm in Abbildung 1.1 (a,b,c)) und eine unendliche Reichweite besitzt. An jedem dieser Vertizes geht die elektromagnetische Kopplungskonstante  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx 1/137$  ein, die als Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante in der Elektrodynamik bekannt ist.

Die schwache Wechselwirkung konnte in den 1970er Jahren in diese quantenfeldtheoretische Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung integriert werden<sup>2</sup>. Die schwache Wechselwirkung besitzt, im Gegensatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung, Masse behaftete, geladene Eichbosonen, die fundamental für die Beschreibung des Standardmodells sind. Zum einen existieren aufgrund geladener Eichbosonen Wechselwirkungen, bei denen sich das Quark-/Leptonenflavour ändert (vgl. Abbildung 1.1 (d, e)) und zum anderen muss ein neuer Mechanismus eingeführt werden, der die hohen Massen der Eichbosonen erklären kann, der sogenannte Higgs-Mechanismus. Das von Peter Higgs postulierte Higgs-Boson wurde als letzter Baustein vermutlich im Jahr 2012 am LHC des CERN beobachtet.

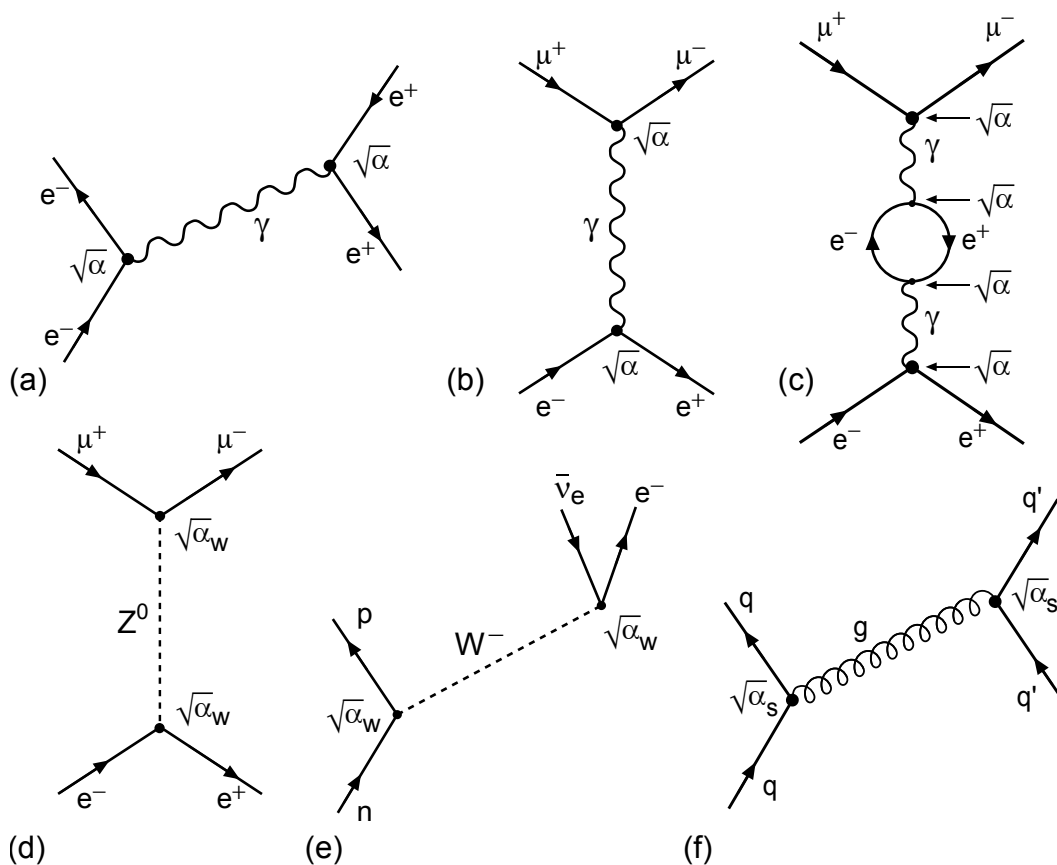


Abbildung 1.1: Feynman-Diagramme zur elektromagnetischen (a,b,c), schwachen (d,e) und starken Wechselwirkung (f) [2]

<sup>1</sup>Nobelpreis für Physik 1965 an Richard Feynman, Julian Seymour Schwinger und Shin'ichiro-Tomonaga.

<sup>2</sup>Nobelpreis für Physik 1979 an Sheldon Lee Glashow, Abdus Salam und Steven Weinberg.

## Quantenchromodynamik QCD

Die Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik, ist stark an die Quantenelektrodynamik angelehnt. Die Eichbosonen sind die Gluonen (engl.: to glue = kleben); sie übertragen die Kräfte zwischen den Quarks und sorgen dafür, dass die Nukleonen im Atomkern zusammengehalten werden. Gluonen sind masselose Teilchen und tragen jeweils Farbe und Antifarbe, so dass es nach den Regeln der  $SU(3)$  Gruppentheorie,  $8 \otimes 1$  Farbkombinationen gibt. Eine dieser Kombinationen ist das Farbsingulett, das symmetrisch aus allen drei Farben und Antifarben aufgebaut ist. Es wirkt nicht farbspezifisch und kann daher nicht zwischen Farbladungen ausgetauscht werden. Die Gluonen können somit als Träger der Farbladung nicht nur an Quarks sondern auch an andere Gluonen koppeln. Daraus ergibt sich eine Kopplungskonstante  $\alpha_s(Q)$ , die stark vom Viererimpulsübertrag  $Q$  der Teilchen abhängig ist. Aus der Störungsrechnung der QCD erhält man in erster Ordnung für  $\alpha_s$ :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (1.1)$$

$n_f$  ist die Anzahl der beteiligten Quarktypen und  $\Lambda$  ein freier Parameter, der experimentell zu  $\approx 250 \text{ MeV}/c^2$  bestimmt wurde. Für große  $Q$ , und damit kleine Abstände, wird die Kopplung zwischen den Quarks immer kleiner, so dass sie für  $Q \rightarrow \infty$  als frei betrachtet werden können. Für kleine  $Q$  hingegen wird die Kopplungsstärke sehr groß, weshalb Quarks nicht aus einem Hadron entfernt werden können. Ersteres bezeichnet man als *asymptotische Freiheit* und letzteres als *Confinement*. [2]

## 1.2 Spektroskopie leichter Mesonen

Mesonen sind, wie in Kapitel 1.1.2 beschrieben, Systeme, die aus einem Valenzquark und einem Antivalenzquark bestehen. Man unterscheidet zwischen leichten Mesonen, die nur aus den drei leichten Quarksorten up, down und strange aufgebaut sind, und den schweren Mesonen, bestehend aus mindestens einem charm- oder bottom-Quark. Die Massen letzterer liegen weit auseinander und die daraus aufgebauten Mesonen lassen sich relativ einfach zuordnen. Die Massen der leichten Quarks hingegen unterscheiden sich kaum voneinander, so dass Mesonen aus Mischzuständen existieren. Diese Mischzustände werden, wie die Gluonen, mit Hilfe der  $SU(3)$  Gruppentheorie beschrieben, so dass sich aus den drei Quarkflavours sowie deren Antiteilchen neun mögliche Kombinationen ergeben, die sich wieder in ein Oktett und ein Singulett aufteilen (vgl. Abbildung 1.2). Zur weiteren Klassifizierung der Mesonen sind Quantenzahlen nötig, auf die im Folgenden näher eingegangen wird.

Die Quarks mit Spin  $1/2$  können im Meson entweder zu Gesamtspin  $S = 0$  oder  $S = 1$  koppeln. Der relative Bahndrehimpuls  $L$  der Quarks, sowie radiale Anregungen  $n$  und der Gesamtspin  $J = L + S$  komplettieren den Basissatz an Quantenzahlen. Die üblichen Notationen zur Klassifizierung von Mesonen sind die spektroskopische Notation  $n^{2S+1}L_J$  beziehungsweise die Spin-Paritätsnotation<sup>3</sup>  $J^{PC}$  mit der Parität  $P = (-1)^{L+1}$  und der Ladungskonjugation  $C = (-1)^{L+S}$ .

In den leichtesten Mesonenzuständen besitzen das Quark und Antiquark keinen relativen Drehimpuls ( $L = 0$ ) zueinander. Daraus ergeben sich zwei Mesonennonetts; zum einen die Pseudoskalar-Mesonen mit  $J^{PC} = 0^{-+}$  (siehe Abbildung 1.2) und zum anderen die Vektor-Mesonen mit den Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{-}$ . Die Mesonen mit  $L = 1$  heißen Skalar-Mesonen,

<sup>3</sup>Diese Schreibweise wird im Folgenden bevorzugt.

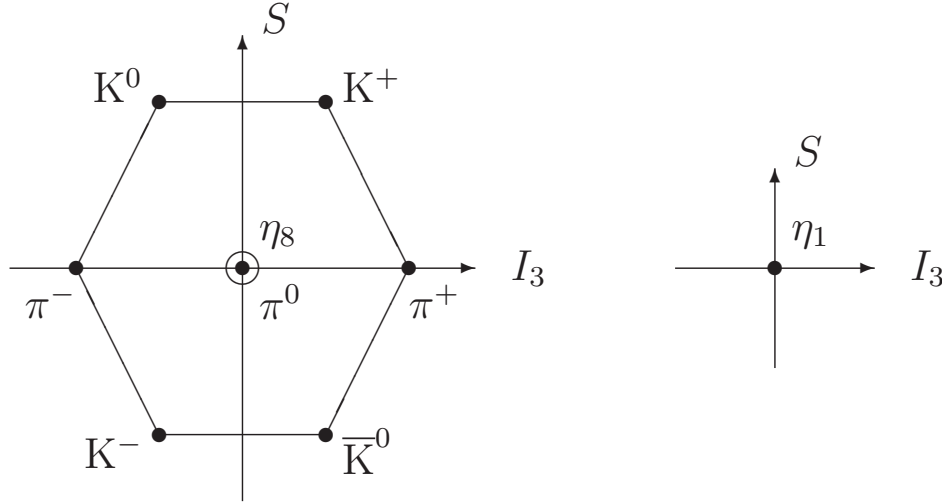


Abbildung 1.2:  $SU(3)_{flavour}$  Nonett der leichtesten pseudoskalaren Mesonen, sortiert nach der 3. Komponente des Isospins  $I_3$ , sowie der Strangeness  $S$ . Links das Oktett und rechts das  $\eta_1$  Singulett. [3]

wenn sie die Quantenzahlen  $J^{PC} = 0^{++}$  besitzen, Axialvektor-Mesonen für  $J^{PC} = 1^{++}$  und Tensor-Mesonen für  $J^{PC} = 2^{++}$ .

Die in Kapitel 2 vorgestellte Analyse beinhaltet überwiegend pseudoskalare Mesonen; zum Verständnis des Mesonenspektrums wird dieses im Folgenden näher erläutert. Ihr Quarkinhalt setzt sich wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned}
 \pi^+ &= |u\bar{d}\rangle \\
 \pi^- &= |\bar{u}d\rangle \\
 \pi^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}|d\bar{d} + u\bar{u}\rangle \\
 K^+ &= |u\bar{s}\rangle \\
 K^- &= |\bar{u}s\rangle \\
 K^0 &= |d\bar{s}\rangle \\
 \bar{K}^0 &= |\bar{d}s\rangle
 \end{aligned}$$

Die zwei fehlenden Mesonen, das  $\eta$  und das  $\eta'$  sind Mischungen aus den beiden Wellenfunktionen  $|\eta_8\rangle$  und  $|\eta_1\rangle$ .

$$\begin{aligned}
 \eta &= |\eta_8\rangle \cos(\theta) - |\eta_1\rangle \sin(\theta) \\
 \eta' &= |\eta_8\rangle \sin(\theta) + |\eta_1\rangle \cos(\theta)
 \end{aligned}$$

wobei  $\theta$  dem Nonett-Mischungswinkel entspricht und der Singulett- beziehungsweise Oktettzustand folgenden Quarkinhalt besitzt:

$$\begin{aligned}
 |\eta_8\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}|d\bar{d} + u\bar{u} - 2s\bar{s}\rangle \\
 |\eta_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}|d\bar{d} + u\bar{u} + s\bar{s}\rangle
 \end{aligned}$$

Diese Quarkkombinationen sind für die anderen bereits beschriebenen erwähnten Mesonenonetts gleich. Allein Spin, Drehimpuls und radiale Anregungen der Valenzquarks ändern die Mesoneigenschaften und insbesondere ihre Massen. Viele der gefundenen Mesonen konnten schon in das Modell eingefügt und ganze Mesonenonetts komplettiert werden. Es gibt jedoch auch Fälle, in denen mehr als neun Mesonen mit den gleichen Quantenzahlen gefunden wurden. Diese Überbesetzung der Nonetts kann mit exotischen Teilchen, die die gleichen Quantenzahlen aufweisen, erklärt werden.

### 1.3 Exotische Teilchen

Zu den exotischen Teilchen zählen alle Teilchen, die sich nicht in Meson- beziehungsweise Baryonmodelle einordnen lassen. Ein eindeutiges Indiz für exotische Teilchen sind Quantenzahlen, die gewöhnliche Mesonen nach den im vorherigen Kapitel genannten Auswahlregeln für ein  $q\bar{q}$ -Paar nicht besitzen können. Dies sind zum Beispiel:

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

Solche Quantenzahlen sind für exotische Teilchen allerdings nicht zwingend, weshalb nach Methoden und Modellen gesucht werden muss, um diese Teilchen von Hadronen zu unterscheiden.

Gluebälle ( $gg, ggg$ ) sind Teilchen, die ausschließlich aus Valenzgluonen aufgebaut sind und eine direkte Konsequenz aus der Quantenchromodynamik, die eine Selbstkopplung der Gluonen erlaubt. Der experimentelle Nachweis ist, sofern keine exotischen Quantenzahlen vorliegen, schwierig, da sich die Gluebälle mit Teilchen der gleichen Quantenzahlen mischen können. Dies ist der Fall beim Glueballkandidaten  $f_0(1500)$  und den benachbarten skalaren Mesonen  $f_0(1300)$  und  $f_0(1710)$ . Beim  $f_0(1500)$  wurde eine deutlich schmalere Zerfallsbreite als bei vergleichbaren Mesonen beobachtet; dies lässt auf einen anderen Zerfallsmechanismus schließen [1, 4]. Gluebälle besitzen keine konstituierenden Quarks, weshalb sie nicht die OZI-Regel verletzen und *flavour-blind* zerfallen, das heißt phasenraumbereinigt in gleichem Maße in Zustände mit unterschiedlichem Quarkflavour. Dies trifft für das  $f_0(1500)$  zu, das in vielen verschiedenen Zerfällen, zum Beispiel nach  $\pi\pi$  oder  $K\bar{K}$  beobachtet wurde.

Neben der experimentellen Suche nach Gluebällen wurden Modelle entwickelt, um die Massen der Gluebälle vorhersagen zu können. Das *Bag Modell* [5] war eines der ersten und es beruht auf der Randbedingung, dass Gluonen im Innern eines „Beutels“ beschränkt sind. Eine Dekade später wurde das *Fluxtube Modell* [6] entwickelt, ein Modell in dem der Glueball als geschlossener Fluss Schlauch behandelt wird. Die neuesten Berechnungen mit Hilfe der *Lattice QCD* lösen die QCD numerisch an diskreten Raum- und Zeitpunkten im 4D-Euklidischen Raum. Das Fluxtube-Modell und die LQCD-Berechnungen liegen in guter Übereinstimmung mit den Berechnungen für die leichtesten skalaren und pseudoskalaren Glueballs [6, 7, 8]. In Abbildung 1.3 sind die mit Hilfe von Lattice QCD berechneten Massen der Glueballs sowie die gefundenen Teilchen für Skalar-, Pseudoskalar- und Tensor-Mesonen dargestellt.

Neben den Gluebällen gibt es noch weitere exotische Zustände, zu denen unter anderem die Hybride, die sich aus einem Valenz-Quark-Antiquark-Paar und einem oder mehreren Valenzgluonen (zum Beispiel:  $q\bar{q}g, q\bar{q}gg, \dots$ ) zusammensetzen, sowie Multiquarkzustände mit vier oder mehr Valenzquarks.

Die Zuordnung von Teilchen mit exotischen Quantenzahlen zu der Gruppe der Gluebälle, der Hybride oder der Multiquarkzustände ist jedoch nicht einfach. So wurden Resonanzen mit



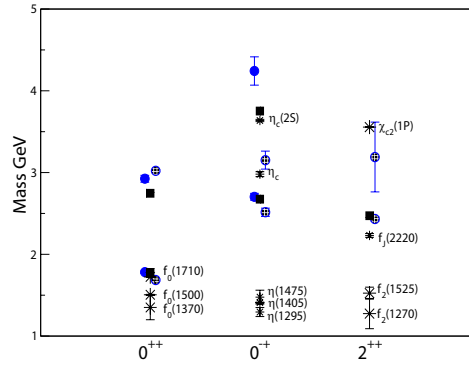


Abbildung 1.3: Lattice QCD Vorhersagen zu Gluebällen (blau) sowie die gefundenen Teilchen (schwarz) zu ausgewählten Quantenzahlen. [1]

den exotischen Quantenzahlen  $1^{-+}$ , namentlich das  $\pi_1$  (1400) und das  $\pi_1$  (1600), gefunden [1], deren Ursprung aber noch kontrovers diskutiert wird. Im bereits erwähnten Fluxtube-Modell wird der energetisch niedrigste Glueball mit den Quantenzahlen  $1^{-+}$  bei  $1,9 \text{ GeV}/c^2$  erwartet [9], so dass sie unter anderem als Kandidaten für Hybride gelten, das von Iddir und Semlala in [10] bezweifelt wird.

Das  $a_0(980)$  und  $f_0(980)$ , die in der in dieser Arbeit durchgeführten Analyse als Zwischenresonanzen auftauchen, gelten hingegen als Kandidaten für Multiquarkzustände [11, 12, 13] oder  $K\bar{K}$  Moleküle [14].

## 1.4 Motivation

### 1.4.1 Analyse des Zerfalls nach $\gamma\pi^+\pi^-\eta$ zur Untersuchung des $\eta(1405)$ mit Daten des BES III-Experiments

Im pseudoskalaren Mesonenspektrum sind mit Isospin  $I = 0$  neben den beiden wohlbekanntesten Mesonen, dem  $\eta$  (548) und dem  $\eta'$  (958), noch drei weitere Teilchen in der Zusammenfassung der Mesonenlistung der *Particle Data Group* [1] zu finden. Dies sind das  $\eta(1295)$ , das  $\eta(1405)$  und das  $\eta(1475)$ , deren Eigenschaften in Tabelle 1.4 aufgeführt sind.

Name	Masse [ $\text{MeV}/c^2$ ]	Breite [ $\text{MeV}/c^2$ ]	Zerfallskanäle
$\eta$ (548)	$547,853 \pm 0,024$	$(1,3 \pm 0,07) \text{ keV}/c^2$	$\gamma\gamma, 3\pi$
$\eta'$ (958)	$957,78 \pm 0,06$	$0,199 \pm 0,009$	$\eta\pi\pi, \rho\gamma, \omega\gamma, \gamma\gamma$
$\eta(1295)$	$1294 \pm 4$	$55 \pm 5$	$\eta\pi\pi, a_0(980)\pi$
$\eta(1405)$	$1408,9 \pm 2,4$	$51,1 \pm 3,2$	$\eta\pi\pi, K\bar{K}\pi, f_0(980)\eta, a_0(980)\pi, 4\pi$
$\eta(1475)$	$1476 \pm 4$	$85 \pm 9$	$K\bar{K}\pi, K\bar{K}^* + \text{c.c.}, \gamma\gamma$

Tabelle 1.4: Die  $I = 0, J^{PC} = 0^{-+}$  Mesonen aus dem Meson Summary Table der Particle Data Group mit Massen kleiner  $1,5 \text{ GeV}/c^2$ . [1]

Von diesen drei pseudoskalaren Zuständen wird angenommen, dass zwei dieser Teilchen die radialen Anregungen des  $\eta$  (548) und  $\eta'$  (958) sind, womit das verbliebene Meson nicht in das pseudoskalare Mesonnonett eingeordnet werden kann.

Die historische Aufarbeitung der Überbesetzung der pseudoskalaren Mesonen beginnt im Jahr

1967, als am CERN erstmalig in  $p\bar{p}$ -Kollisionen im invarianten  $K\bar{K}\pi$ -Massenspektrum eine Überhöhung bei  $1425\text{ MeV}/c^2$  mit den Quantenzahlen  $I^G J^P = 0^+ 0^-$  beobachtet wurde [15]. Dieses als E-Meson<sup>4</sup> getaufte Teilchen zerfällt dabei hauptsächlich über die Zwischenresonanzen  $a_0(980)\pi$  und  $K\bar{K}^*$ . Dieser Fund wurde in den 1980er Jahren durch die Mark II-Kollaboration am SLAC durch radiative  $J/\psi$ -Zerfälle in den gleichen Endzustand bestätigt und das Teilchen aufgrund seiner Masse von  $1440\text{ MeV}/c^2$  und den Quantenzahlen  $0^{-+}$  in  $\eta(1440)$  umbenannt<sup>5</sup> [16]. Der radiative Zerfall in den Endzustand  $\pi^+\pi^-\eta$  konnte vom Nachfolgeexperiment Mark III ebenfalls über den Zerfall  $a_0(980)\pi$  beobachtet werden, die Masse jedoch wurde zu  $1400\text{ MeV}/c^2$  bestimmt. Zur gleichen Zeit beobachteten andere Experimente, wie zum Beispiel das OBELIX Experiment in  $p\bar{p}$ -Annihilation [17] und die DM2-Kollaboration in radiativen  $J/\psi$ -Zerfällen [18], eine Aufspaltung des  $\eta(1440)$  in zwei pseudoskalare Mesonen, dem  $\eta(1405)$  und dem  $\eta(1475)$ , wobei das Erstere hauptsächlich in  $a_0(980)\pi$  beziehungsweise direkt in  $K\bar{K}\pi$  zerfällt und das Letztere hauptsächlich an  $K\bar{K}^*$  koppelt. Das  $\eta(1475)$  konnte im Endzustand  $\eta\pi\pi$  bisher nicht beobachtet werden [1].

Das energetisch niedrigste der drei pseudoskalaren Mesonen, das  $\eta(1295)$ , wurde bisher weder in  $p\bar{p}$ -Annihilation noch in der  $\gamma\gamma$ -Fusion gesehen. In Pion-Proton-Reaktionen wurde es bisher durch mehrere Experimente nachgewiesen [3], wie zum Beispiel von der E852-Kollaboration durch eine Partialwellenanalyse des Endzustands  $\pi^+\pi^-\eta$  [19]. Eine Partialwellenanalyse radiativer  $J/\psi$ -Zerfälle in  $\pi^+\pi^-\eta$  von DM2-Daten ergab eine pseudoskalare Resonanz bei  $1265\text{ MeV}/c^2$ , die in späteren radiativen Charmoniumzerfällen mit deutlich mehr Statistik nicht bestätigt wurde. Die Identifizierung des  $\eta(1295)$  ist schwierig, da neben den pseudoskalaren Mesonen auch Axialvektor-Mesonen mit  $J^{PC} = 1^{++}$  in diesem Massenbereich liegen und sowohl in  $K\bar{K}\pi$  als auch in  $\eta\pi\pi$  zerfallen dürfen. Erschwert wird die Suche insbesondere dadurch, dass das energetisch niedrigste Axialvektor-Meson, das  $f_1(1285)$  im selben Massenbereich wie das  $\eta(1295)$  liegt und eine Unterscheidung nur durch viel Statistik und unter Einbeziehung einer Partialwellenanalyse möglich ist.

Widersprüchliche Ergebnisse, die zum Beispiel bei der Photofusion durch Analysen der L3- und der CLEO-Kollaboration erzielt wurden, erschweren die Deutung der Ergebnisse zusätzlich. So fand die L3-Kollaboration signifikante  $1^{++}$ -Anteile des  $f_1(1285)$  und  $f_1(1420)$  im  $K\bar{K}\pi$ -Endzustand sowie  $0^{-+}$ -Anteile des  $\eta(1475)$  in  $K\bar{K}^* \rightarrow K\bar{K}\pi$ , aber keinerlei Hinweise auf das  $\eta(1405)$  [20]. Aufgrund dieses Resultats wurde dem  $\eta(1405)$  ein großer gluonischer Anteil zugeschrieben, da Gluebälle nicht direkt elektromagnetisch koppeln und daher in  $\gamma\gamma$ -Kollisionen nicht erzeugt werden sollten [21]. Die Analyse der CLEO-Kollaboration, die auf einer 5-fach größeren Datenmenge als jene beim L3-Experiment basiert, fand neben dem  $f_1(1285)$  und  $f_1(1420)$  jedoch keinen pseudoskalaren Beitrag, weder vom  $\eta(1475)$  noch vom  $\eta(1405)$  [22].

Aus diesen Erkenntnissen ergibt sich die folgende Auswahl an möglichen Erklärungen für die beobachtete Überbesetzung:

- Das  $\eta(1295)$  existiert nicht, da es bisher nur in Verbindung mit dem  $f_1(1285)$  gesehen wurde. Die Matrixelemente für den Zerfall eines pseudoskalaren Mesons in drei pseudoskalare Mesonen weisen keinerlei Besonderheiten auf und die Matrixelemente sind dementsprechend flach verteilt. Fehler, durch falsche Akzeptanzkorrekturen, fehlerhafte Annahmen in der PWA oder in der Auflösung können zu Missinterpretationen in der dominierenden  $1^{++}$ -Welle führen, die wiederum einen pseudoskalaren Anteil vortäuschen.

<sup>4</sup>Europa-Meson.

<sup>5</sup>Ein weiterer gebräuchlicher Name für das  $\eta(1440)$  in älterer Literatur ist das  $\iota$ .

In diesem Fall wäre das  $\eta(1405)$  die radiale Anregung des  $\eta$  und das  $\eta(1475)$  die radiale Anregung des  $\eta'$ . [23]

- Das  $\eta(1295)$  existiert und das  $\eta(1405)$  wird als pseudoskalärer Glueball identifiziert. Gestützt wird diese Hypothese durch das Fehlen eines  $\eta(1405)$ -Signals in der Photoproduktion, wobei das  $\eta(1295)$  gar nicht und das  $\eta(1475)$  nur von einem Experiment in  $\gamma\gamma$ -Kollisionen gesehen wurde. Der radiative Zerfall von Quarkonium-Zuständen, insbesondere der des  $J/\psi$ , sollten einen großen Anteil an Gluebällen produzieren können, so dass die deutlichen Signale in den beobachteten radiativen Zerfällen mit den Endzuständen  $K\bar{K}\pi$  und  $\eta\pi\pi$  ein weiteres Indiz darstellen. Auf der anderen Seite sagen sowohl die Fluxtube-Modell- und Lattice-QCD-Berechnungen den energetisch niedrigsten pseudoskalären Glueball bei Massen  $\geq 2 \text{ GeV}/c^2$  voraus. Damit wären das  $\eta(1295)$  und das  $\eta(1475)$  die radialen Anregungen der pseudoskalären Grundzustände.
- Es existiert eine Wellenfunktion des  $\eta(1440)$  mit Knotenpunkten, die zu zwei unterschiedlichen Anregungszuständen, dem  $\eta(1405)$  und dem  $\eta(1475)$  führen [23]. Damit wäre das  $\eta(1295)$  die radiale Anregung des  $\eta$  und das  $\eta(1440)$  die radiale Anregung des  $\eta'$ .

Die Analyse von radiativen Charmoniumzerfällen des  $J/\psi$  und des  $\psi(2S)$  nach  $\pi^+\pi^-\eta$ , wie sie in Kapitel 2.2 und 2.3 mit Daten des BES III-Experiments durchgeführt werden, bietet eine gute Möglichkeit, die Massenregion um das  $\eta(1405)$  zu untersuchen. Das BES III-Experiment zeichnete in den vergangenen Jahren durch  $e^+e^-$ -Annihilation die größten Datensätze an  $1^{--}$ -Charmonia ( $J/\psi$  und  $\psi(2S)$ ) auf, so dass dieser Zerfallskanal mit deutlich mehr Ereignissen analysiert werden kann, als dies bisher der Fall war. In der anschließenden Partialwellenanalyse in Kapitel 3 kann nach Hinweisen auf die Existenz des  $\eta(1295)$  gesucht und das  $\eta(1405)$  mit großer Statistik vermessen werden. Der Vergleich beider Charmoniumzerfälle gibt Hinweise auf die beitragenden Produktions- und Zerfallsmechanismen.

### 1.4.2 Entwicklung und Optimierung der Auslese der Vorwärtsendkappe des $\overline{\text{PANDA-EMC}}$

Das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment, das ab 2017  $p\bar{p}$ -Annihilationsereignisse aufzeichnen soll, wird einen großen Beitrag in der Hadronenspektroskopie und der Suche nach exotischen Teilchen leisten. Im Gegensatz zur  $e^+e^-$ -Annihilation wie beim BES III-Experiment, ist die Proton-Antiproton-Annihilation ein exzellenter Ausgangskanal zur Erzeugung mesonischer und exotischer Zustände, da der Annihilationsprozeß reich an Quarks und Gluonen ist und alle Teilchen mit nicht exotischen Quantenzahlen direkt erzeugt werden können.

Um die erzeugten Resonanzen genau vermessen zu können, ist ein elektromagnetisches Kalorimeter notwendig, das eine gute Energieauflösung sowie eine niedrige Energieschwelle für die Rekonstruktion von Photonen besitzt. Die Vorwärtsendkappe wird aufgrund des Lorentzboosts bei einem Fixed-Target-Experiment besonders hohen Teilchenraten ausgesetzt und ist essenziell für die Leistungsfähigkeit des Detektors.

In Kapitel 4 wird die Entwicklung der Ausleseeinheiten, bestehend aus Photodetektor und Vorverstärker, vorgestellt, die die 3856 Bleiwolframatkristalle der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters auslesen werden. Die Auslese erfolgt unter schwierigen Randbedingungen, wie einer Umgebungstemperatur von  $-25^\circ\text{C}$ , einem Magnetfeld von 1,2 T im Bereich der Ausleseeinheiten und dem kompakten Aufbau geschuldeten engen Platzverhältnissen.





Resonanz	Energie [GeV]	Luminosität [ $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	Ereignisse/Jahr
$J/\psi$	3,097	0,6	$1 \times 10^{10}$
$\tau^+ \tau^-$	3,670	1,0	$1,2 \times 10^7$
$\psi(2S)$	3,686	1,0	$1 \times 10^9$
$D^0 \bar{D}^0$	3,770	1,8	$1 \times 10^7$
$D^+ D^-$	3,770	1,6	$1 \times 10^7$

Tabelle 2.1: Erwartete Anzahl an Ereignissen im BES III-Detektor pro Jahr [25]

### 2.1.2 Der BES III-Detektor

Der BES III-Detektor ist symmetrisch um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut und der überwiegende Teil befindet sich innerhalb eines 1 T supraleitenden Solenoiden. Einen Überblick über die einzelnen Detektorkomponenten liefert Abbildung 2.1 deren Eigenschaften im Folgenden näher erläutert werden.

#### Driftkammer

Das Strahlrohr aus Beryllium ist von einer mehrlagigen Driftkammer (**M**ultilayer **D**rift **C**hamber, MDC) zur Spurrekonstruktion sowie zur Messung des spezifischen Energieverlusts  $dE/dx$  geladener Teilchen umgeben. In den konisch geformten Endkappen der MDC befinden sich zwei supraleitende Quadrupolmagnete, die den Elektron- und Positronstrahl unter einem Winkel von 11 mrad auf den Wechselwirkungspunkt fokussieren sowie nach dem Passieren wieder in das Strahlrohr leiten. Mit einem Innenradius von 59 mm, einem Außenradius von 810 mm und einer Länge von 2582 mm, wird ein Raumwinkelbereich von 93 % abgedeckt. Die Driftkammern bestehen aus 6796, 25  $\mu\text{m}$  dünnen, vergoldeten Wolfram-Rhodium-Drähten, die von einem Gasgemisch aus He und  $\text{C}_3\text{H}_8$  im Verhältnis von 60:40 umgeben sind. Mit diesem Gasgemisch werden Mehrfachstreuungen vermieden und gleichzeitig wird eine gute  $dE/dx$ -Auflösung erreicht. Das zugehörige elektrische Feld wird mit Hilfe von 21844, 110  $\mu\text{m}$  dünnen, vergoldeten Aluminiumdrähten aufgebaut.

Die Ortsauflösung in der  $r - \phi$  - Ebene liegt für eine einzelne Zelle bei 130  $\mu\text{m}$  und bei etwa 2 mm in z-Richtung. Die Impulsauflösung geladener Teilchen, durch Vermessen der Flugkurven im Magnetfeld, beträgt  $\sigma_p/p = 0,5\%$  für Impulse von 1 GeV/c und ist damit um einen Faktor 5 besser als beim Vorgängerdetektor BES II. [24]

#### Time-of-Flight-System

Das **T**ime-**o**f-**F**light-System (TOF) teilt sich in ein Fass und zwei Endkappen auf und besteht aus jeweils zwei 5 cm dicken Lagen eines Plastiksziatillators, der mit Hilfe von Photomultipliern ausgelesen wird. Die Zeitauflösung liegt bei etwa 100 ps und dient als schneller Trigger für geladene Teilchen sowie zur Teilchenidentifikation insbesondere von Pionen und Kaonen bis zu einem Impuls von etwa 700 MeV/c. [24]

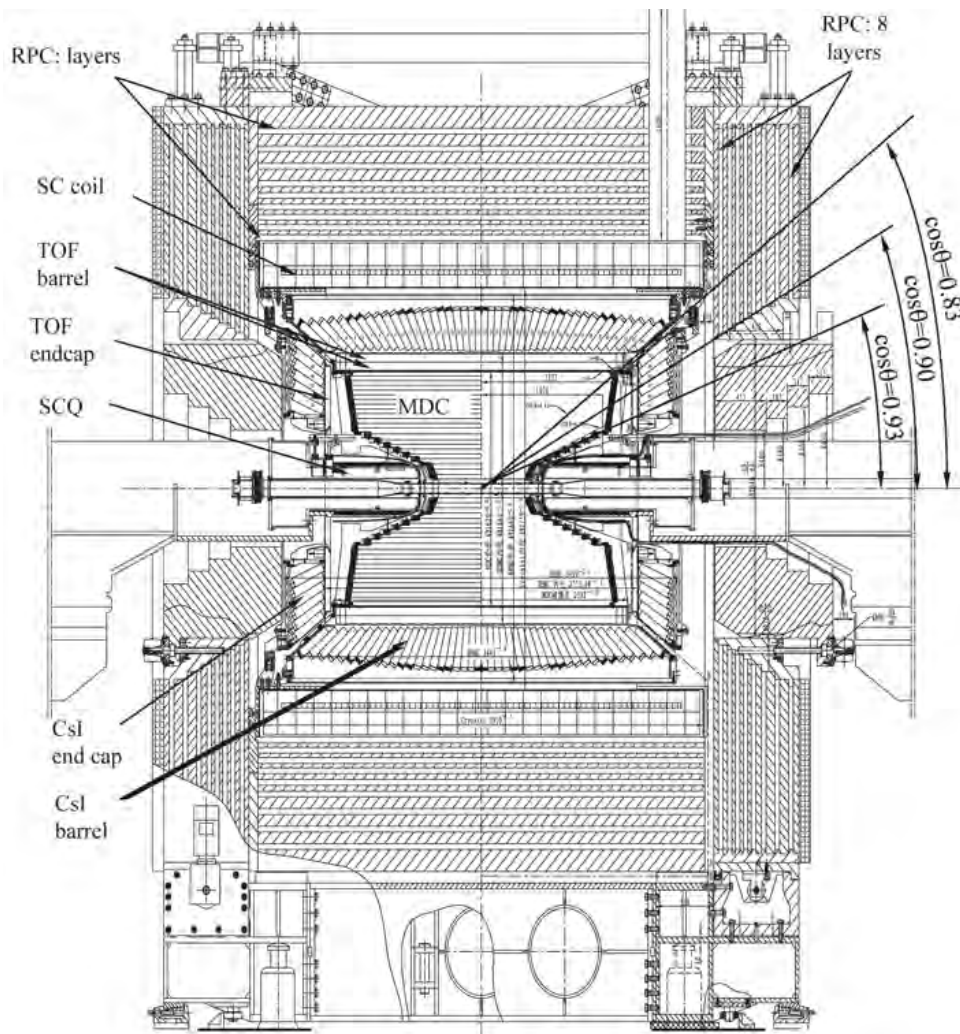


Abbildung 2.1: Schematische Schnittansicht des BES III-Detektors [24]

### Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter setzt sich aus 6240 CsI(Tl)-Szintillatoren zusammen und befindet sich zwischen dem TOF und dem Solenoiden. Die Kristalle besitzen eine Frontfläche von  $5,2 \times 5,2 \text{ cm}^2$  und sind 28 cm lang, was 15 Strahlungslängen<sup>2</sup> entspricht. Die untere Energieschwelle für die  $\gamma$ -Rekonstruktion liegt bei 20 MeV, die Energieauflösung bei 1 GeV beträgt  $\sigma_E/E = 2,5\%$  und die Ortsauflösung ist in der Größenordnung von  $\sigma = 0,6 \text{ cm}/\sqrt{E/\text{GeV}}$ . [24]

### Myondetektor

Die äußerste Schale des BES III-Detektors bildet das Magnetjoch des Solenoiden, in dessen Zwischenräumen Myondetektoren in Form von **R**esistive **P**late **C**hambers (RPC) eingelassen sind. Im Fassbereich alternieren neun Lagen von RPCs mit Stahlplatten des Magnetjochs,

<sup>2</sup>Erläuterung des Begriffs in Kapitel 4.2.1.

wobei nur die schwach wechselwirkenden Myonen die Stahlplatten durchdringen und in den RPCs ein Signal erzeugen. Damit ist insbesondere eine Unterscheidung zwischen Pionen und Myonen gegeben, da diese aufgrund ihrer nahezu gleichen Masse nur schwer voneinander unterscheidbare Signale in der Driftkammer erzeugen. Die untere Impulsschwelle, ab der Myonen ein auswertbares Signal in den RPCs erzeugen, liegt bei  $400 \text{ MeV}/c$ . [24]

### Triggersystem

Der Trigger des BES III-Experiments basiert auf einem zweistufigen System mit einem Hardware- und einem Softwaretrigger. Die in FPGAs (**F**ield **P**rogrammable **G**ate **A**rray) implementierte Hardware-Triggerlogik analysiert die Daten von TOF, MDC und EMC und reduziert die Ereignisrate von mehreren MHz auf etwa 4 kHz. Während dieses Vorgangs werden hauptsächlich Ereignisse verursacht durch Strahluntergrund und kosmische Höhenstrahlung herausgefiltert. Auf der zweiten Ebene rekonstruiert ein Softwaretrigger die Ereignisse und filtert im Anschluss Untergrundereignisse heraus, so dass sich die Rate an aufgezeichneten Ereignissen auf 2 kHz für Signal- und 1 kHz für Untergrundereignisse reduziert. [24]

### 2.1.3 Das Physikprogramm

Die hohe Luminosität und die damit verbundene Möglichkeit, verschiedene Charmonium-Resonanzen mit hoher Statistik zu produzieren (vgl. Tabelle 2.1), ermöglicht es die Produktions- und Zerfallsmechanismen von Vektorcharmonia mit Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{--}$ , wie zum Beispiel  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$  oder  $\psi(3770)$ , zu untersuchen. Die dabei entstehenden leichten Hadronen werden in großer Anzahl produziert, so dass auch Zerfallskanäle mit geringem Wirkungsquerschnitt analysiert werden können. Gluebälle, Hybride und andere exotische Zustände werden in besonders gluonreichen Prozessen, wie dem radiativen Charmonium-Zerfall, vermehrt produziert. Dieser Prozess gilt als gluonreich, da der Zerfall nach der OZI-Regel<sup>3</sup> nur über Gluonen als Zwischenzustand möglich ist. [27]

Oberhalb der Open-Charmschwelle, zum Beispiel beim Zerfall des  $\psi(3770)$ , entstehen bevorzugt  $D$ -Meson-Paare, deren genaue Untersuchung das Verständnis der Quantenchromodynamik und des Standardmodells verbessert. So können aufgrund der hohen Luminosität bei der Betrachtung von Zerfällen aus  $D$ -Mesonen mit Strangeness ( $D_s$ ) präzise Messungen zu QCD- und CKM-Parametern durchgeführt werden. Im letzteren Fall geht es insbesondere um das Verständnis der CP-Verletzung, die für einen Überschuss an Materie im Gegensatz zur Antimaterie verantwortlich ist. [27]

Darüber hinaus bietet der zur Verfügung stehende Energiebereich ein exzellentes Umfeld für die Physik mit Tauonen. So kann bei Schwerpunktsenergien von  $3,5 \text{ GeV}$ , unterhalb der  $\tau^+\tau^-$ -Schwelle, der zu erwartende Untergrund vermessen werden und anschließend bei  $3,55 \text{ GeV}$  Tauonpaare in Ruhe erzeugt werden. Für höhere Energien unterhalb und oberhalb der Open-Charmschwelle können weitere Datensätze mit größerem Wirkungsquerschnitt aufgezeichnet werden. Mit dieser Strategie werden die bekannten Werte für Verzweigungsverhältnisse, die  $\tau$ -Masse, die Michel-Parameter und viele weitere deutlich präziser bestimmbar. [27]

<sup>3</sup>Okubo-Zweig-Iizuka-Regel: Feynman-Diagramme, die in Hadronen zerlegt werden können, so dass keine Quarklinie unterbrochen wird, sind unterdrückt. [26]



## 2.2 Analyse des Zerfalls $\psi(2S) \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta$

Der folgenden Analyse steht ein Datensatz mit  $(106,41 \pm 0,86) \cdot 10^6$   $\psi(2S)$  Ereignissen [28], der zwischen April und Mai 2009 mit dem BES III-Detektor aufgenommen wurde, zur Verfügung. Das Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfall wurde durch vorherige Experimente zu  $\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta) = (8,7 \pm 2,1) \cdot 10^{-4}$  bestimmt, wobei die Zerfallswahrscheinlichkeit über das  $\eta(1405)$   $\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \gamma \eta(1405) \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta) = (3,6 \pm 2,5) \cdot 10^{-5}$  beträgt [1]. Wie Eingangs erläutert werden ausschließlich Ereignisse selektiert in denen das  $\eta$  in zwei Photonen zerfällt. In Kapitel 2.2.1 werden zunächst die Selektionskriterien, die Handhabung der Kombinatorik und die kinematische Anpassung vorgestellt. Danach folgen in Kapitel 2.2.2 die Betrachtung des Untergrundes sowie die vorgenommenen Schritte zu dessen Unterdrückung und zuletzt werden in Kapitel 2.2.3 die Ergebnisse präsentiert.

### 2.2.1 Vorselektion

Der Endzustand des zu analysierenden Zerfalls besteht aus zwei geladenen Pionen und drei Photonen. Die Selektion dient dazu, die Ereignisse herauszufiltern, die diesem Endzustand entsprechen. Das heißt, die aufgezeichneten geladenen Spuren müssen von Pionen stammen und die im elektromagnetischen Kalorimeter erzeugten Cluster müssen durch Photonen verursacht worden sein, wenn sie nicht von den geladenen Pionen stammen.

#### Selektion von Photonkandidaten

Photonen wechselwirken nur sehr schwach mit Materie, weshalb sie erst im elektromagnetischen Kalorimeter detektiert und gestoppt werden. Treffen die Photonen auf die Szintillatoren, verlieren sie ihre Energie durch einen Teilenschauer, der sich über mehrere Kristalle ausbreiten kann. Die Summe aller zusammenhängenden Kristalle, in denen aufgrund des Teilchenschauers ein Energieeintrag oberhalb der Einzelkristallschwelle vorliegt, wird Cluster genannt. Die untere Energieschwelle für die Photonrekonstruktion liegt im Fassbereich ( $|\cos \theta| < 0,8$ ) bei 25 MeV und in den Endkappen ( $0,86 < |\cos \theta| < 0,92$ ) bei 50 MeV. Durch diese Schwellen wird vermieden, dass Strahluntergrund, der in den Endkappen ein größeres Problem als im Fass darstellt, oder andere Rauschquellen, als niederenergetische Photonen identifiziert werden und so den Untergrund erhöhen.

Weiterer Untergrund, verursacht durch Einschläge geladener Teilchen in der Nähe eines Photonclusters und einer eventuellen Überschneidung der Cluster, wird ein minimaler Winkel von  $10^\circ$  zwischen dem Photoncluster und einer geladenen Spur gefordert. Dabei handelt es sich vor allem um Elektronen oder Positronen aus dem Strahluntergrund, aber auch um geladene Pionen.

Neben den Energieinformationen wird zusätzlich der Ort des Einschlags als  $\theta$ - und  $\phi$ -Winkel und der Zeitpunkt des Signals abgespeichert. Selektiert werden ausschließlich Ereignisse, die innerhalb eines Zeitfensters von 0 bis 700 ns nach dem ersten Signal im TOF auftreten. Diese Zeitspanne ergibt sich aus der relativ langsamen primären Abklingzeit der CsI(Tl)-Kristalle<sup>4</sup> von etwa 1000 ns.

Trotz dieser Selektionsschritte kommt es häufiger vor, dass Rauschbeiträge als vermeintliche Photonen selektiert werden. Dieser Umstand ist bei der weiteren Analyse zu berücksichtigen.

<sup>4</sup>[www.detectors.saint-gobain.com/CsI\(Tl\).aspx](http://www.detectors.saint-gobain.com/CsI(Tl).aspx)

### Selektion von Pionkandidaten

Die Driftkammer ist der einzige Subdetektor zur Vermessung geladener Teilchenspuren, so dass sich die geladenen Spuren auf jeden Fall innerhalb der MDC bewegen müssen; daraus ergibt sich das Kriterium  $|\cos\theta| < 0,92$  für geladene Spuren. Die zu untersuchenden geladenen Teilchen besitzen allesamt eine kurze Lebensdauer, weshalb ihr Ursprung nah am Wechselwirkungspunkt liegen muss. Die standardmäßig geforderte Auswahlbedingung ist ein Ursprungsort, der maximal 10 cm in z-Richtung und 1 cm in r-Richtung vom Wechselwirkungspunkt entfernt liegt.

Zur Identifizierung der geladenen Spuren als Pionen werden  $dE/dx$ -Informationen aus der MDC und Flugzeitinformationen aus dem TOF ausgewertet und für diverse Teilchenhypothesen eine Wahrscheinlichkeit berechnet. Die positive Identifizierung als Pion erfolgt, wenn die Likelihood der Pion-Hypothese größer ist als die der Kaon- und Proton-Hypothese.

Wie bei der Photonselektion können diverse äußere Umstände dafür sorgen, dass fälschlicherweise geladene Spuren rekonstruiert werden obwohl kein geladenes Teilchen dafür verantwortlich ist.

### Selektion von $\eta$ -Kandidaten

Wie bereits dargestellt wird ausschließlich der  $\eta$ -Zerfallskanal in zwei Photonen analysiert, so dass die Vierervektoren zweier Photonkandidaten in allen möglichen Kombinationen addiert werden. Wenn zwei Photonen aus einem  $\eta$ -Zerfall stammen, sollte ihre invariante Masse in der Nähe der  $\eta$ -Masse von  $0,547 \text{ GeV}/c^2$  [1] liegen. Abweichungen zur Nominalmasse ergeben sich hauptsächlich aus der Energie- und Ortsauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters, so dass im ersten Selektionsschritt ein großzügiges Massenfenster von  $0,45 \text{ GeV}/c^2$  bis  $0,62 \text{ GeV}/c^2$  gesetzt wird.

Trägt man die invariante  $\gamma\gamma$ -Masse in ein Histogramm ein, so erkennt man in Abbildung 2.2 unterhalb des  $\eta$ -Peaks ein schmales Band an Untergrundereignissen, dessen  $\gamma\gamma$ -Kombinationen nicht aus dem Zerfall eines  $\eta$ -Mesons stammen, sondern die invariante  $\gamma\gamma$ -Masse eines Un-

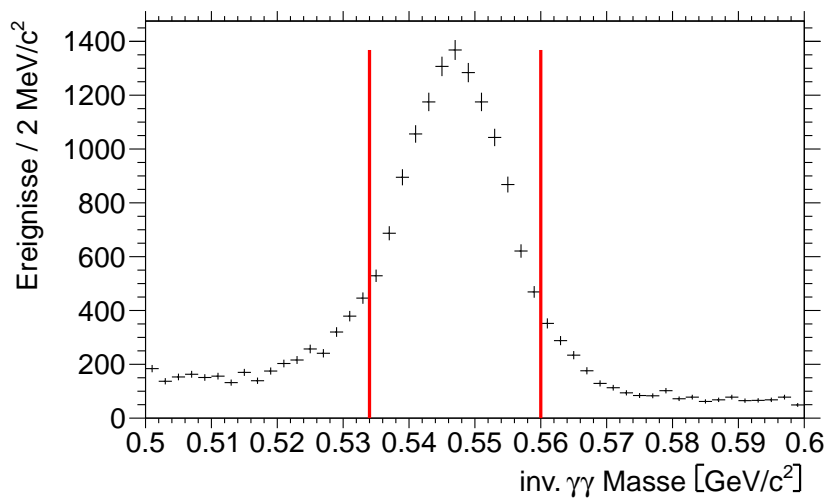


Abbildung 2.2: Invariante  $\gamma\gamma$ -Masse der Vierervektoren nach der 4C-Anpassung.

Vertikale Linien: Schnitt auf das  $\eta$  zwischen  $0,534 \text{ GeV}/c^2$  und  $0,560 \text{ GeV}/c^2$ .

tergrundereignisses nur zufällig der  $\eta$ -Masse entspricht. Zur Reduzierung dieses Untergrunds wird nach den im Folgenden Abschnitt beschriebenen kinematischen Anpassungen das Massenfenster verkleinert und die Auswahl an  $\gamma\gamma$ -Kandidaten auf den Massenbereich zwischen  $0,534 \text{ GeV}/c^2$  und  $0,560 \text{ GeV}/c^2$ , in Abbildung 2.2 durch rote Linien gekennzeichnet, eingeschränkt. Eine weitere Reduzierung der Untergrundereignisse unterhalb des  $\eta$ -Peaks erfolgt durch die Unterdrückung der in Kapitel 2.2.2 ermittelten Untergrundbeiträge.

### Kombinatorik

Ein Ereignis wird näher untersucht, wenn es mindestens zwei als Pionen identifizierte, geladene Spuren mit unterschiedlicher elektrischer Ladung besitzt und genau drei Photonkandidaten detektiert wurden, wobei die invariante Masse mindestens einer  $\gamma\gamma$ -Kombination zwischen  $0,45 \text{ GeV}/c^2$  und  $0,62 \text{ GeV}/c^2$  liegen muss. Da wie bereits erläutert auch missidentifizierte Photonkandidaten ausgewählt werden können, werden in der Regel auch Ereignisse mit mehr Photonkandidaten als in der Reaktion gefordert zugelassen. Dies hat eine Effizienzerhöhung zur Folge, worauf in dieser Analyse allerdings bewusst verzichtet wurde, da sich durch diese Maßnahme der Untergrund drastisch erhöht.

Für jedes Ereignis, das die oben genannten Kriterien erfüllt, gibt es unter Umständen mehrere Kombinationsmöglichkeiten, um die  $(\gamma\pi^+\pi^-\eta)$ -Kandidaten darzustellen. Existieren für ein Ereignis mehrere  $\eta$ -Kandidaten oder sollten Ereignisse mit mehr als zwei Pionkandidaten selektiert worden sein, so ergeben sich daraus mehrere mögliche Kombinationen. Im letzten Fall werden die Kombinationsmöglichkeiten reduziert, indem ein sogenannter Vertex-Fit durchgeführt wird. Dieser variiert die Spurparameter innerhalb der jeweiligen Fehler und passt so die Spuren auf einen gemeinsamen Vertex an. Misslingt diese Anpassung, so wird diese Kombination verworfen.

Die Auswahl des besten  $(\gamma\pi^+\pi^-\eta)$ -Kandidaten aus den verbliebenen Kombinationen erfolgt mit Hilfe einer kinematischen Anpassung, die im nächsten Abschnitt näher erläutert wird.

### Kinematische Anpassung

Die Grundlage für die kinematische Anpassung bilden die Vierervektoren der Endzustandsteilchen, bestehend aus den Impulsinformationen der drei Raumkoordinaten und der Energie. Jede dieser Größen besitzt eine Messunsicherheit und einen dementsprechenden Fehler. Für die Vierervektoren beziehungsweise für die Kombination von Vierervektoren können spezielle Randbedingungen gefordert werden. Die Güte der Anpassung ist durch das  $\chi^2$  gegeben. Die in der Analyse verwendete kinematische Anpassung basiert auf der Lagrange-Multiplikatoren-Methode [29]. Dies ist eine mathematische Umformulierung eines Optimierungsproblems mit Randbedingungen, das das Problem mit Hilfe von Vektor- und Matrixmultiplikationen, die von einem Computer auf einfache Weise durchgeführt werden können, löst. Im Falle der kinematischen Anpassung können die Vierervektoren innerhalb ihrer jeweiligen Fehler variiert werden, um das  $\chi^2$  zu minimieren. Die angepassten Vierervektoren können nach dem Konvergieren der Anpassung abgespeichert und für nachfolgende Schritte verwendet werden. Zusätzlich werden durch eine solche Anpassung die Fehler der Messwerte verkleinert und in dessen Folge die Auflösung verbessert.

Die Güte der kinematischen Anpassung kann sowohl zur Auswahl eines Ereignisses dienen als auch zur Auswahl des besten  $(\gamma\pi^+\pi^-\eta)$ -Kandidaten eines Ereignisses herangezogen werden. Es wurden zwei kinematische Anpassungen mit unterschiedlichen Randbedingungen durch-

geführt:

- **Kinematische Anpassung mit 4 Randbedingungen (4C-Fit)**

Die erste kinematische Anpassung beurteilt, ob das selektierte Ereignis aus den geforderten zwei Pionen und drei Photonen besteht. Dies ist von entscheidender Bedeutung, da Teilchen durch nicht sensitive Bereiche des Detektors, zum Beispiel in kleinen Winkeln zum Strahlrohr oder zwischen dem Fassbereich und den Endkappen, undetektiert hindurch fliegen können. Die entsprechenden Randbedingungen sind die Elemente des Viererimpulses direkt nach der  $e^+e^-$ -Kollision. So entspricht die bei der Kollision zu Verfügung stehende Energie genau der Menge, um das  $\psi(2S)$  mit einer Masse von  $3,686 \text{ GeV}/c^2$  zu erzeugen. Konvergiert die Anpassung innerhalb der Fehler der Vierervektoren nicht, weil zum Beispiel ein Teil der Energie durch ein undetektiertes Teilchen im Ereignis fehlt, so ist das entsprechende  $\chi^2$  der Anpassung zu schlecht und das Ereignis kann verworfen werden. Die Auswahl des Ereignisses erfolgt durch den strengeren 5C-Fit.

- **Kinematische Anpassung mit 5 Randbedingungen (5C-Fit)**

Zur Auswahl der besten Kombination, um die  $2\gamma$ -Paare dem Zerfall des  $\eta$  zuzuordnen, wird eine weitere kinematische Anpassung durchgeführt. Hierbei wird neben den vier Randbedingungen der vorherigen Anpassung zusätzlich gefordert, dass zwei Photonen aus einem  $\eta$ -Zerfall stammen müssen. Die invariante Masse der beiden Photonen wird dafür auf die nominelle  $\eta$ -Masse von  $0,547 \text{ GeV}/c^2$  festgelegt. Die Kombination mit der besten Güte wird als richtige Kombination ausgewählt. Ist die Anpassung der besten Kombination insgesamt zu schlecht, so wird das Ereignis ebenfalls verworfen. Diese Grenze wurde bei einem Konfidenzniveau kleiner 1% gesetzt.

### 2.2.2 Untergrundbetrachtung

Die nun selektierten Ereignisse sollten dem Endzustand  $\gamma\pi^+\pi^-\eta$  entsprechen. Als mögliche Untergrundquellen kommen nicht detektierte, niederenergetische Photonen in Frage, deren Energie in der Größenordnung der Messunsicherheiten der anderen Teilchen liegt. In diesem Fall kann die kinematische Anpassung mit einer akzeptablen Güte erfolgen, so dass dieses Ereignis trotzdem ausgewählt wird. Desweiteren besteht die Möglichkeit, dass Ereignisse genau diesen Endzustand besitzen, jedoch nicht der Reaktionsgleichung entsprechen, also keine radiativen  $\psi(2S)$ -Zerfälle sind, sondern zum Beispiel nach folgenden Schema zerfallen:

$$\psi(2S) \rightarrow \pi^+ \pi^- X, X \rightarrow \eta$$

Diese Ereignisse können mit dem geforderten Zerfall interferieren. Eine Unterdrückung ist nur möglich, wenn das Teilchen  $X$  eine schmale, untergrundfreie Resonanz ist, die nicht mit den übrigen Ereignissen interferiert.

Um die genannten Untergrundquellen ausfindig zu machen, wird ein simulierter Datensatz aus ebenfalls 106 Millionen  $\psi(2S)$ -Ereignissen analysiert. Diesem Datensatz liegt eine Monte-Carlo-Simulation mit einem Modell zugrunde, das alle bekannten signifikanten Zerfälle des  $\psi(2S)$  sowie die Subzerfälle mit gemessenen oder abgeschätzten Verzweungsverhältnissen beinhaltet. Die Zerfallsbäume und Verzweungsverhältnisse stammen aus dem *Review of Particle Physics* der *Particle Data Group* [1], die alle veröffentlichten Ergebnisse von Teilchen-

und Hadronenphysikexperimenten zusammenfasst. Zu jedem der in diesem Datensatz simulierten Teilchen existieren die Information zur tatsächlichen Energie, Impuls und Teilchenart. Weiterhin ist bekannt, aus welchem Mutterteilchen diese entstanden sind und in welche Tochterteilchen sie wieder zerfallen. Auf diese Weise lassen sich detaillierte Untergrundstudien betreiben.

Die relevanten Untergrundquellen, sortiert nach ihrer Häufigkeit, sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Im Anschluss werden die angewandten Kriterien zu ihrer Unterdrückung vorgestellt.

Zerfallskanal	Anzahl der Ereignisse	
	vor Veto	nach Veto
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ , $J/\psi \rightarrow \gamma \eta$	1952	0
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi \eta$ , $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	1405	0
$\psi(2S) \rightarrow \eta \pi^+ \pi^- \pi^0$	451	176
$\psi(2S) \rightarrow \gamma \chi_{cJ}$ , $\chi_{cJ} \rightarrow \gamma J/\psi$ , $J/\psi \rightarrow X$ , $X \rightarrow \pi^+ \pi^-$	360	5
$\psi(2S) \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \pi^0$	211	0

Tabelle 2.2: Anzahl der Ereignisse pro Untergrundkanal aus dem simuliertem Datensatz, vor und nach den Vetos.

### Reduzierung des Untergrunds der Zerfallskanäle $\psi(2S) \rightarrow J/\psi X$

Ereignisse der Topologie  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ ,  $J/\psi \rightarrow \gamma \eta$  entsprechen dem geforderten Endzustand, sind aber keine radiativen  $\psi(2S)$ -Zerfälle. Wie bereits erwähnt können die Ereignisse nur entfernt werden, wenn sie nicht mit dem gewünschten Signal interferieren. Wie aus Abbildung 2.3 (a) deutlich wird, darf in diesem Fall auf die schmale  $J/\psi$ -Resonanz geschnitten werden, ohne die restlichen Ereignisse zu beeinflussen. Der zweite Zerfallskanal, der in diesem Abschnitt behandelt wird ist der Zerfall  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \eta$ ,  $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . Er besitzt im Endzustand ein Photon mehr, das nicht detektiert wurde. Die Häufigkeit der beiden Zerfalls-

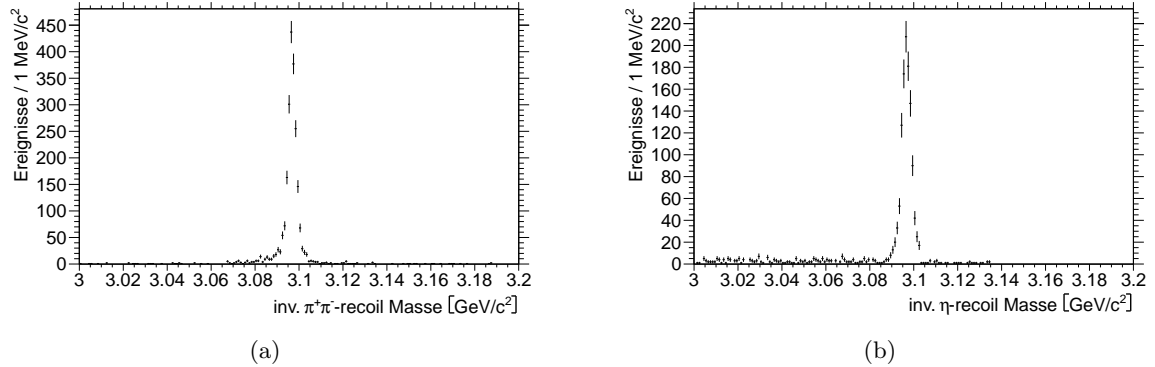


Abbildung 2.3: (a) Invariante Masse des  $\pi^+ \pi^-$ -Rückstoßsystems  
(b) Invariante Masse des  $\eta$ -Rückstoßsystems

kanäle lässt sich mit den sehr hohen Zerfallswahrscheinlichkeiten erklären. Diese betragen für den Zerfall vom  $\psi(2S)$  in  $J/\psi$  33,6 % beziehungsweise 3,28 % und für den Subzerfall 0,11 % respektive 2,07 % [1]. Zur Unterdrückung dieser Zerfallskanäle wurden zwei weitere kinematische Anpassungen vorgenommen, indem der Zerfall über die  $J/\psi$ -Zwischenresonanz als zusätzliche Randbedingung in die Zerfallskette aufgenommen wurde. Alle Ereignisse, in denen diese Anpassung konvergierte, werden mit einem Veto belegt. In Abbildung 2.3 sind die deutlichen, isolierten  $J/\psi$ -Peaks in den invarianten Massenspektren des  $\pi^+ \pi^-$ - und  $\eta$ -Rückstoßsystems vor der Unterdrückung zu erkennen.

### Reduzierung des Untergrunds aus $\psi(2S) \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \pi^0$

Dieser Untergrundkanal passiert die Selektion aufgrund einer falsch gewählten Photonkombination, denn im selektierten Endzustand sollte sich kein  $\pi^0$ -Meson, das zu 99,823 % in zwei Photonen zerfällt, befinden. Betrachtet man die invariante Masse der Summe der Vierervektoren des radiativen Photons mit einem Photon aus dem  $\eta$ -Zerfall (siehe Abbildung 2.4), so sind bei einer invarianten Masse von  $135 \text{ MeV}/c^2$  ein deutlicher  $\pi^0$ -Peak und bei  $550 \text{ MeV}/c^2$  eine Überhöhung aus  $\eta$ -Zerfällen zu erkennen.

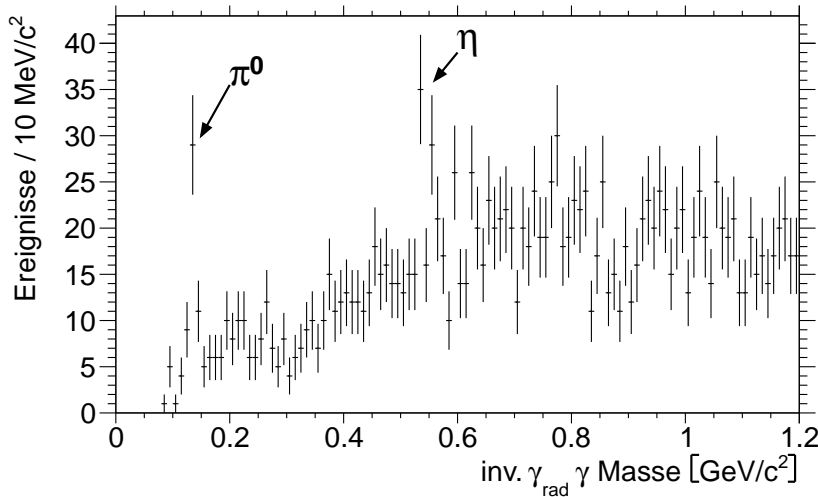


Abbildung 2.4: Invariante  $\gamma_{rad}\gamma$ -Masse. Man erkennt deutliche Überhöhungen bei der  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Masse.

Im ersten Fall bedeutet dies, dass die Photonkombination  $\gamma\gamma$  nur zufällig der  $\eta$ -Masse entspricht und eines dieser Photonen in Kombination mit dem als radiativen Photon ausgewählten aus einem  $\pi^0$ -Zerfall stammt. Im Fall der Überhöhung bei der  $\eta$ -Masse können sowohl die Kombinationen der Photonen aus dem  $\eta$ -Zerfall als auch aus  $\gamma_{rad}\gamma$  einem  $\eta$ -Meson zugeordnet werden. Diese Ereignisse sind in Abbildung 2.2 als flache Verteilung unter dem  $\eta$ -Peak zu erkennen. Die folgenden Massenfenster werden gesetzt und Ereignisse für die eine der Bedingungen zutrifft verworfen.

- $|m(\gamma_{rad}\gamma) - m(\pi^0)| < 0,02 \text{ GeV}/c^2$
- $|m(\gamma_{rad}\gamma) - m(\eta)| < 0,03 \text{ GeV}/c^2$

### Reduzierung des Untergrunds aus $\psi(2S) \rightarrow \eta \pi^+ \pi^- \pi^0$

Ereignisse dieser Kategorie besitzen im Endzustand ein Photon mehr als selektiert wurde. Die Unterdrückung dieses Untergrunds erwies sich als sehr schwierig, so dass drei verschiedene Vetos angewendet werden mussten, um die Anzahl der Untergrundereignisse zu minimieren. Die Vetobedingungen werden im Folgenden vorgestellt.

Die erste Vetobedingung wurde im vorherigen Abschnitt vorgestellt und unterdrückt Ereignisse, die aufgrund einer falschen Photonenkombination selektiert wurden.

Die beiden anderen Vetobedingungen zur Unterdrückung dieses Endzustandes versuchen das nicht detektierte Photon zu berücksichtigen. Ein Photon wird nicht detektiert wenn entweder die deponierte Energie des fehlenden Photons unterhalb der gesetzten Energieschwelle von  $25 \text{ MeV}/c^2$  beziehungsweise  $50 \text{ MeV}/c^2$  liegt oder wenn das Photon das elektromagnetische Kalorimeter nicht getroffen hat. In beiden Fällen muss die Photonenergie sehr niedrig gewesen sein, da ansonsten die kinematischen Anpassungen nicht mit der geforderten Güte konvergiert wäre.

Das fehlende Photon lässt sich in einer weiteren kinematischen Anpassung berücksichtigen, indem es als zusätzliche Randbedingung gefordert wird. Die Energie dieses Photons wird hierbei aus der Differenz aller Vierervektoren mit dem bekannten Anfangszustand berechnet. Darüber hinaus wird als Randbedingung festgelegt, dass dieses fehlende Photon zusammen mit einem der drei anderen Photonen aus einem  $\pi^0$ - oder  $\eta$ -Zerfall stammen muss. Ist das Konfidenzniveau dieser kinematischen Anpassung besser als das Konfidenzniveau des 5C-Fits, so wird dieses Ereignis verworfen.

Die dritte Veto-Entscheidung basiert auf der Berücksichtigung von Clustern des elektromagnetischen Kalorimeters, die zwar unterhalb der oben genannten Energieschwellen liegen, aber trotzdem aufgezeichnet wurden. An diese niedrigst energetischen Photonen  $\gamma_{low}$  werden die folgenden beiden Forderungen gestellt: die Clusterenergie muss größer als 5 MeV sein und das Zeitfenster wird auf  $150 \text{ ns} < t_{EMC} < 600 \text{ ns}$  verkleinert.

Bei der nachfolgenden Kombination dieser Photonen - insbesondere mit dem radiativen Photon - erkennt man einen  $\pi^0$ -Peak in der invarianten  $\gamma_{rad}\gamma_{low}$  Masse (siehe Abbildung 2.5). In Kombination mit den Photonen aus dem  $\eta$ -Zerfall ist keine Überhöhung festzustellen.

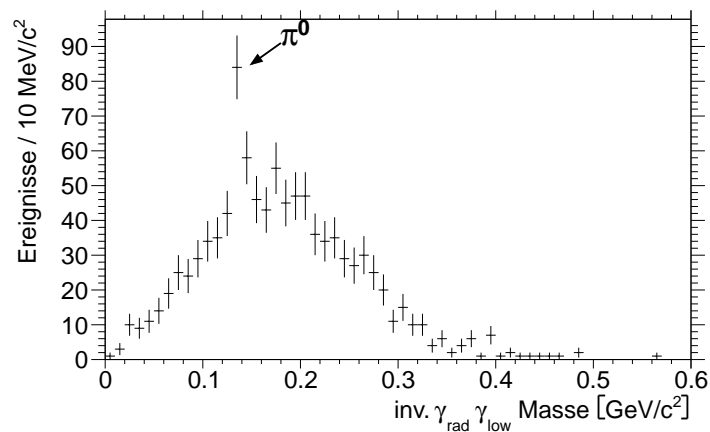


Abbildung 2.5: Invariante  $\gamma_{rad}\gamma_{low}$ -Masse mit Überhöhung bei der  $\pi^0$ -Masse

Ereignisse, die folgende Bedingung erfüllen, werden verworfen:

- $|m(\gamma_{rad}\gamma_{low}) - m(\pi^0)| < 0,02 \text{ GeV}/c^2$

Trotz dieser Vetos verbleiben, wie aus der dritten Spalte von Tabelle 2.2 ersichtlich wird, 176 Untergrundereignisse des Zerfallskanals  $\psi(2S) \rightarrow \eta \pi^+ \pi^- \pi^0$  im Signal. Aus diesem Grund sind speziell für diesen Zerfall 1 Million Monte-Carlo Ereignisse simuliert worden, um eine Abschätzung des Untergrundbeitrags durchzuführen.

### Abschätzung des Untergrundbeitrags für $\psi(2S) \rightarrow \eta \pi^+ \pi^- \pi^0$

Die oben genannten Selektionsschritte passierten 2933 von einer Million generierten Ereignisse. Sie verteilen sich, wie in Abbildung 2.6 (a) dargestellt, über den gesamten Phasenraum der invarianten  $\pi^+ \pi^- \eta$ -Masse. In Abbildung 2.6 (b) ist die invariante  $\gamma_{rad} \gamma_{low}$ -Masse dargestellt. Man erkennt einen deutlich größeren  $\pi^0$ -Peak, als dies in den Daten (vgl. Abbildung 2.5) der Fall ist.

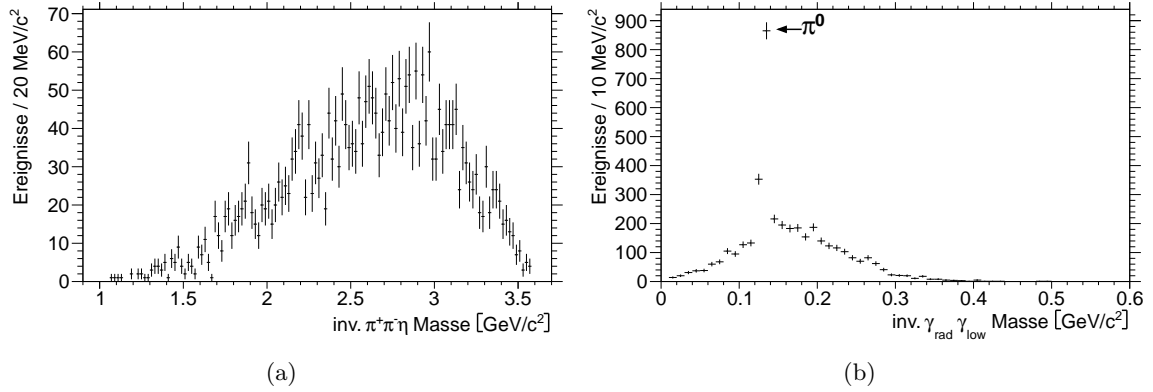


Abbildung 2.6: (a) Invariante  $\pi^+ \pi^- \eta$ -Masse aus  $\psi(2S) \rightarrow \eta \pi^+ \pi^- \pi^0$  MC-Ereignissen  
(b) Invariante  $\gamma_{rad} \gamma_{low}$ -Masse aus  $\psi(2S) \rightarrow \eta \pi^+ \pi^- \pi^0$  MC-Ereignissen

Die 2933 akzeptierten Ereignisse werden nun mit Hilfe der bekannten Zerfallswahrscheinlichkeiten auf den Datensatz aus etwa 106 Millionen  $\psi(2S)$ -Ereignissen normiert. Die Wahrscheinlichkeit dieses Zerfalls beträgt  $\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \eta \pi^+ \pi^- \pi^0) = (9,5 \pm 1,7) \cdot 10^{-4}$  [1]. Unter Berücksichtigung der Verzweungsverhältnisse des Subzerfalls ergibt sich insgesamt eine Wahrscheinlichkeit von  $\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \eta \pi^+ \pi^- \pi^0 \rightarrow (\gamma \gamma) \pi^+ \pi^- \pi^0) = (3,73 \pm 0,67) \cdot 10^{-4}$ . Damit lassen sich die in Tabelle 2.3 aufgeführten abgeschätzten Ereignisanzahlen für verschiedene Massenfenster berechnen.

Zerfallskanal	gesamter Massenbereich	Massenfenster von 1 $\text{GeV}/c^2$ bis		
		1,5 $\text{GeV}/c^2$	2 $\text{GeV}/c^2$	3 $\text{GeV}/c^2$
$\psi(2S) \rightarrow \eta \pi^+ \pi^- \pi^0$	$116 \pm 23$	$2,2 \pm 0,4$	$15,7 \pm 3,1$	$90,3 \pm 17,8$

Tabelle 2.3: Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse für verschiedene Massenfenster

Man erwartet für den Untergrundbeitrag dieses Zerfallskanals für die Region um das  $\eta(1405)$  etwa 2 Ereignisse, der damit vernachlässigbar ist.



### Reduzierung des Untergrunds aus Zerfällen $\psi(2S) \rightarrow \gamma \chi_{cJ} \rightarrow \gamma (\gamma J/\psi) \rightarrow \gamma [\gamma (\pi^+ \pi^-)]$

Ein weiterer Untergrundbeitrag stammt aus radiativen Zerfällen des  $\psi(2S)$  in eines der drei  $\chi_{cJ}$ -Mesonen mit  $J \in \{0, 1, 2\}$ , die anschließend wiederum unter Aussendung eines Photons in das  $J/\psi$  zerfallen. Diese Zerfälle passieren die Selektion, da die Photonenergie des zweiten radiativen Zerfalls zwischen 300-400 MeV beträgt und es sich somit sehr gut zu einem  $\eta$ -Meson mit niedrigem Impuls kombinieren lässt. Die einzig sinnvolle Möglichkeit, den Untergrund im  $\pi^+ \pi^- \eta$ -Massenbereich unterhalb von  $3 \text{ GeV}/c^2$  zu reduzieren, ist ein Schnitt auf die Energie des radiativen  $\gamma$  und damit auch die zum Signal gehörenden  $\chi_{cJ}$ -Mesonen, die in  $\pi^+ \pi^- \eta$  zerfallen, zu eliminieren. Deshalb wird die Vetobedingung  $E(\gamma_{rad}) > 0,55 \text{ MeV}$  nur im  $\pi^+ \pi^- \eta$ -Massenbereich unterhalb von  $3 \text{ GeV}/c^2$  angewendet.

### Zusammenfassung

Nach Anwendung der oben aufgeführten Vetos konnten die Hauptuntergrundkanäle identifiziert und hinreichend unterdrückt werden. Das invariante  $\pi^+ \pi^- \eta$ -Massenspektrum der 106 Millionen simulierten  $\psi(2S)$ -Ereignisse, dargestellt in Abbildung 2.7, zeigt in der interessanten Region zwischen 1 und  $2 \text{ GeV}/c^2$  keinen nennenswerten Untergrund. Die zu untersuchenden Resonanzen, das  $f_1(1285)$ , das  $\eta(1295)$  und das  $\eta(1405)$ , sind in der Simulation nicht enthalten.

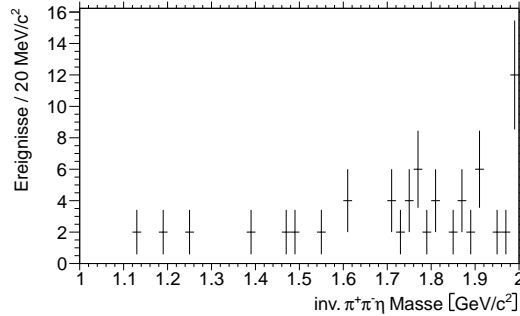


Abbildung 2.7: Invariante  $\pi^+ \pi^- \eta$ -Masse aus 106 Millionen simulierten  $\psi(2S)$ -Ereignissen

### 2.2.3 Ergebnisse

Im Folgenden wird der Zerfall auf mögliche Zwischenresonanzen untersucht und die invarianten Massen verschiedener Teilchenkombinationen in Histogrammen dargestellt. In Abbildung 2.8 ist die invariante  $\pi^+ \pi^- \eta$ -Masse in Histogrammen mit unterschiedlichen Massenbereichen unterteilt abgebildet, um den unterschiedlich großen Verzweungsverhältnissen der beitragenden Resonanzen Rechnung zu tragen.

In Abbildung 2.8 (a) ist im Massenbereich zwischen  $(0,92-1,00) \text{ GeV}/c^2$  ein untergrundfreies  $\eta'$ -Signal zu erkennen. Abbildung 2.8 (b) zeigt den oberen Massenbereich zwischen  $3,1$  und  $3,7 \text{ GeV}/c^2$ , in dem die beiden  $\chi_{cJ}$ -Zustände  $\chi_{c1}$  und  $\chi_{c2}$  zu erkennen sind. Der verbliebene Ausschnitt zwischen  $1 \text{ GeV}/c^2$  und  $3,1 \text{ GeV}/c^2$  ist in Abbildung 2.8 (c) und der Bereich um das  $\eta(1405)$  in 2.8 (d) vergrößert dargestellt. Die Stellen, an denen die Resonanzen des  $\eta(1295)$ ,  $f_1(1285)$  und des  $\eta(1405)$  erwartet werden, sind entsprechend markiert. Der Zerfall

des  $\eta(1475)$  in  $\pi^+ \pi^- \eta$  wurde bisher nicht beobachtet und ist auch in dieser Analyse nicht sichtbar.

Eine optische Unterscheidung des  $\eta(1295)$  und  $f_1(1285)$  ist aufgrund der Resonanzbreiten von  $\Gamma_{\eta(1295)} = 55 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$  beziehungsweise  $\Gamma_{f_1(1285)} = 24,2 \pm 1,1 \text{ MeV}/c^2$  [1] und der nur leicht unterschiedlichen Massen nicht möglich. Eine Analyse der Zerfallswinkel, deren Verteilungen aufgrund der unterschiedlichen Teilchenspins und Paritäten voneinander abweichen können, ist bei etwa 20 Ereignissen im Peak bei  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  nicht möglich.

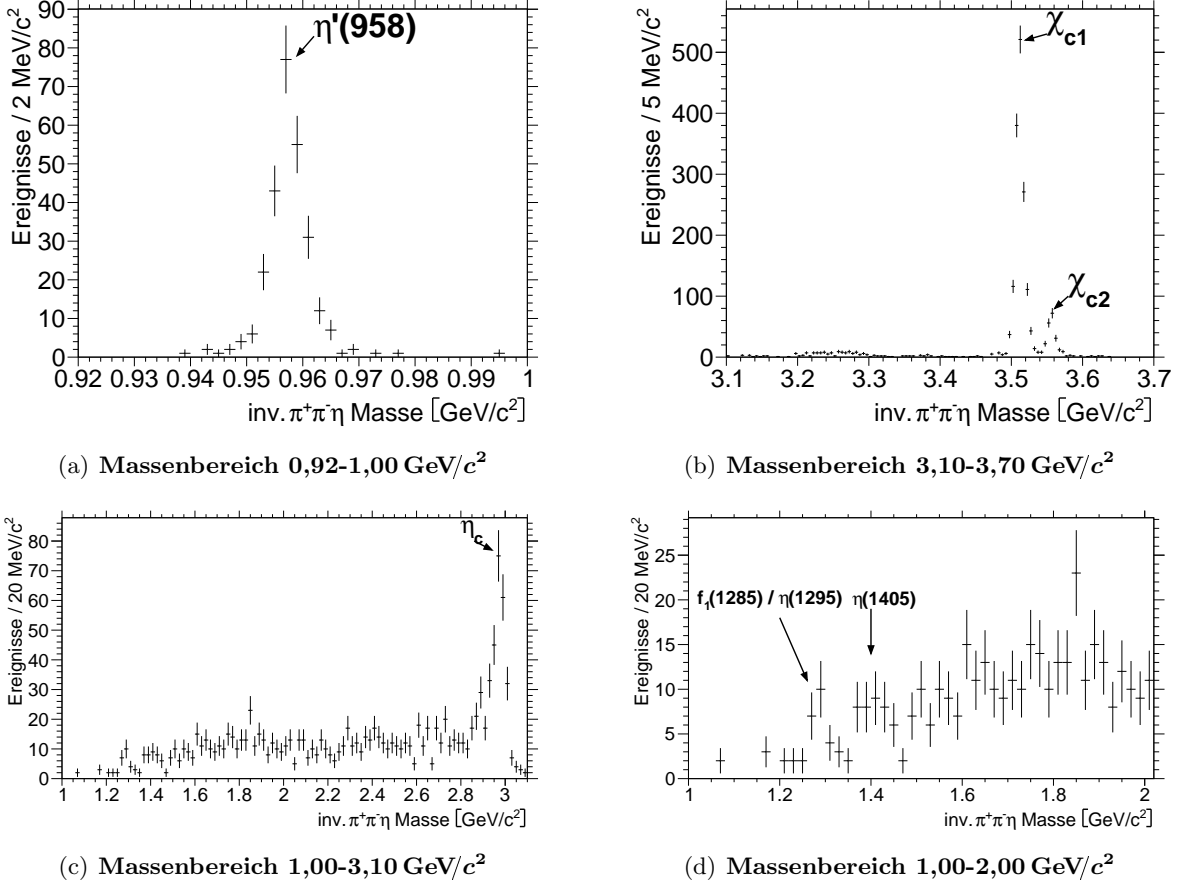


Abbildung 2.8: Invariante  $\pi^+ \pi^- \eta$ -Masse

Eine Untersuchung der invarianten Masse von Zwei-Teilchen-Kombinationen ermöglicht die Analyse von Zwischenresonanzen des  $(\pi^+ \pi^- \eta)$ -Zerfalls. Die entsprechenden Histogramme für die invariante  $\pi^\pm \eta$ -Masse sind in Abbildung 2.9 und für die invariante  $\pi^+ \pi^-$ -Masse in Abbildung 2.10 dargestellt.

Aus Symmetriegründen wird in den folgenden Histogrammen nicht von Zwischenresonanzen in  $\pi^+ \eta$  und  $\pi^- \eta$  unterschieden<sup>5</sup>, so dass pro Ereignis zwei Einträge in den Histogrammen existieren. In Abbildung 2.9 (a) sind die invariante  $\pi\eta$ -Masse und zusätzlich in rot die Verteilung von phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen dargestellt. Abweichungen zwischen den Datenpunkten und den phasenraumverteilten Ereignissen geben erste Hinweise auf mögliche Resonanzen, dem  $a_0(980)$  und dem  $a_2(1320)$ .

<sup>5</sup>In diesem Fall lautet die Notation  $\pi\eta$

In Abbildung 2.9 (b) ist die invariante  $\pi\eta$ - gegen die invariante  $\pi^+ \pi^- \eta$ -Masse aufgetragen, so dass die in (a) gefundenen Resonanzen einer invarianten  $\pi^+ \pi^- \eta$ -Masse zugeordnet werden können. Bei etwa  $1,6 \text{ GeV}/c^2$  könnte demnach eine Resonanz liegen, die bevorzugt in  $a_0(980)\pi$  zerfällt.

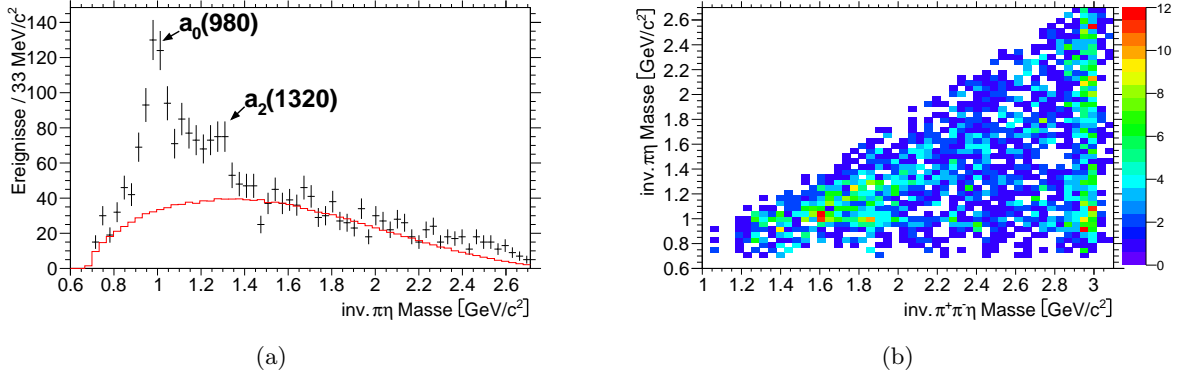


Abbildung 2.9: (a) Invariante  $\pi\eta$ -Masse (schwarz) und phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse (rot)  
 (b) Invariante  $\pi^+ \pi^- \eta$ -Masse aufgetragen gegen die inv.  $\pi\eta$ -Masse

Im invarianten  $\pi^+ \pi^-$ -Massenspektrum (siehe Abbildung 2.10 (a)), sind einige Strukturen zu erkennen, die sich von den phasenraumverteilten Ereignissen abheben. Diese werden unter anderem durch die beiden gekennzeichneten schmalen Resonanzen  $f_0(980)$  und  $f_2(1270)$  erzeugt. Im zweidimensionalen Histogramm, dargestellt in Abbildung 2.10 (b), sind - abgesehen vom  $\eta_c$ - keine signifikanten Subzerfälle von  $\pi^+ \pi^- \eta$  in  $(\pi^+ \pi^-) \eta$  zu erkennen.

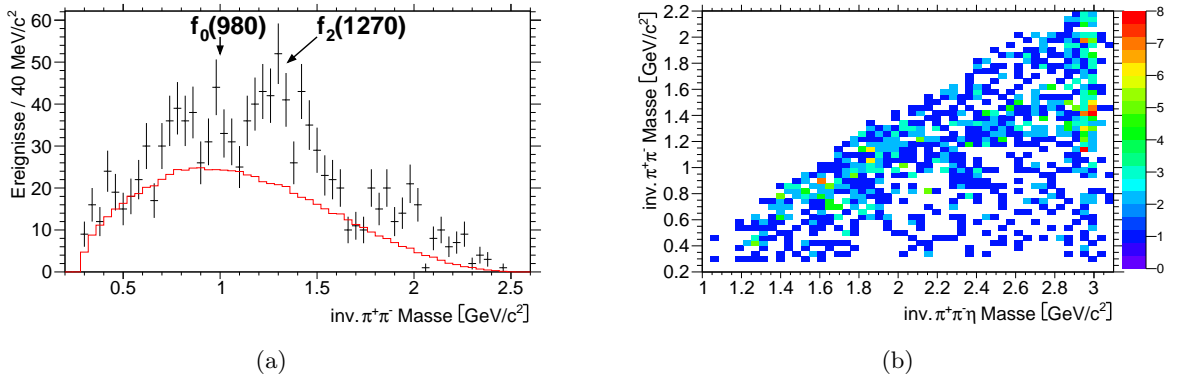


Abbildung 2.10: (a) Invariante  $\pi^+ \pi^-$ -Masse (schwarz) und phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse (rot)  
 (b) Invariante  $\pi^+ \pi^- \eta$ -Masse aufgetragen gegen die inv.  $\pi^+ \pi^-$ -Masse

### Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse

In diesem Abschnitt werden für die radiativen  $\psi(2S)$ -Zerfälle nach  $\eta'$  und  $\eta_c$  sowie in die beiden Massenbereiche um  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  beziehungsweise  $1,4 \text{ GeV}/c^2$  die Verzweigungsverhältnisse bestimmt. Für deren Berechnung muss in einem ersten Schritt die Effizienz der Ereignisrekonstruktion ermittelt werden. Mit Hilfe der Rekonstruktionseffizienz und der Gesamtanzahl der  $\psi(2S)$ -Ereignisse können anschließend die Verzweigungsverhältnisse berechnet werden. Es wurden zunächst für das  $\eta'$  und  $\eta_c$  Monte-Carlo-Ereignisse mit der erwarteten Winkelverteilung modelliert. Der Subzerfall in  $\pi^+ \pi^- \eta$  sowie die Ereignisse zwischen  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  und  $1,4 \text{ GeV}/c^2$  wurden phasenraumverteilt generiert. Unter der Annahme, dass die Effizienz für die einzelnen Massenbereiche innerhalb des Phasenraumvolumens nur schwach variiert, berechnet sich die Effizienz aus dem Verhältnis zwischen der Anzahl rekonstruierter Ereignisse und generierter Ereignisse. Die berechneten Werte sind in Tabelle 2.4 aufgelistet.

Resonanz	Effizienz $\epsilon$
$\eta'$	12,40 %
(1,25-1,34) $\text{GeV}/c^2$	10,52 %
(1,34-1,46) $\text{GeV}/c^2$	10,43 %
$\eta_c$	8,64 %

Tabelle 2.4: Rekonstruktions- und Selektionseffizienz

Das Verzweigungsverhältnis eines Zerfalls  $\psi(2S) \rightarrow \gamma X \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta$  lässt sich mit Hilfe der folgenden Formel berechnen:

$$\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \gamma X \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta) = \frac{n_X}{n_{\psi(2S)} \cdot \mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma \gamma) \cdot \epsilon_X} \quad (2.1)$$

Der statistische Fehler ergibt sich aus der Anzahl der Ereignisse im entsprechenden Peak oder Massenfenster. Der systematische Fehler wird hauptsächlich von den Detektoreigenschaften und den Fehlern der verwendeten Verzweigungsverhältnisse beeinflusst. In Tabelle 2.5 sind die einzelnen Fehler aufgelistet. Die systematischen Einzelfehler sind als unkorreliert anzusehen, so dass sie quadratisch zu einem Gesamtfehler addiert werden können.

Die statistischen Fehler, die von dem BES III-Detektor beziehungsweise von der Analysesoftware abhängen, werden von der BES III-Kollaboration durch Vergleiche der aufgenommenen Daten mit simulierten Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt. Die Spurrekonstruktion wird mit einem Fehler von 2 % für jedes geladene Teilchen behaftet und beträgt damit 4 %. Für die Pionidentifizierung sowie die Photon-Rekonstruktion werden jeweils 1 % pro Teilchen veranschlagt.

Der Fehler der kinematischen Anpassung ergibt sich aus der Varianz der selektierten Ereignisse bei einer Variation des akzeptierten Konfidenzniveaus und beträgt 2 %. Bei der Bestimmung der Effizienz wurde nicht die Dynamik des Phasenraums berücksichtigt, so dass ein Fehler von 2 % angenommen wird.

Die Anzahl der aufgezeichneten  $\psi(2S)$ -Ereignisse beträgt  $(106,41 \pm 0,86) \cdot 10^6$  und der Fehler demnach 0,8 %. Die restlichen statistischen Fehler ergeben sich aus den zur Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse benutzten Zerfallswahrscheinlichkeiten und deren Fehler, wie sie im *Particle Data Listing* [1] aufgeführt sind. Die auf diese Weise bestimmten Verzweigungsverhältnisse mit ihren Fehlern sind in Tabelle 2.6 aufgelistet.

Quelle	Fehler
Spurrekonstruktion	4 %
Pionidentifizierung	2 %
Photon-Rekonstruktion	3 %
kinematische Anpassung	2 %
Effizienzkorrektur	2 %
$n_\psi(2S)$	0,8 %
$\mathcal{B}\eta \rightarrow \gamma\gamma$	0,5 %
Total	6,16 %

Tabelle 2.5: Systematische Unsicherheiten in Prozentwerten auf die gemessenen Verzweigungsverhältnisse

	n	$\mathcal{B} \pm \Delta\mathcal{B}_{stat.} \pm \Delta\mathcal{B}_{sys.}$	$\mathcal{B}_{PDG}$
$\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \gamma \eta' \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta)$	$269 \pm 16$	$(5,19 \pm 0,32 \pm 0,32) \cdot 10^{-5}$	$(5,33 \pm 0,27) \cdot 10^{-5}$
$\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \gamma \eta_c \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta)$	$263 \pm 16$	$(7,28 \pm 0,45 \pm 0,45) \cdot 10^{-5}$	$(16,6 \pm 6,6) \cdot 10^{-5}$
$\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \gamma \eta(1405) \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta)$	$41 \pm 6$	$(9,40 \pm 1,47 \pm 0,58) \cdot 10^{-6}$	$(36 \pm 25) \cdot 10^{-6}$
$\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \gamma \eta(1295)/f_1(1285) \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta)$	$25 \pm 5$	$(5,68 \pm 1,14 \pm 0,36) \cdot 10^{-6}$	-

Tabelle 2.6: Zusammenfassung der Verzweigungsverhältnisse

Der Vergleich der bestimmten Verzweigungsverhältnisse mit denen im *Particle Data Listing* [1] verzeichneten zeigt für den Zerfall  $\psi(2S) \rightarrow \gamma \eta'$  eine sehr gute Übereinstimmung. Beim radiativen Zerfall in  $\eta_c$  ist der große Fehler in der Zerfallswahrscheinlichkeit des  $\eta_c$  nach  $\pi^+ \pi^- \eta$  zu beachten. Der gelistete Wert beruht auf zwei Messungen, die in den 80er Jahren von zwei Experimenten mit deutlich unterschiedlichen Verzweigungsverhältnissen und wenigen Ereignissen bestimmt wurde, so dass der Fehler 36 % beträgt [1]. Die Zerfallswahrscheinlichkeit nach  $\gamma \eta(1405)$  stimmt im Rahmen der Fehler mit dem im *Particle Data Listing* verzeichneten Wert überein. Dieser beruht auf einer einzigen Messung der BES II-Kollaboration. Für das  $f_1(1285)$  beziehungsweise  $\eta(1295)$  konnte erstmalig ein gemeinsames Verzweigungsverhältnis bestimmt werden.

## 2.3 Analyse des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$

Der Analyse des radiativen  $J/\psi$ -Zerfalls in  $\gamma\pi^+\pi^-\eta$  liegt ein Datensatz aus  $(225,2 \pm 2,8)$   $J/\psi$ -Ereignissen zu Grunde, der im Jahr 2009 mit dem BES III-Detektor aufgenommen wurde. Das Verzweigungsverhältnis in den Endzustand  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta) = (6,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$  ist etwa um einen Faktor 10 größer als beim  $\psi(2S)$ . Diese Datenmenge reicht für eine eingehende Analyse der Zerfallswinkelverteilungen aus, um insbesondere die beitragenden Resonanzen im Massenbereich um  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  zu identifizieren.

Das Ziel dieser Analyse ist eine möglichst untergrundfreie Selektion zur Vorbereitung der Partialwellenanalyse in Kapitel 3.

Zunächst werden in Kapitel 2.3.1 die Selektionskriterien für die an der Reaktion beteiligten Teilchen vorgestellt; in Kapitel 2.3.2 wird der Untergrund analysiert und schließlich werden in Kapitel 2.3.3 die Ergebnisse vorgestellt.

### 2.3.1 Datenselektion

Die Selektion der beiden geladenen Pionen und der drei Photonen wird äquivalent zur Analyse des radiativen Zerfalls des  $\psi(2S)$  in  $\pi^+\pi^-\eta$  (siehe 2.2.1) durchgeführt; daher kann auf eine erneute Ausführung verzichtet werden.

#### Selektion von $\eta$ -Kandidaten

Die Selektion der  $\eta$ -Kandidaten erfolgt ebenfalls äquivalent zur Analyse des  $\psi(2S)$ -Zerfalls. Wie aus dem Histogramm in Abbildung 2.11 ersichtlich wird, befinden sich deutlich weniger Ereignisse im schmalen Band unterhalb des  $\eta$ -Peaks. Dies liegt am unterschiedlichen Phasenraum und insbesondere an den fehlenden  $\chi_{cJ}$ -Mesonen. Wie bereits erläutert, besitzen die radiativen Photonen des  $\psi(2S)$ -Zerfalls nach  $\chi_{cJ}$  und anschließend nach  $J/\psi$  die idealen Energien, um in der Kombination eine invariante Masse im Massenbereich des  $\eta$ -Mesons zu erzeugen.

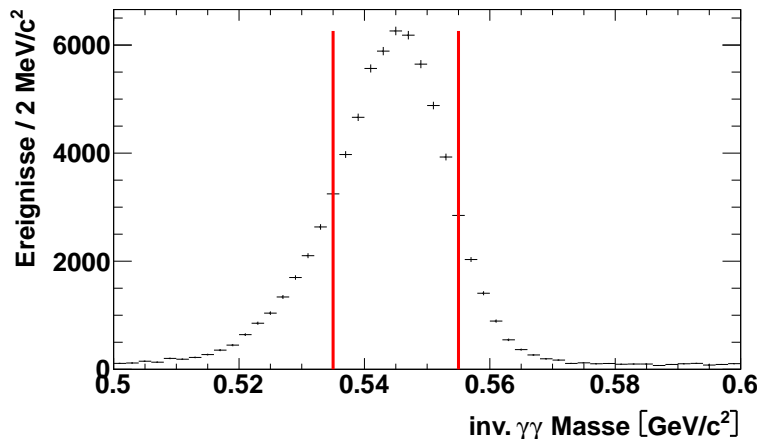


Abbildung 2.11: Invariante  $\gamma\gamma$ -Masse. Die roten Linien entsprechen der Bedingung für die Selektion des  $\eta$ -Kandidaten.

### Kombinatorik

Die Auswahl des besten  $\gamma\pi^+\pi^-\eta$ -Kandidaten eines Ereignisses erfolgt durch die kinematische Anpassung an die  $e^+e^-$ -Strahlparameter und der invarianten  $\eta$ -Masse. Ein Ereignis wird verworfen, wenn das Konfidenzniveau kleiner als 1% ist.

### 2.3.2 Untergrundbetrachtung

Die Untergrundunterdrückung wurde - ähnlich wie bei der vorherigen Analyse - mit einem Datensatz aus 225 Millionen simulierten Monte-Carlo-Ereignissen durchgeführt.

Die gefundenen Hauptuntergrundbeiträge lassen sich in vier Gruppen einteilen, die in Tabelle 2.7 aufgelistet sind und anschließend diskutiert werden.

Zerfallskanal	Anzahl der Ereignisse	
	vor Veto	nach Veto
$J/\psi \rightarrow X\omega, \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ oder $\omega \rightarrow 3\gamma$	12734	16
$J/\psi \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^0$	8512	558
$J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 X, X \in \{\gamma, \pi^0, \gamma\gamma, \gamma\pi^0\}$	6793	0
$J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$	391	48

Tabelle 2.7: Anzahl der selektierten Ereignisse pro Zerfallskanal aus 225 Millionen simulierten  $J/\psi$ -Ereignissen, vor und nach den Vetos.

### Reduzierung des Untergrunds aus Zerfallskanälen mit dem Endzustand

#### $J/\psi \rightarrow X\omega, \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ oder $\omega \rightarrow 3\gamma$

Die Zerfälle  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  und  $J/\psi \rightarrow \omega\eta$  bilden den Hauptbeitrag dieser Gruppe. Das  $\omega$  im ersten Fall zerfällt entweder in  $\gamma\pi^0$  oder in  $\gamma\eta$ ; der Zerfall entspricht zwar dem gesuchten Endzustand, er ist allerdings kein radiativer  $J/\psi$ -Zerfall. Wie in Kapitel 2.2.2 bereits erläutert können diese Ereignisse mit den gesuchten interferieren und eine Unterdrückung ist nur möglich, wenn das  $\omega$  eine schmale isolierte Resonanz ausbildet. Im zweiten Fall zerfällt das  $\omega$  in  $\pi^+\pi^-\pi^0$ , der mit einer Zerfallswahrscheinlichkeit von  $(89,2 \pm 0,7)\%$  der häufigste Zerfallskanal des  $\omega$ -Mesons ist. Er gehört damit auch zur zweiten Gruppe der in Tabelle 2.7 gelisteten Untergrundkanäle, bei dem nur ein Photon eines  $\pi^0$ -Zerfalls detektiert wird. Im Gegensatz zu den später diskutierten  $\pi^+\pi^-\eta\pi^0$ -Untergrundereignissen, lassen sich die zu dieser Gruppe zählenden Ereignisse, aufgrund der  $\omega$ -Resonanz, nahezu vollständig unterdrücken.

Beide Zerfälle passieren die Selektion und sind in den Abbildungen 2.12 (a) und (b) zu sehen, in denen jeweils das invariante Massenspektrum des Rückstoßsystems dargestellt ist.

Im Vergleich zu den äquivalenten Histogrammen der  $\psi(2S)$ -Analyse (siehe Abbildung 2.3), in denen die  $J/\psi$ -Peaks ohne Untergrundereignisse zu sehen sind, liegen insbesondere in Abbildung 2.12 (a) eine Vielzahl von Ereignissen unterhalb des  $\omega$ -Peaks, so dass sich diese Darstellungen für ein Massenfenster als Vetobedingung nicht anbieten. Des Weiteren gibt es eine Reihe von weiteren selektierten Untergrundkanälen, in denen das  $\omega$ -Meson entweder in drei Photonen oder drei Pionen zerfällt. Die Vetobedingungen sollten auch diese Zerfälle abdecken, weshalb nach geeigneten Darstellungen gesucht wird, die die Zerfälle des  $\omega$  nach

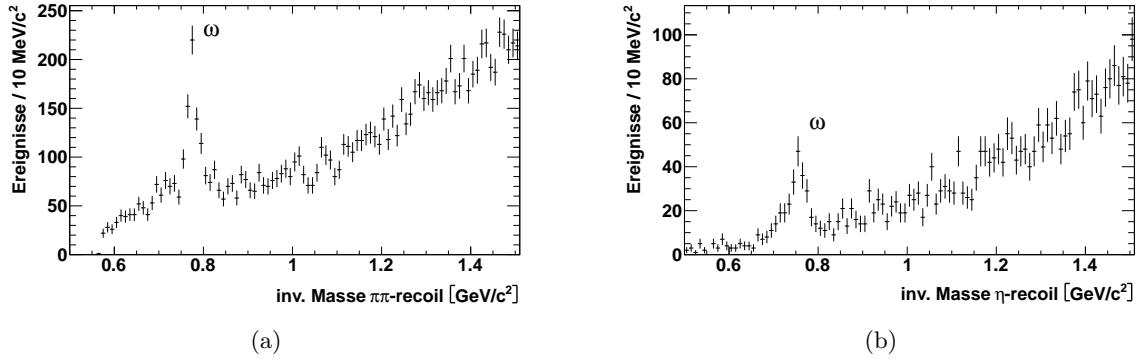


Abbildung 2.12: (a) Invariante Masse des  $\pi^+\pi^-$ -Rückstoßsystems  
(b) Invariante Masse des  $\eta$ -Rückstoßsystems

$(\gamma\eta, \eta \rightarrow \gamma\gamma)$ ,  $(\gamma\pi^0, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$  oder  $(\pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$  ohne einen Sockel an Untergrundeignissen darstellen.

Eine dieser Darstellungen ist im zweidimensionalen Histogramm in Abbildung 2.13 zu sehen. Auf der X-Achse ist die invariante Masse der drei selektierten Photonen aufgetragen und auf der Y-Achse die invarianten Massen der beiden Kombinationen  $\gamma_{rad}\gamma$ . Die oben beschriebenen Zerfälle erzeugen Überhöhungen bei den Schnittpunkten der  $\omega$ -Masse und der  $\eta$ -Masse für den Zerfall  $\omega \rightarrow \gamma\eta, \eta \rightarrow \gamma\gamma$  sowie bei den Schnittpunkten der  $\omega$ -Masse und der  $\pi^0$ -Masse für den Zerfall  $\omega \rightarrow \gamma\pi^0, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ .

Das Ereignis wird verworfen wenn eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist:

- $|0,782 \text{ GeV}/c^2 - m(\gamma\gamma\gamma_{rad})| < 0,05 \text{ GeV}/c^2$  und  $|0,547 \text{ GeV}/c^2 - m(\gamma_{rad}\gamma)| < 0,05 \text{ GeV}/c^2$
- $|0,782 \text{ GeV}/c^2 - m(\gamma\gamma\gamma_{rad})| < 0,05 \text{ GeV}/c^2$  und  $|0,135 \text{ GeV}/c^2 - m(\gamma_{rad}\gamma)| < 0,05 \text{ GeV}/c^2$

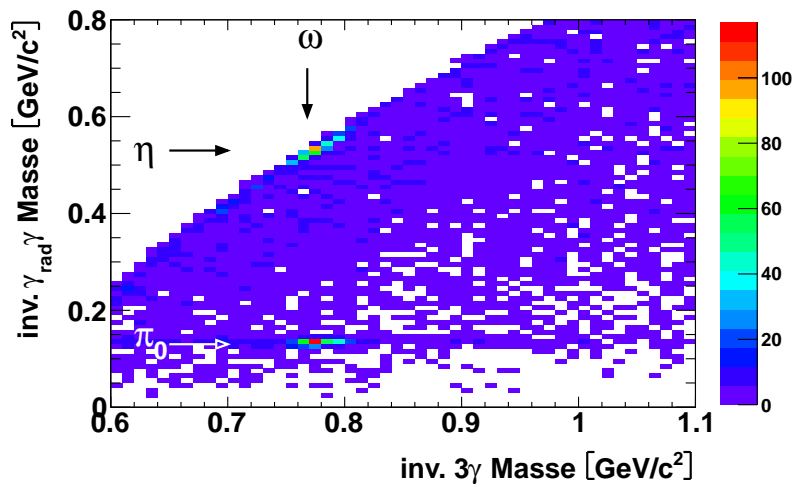


Abbildung 2.13: Invariante  $3\gamma$ -Masse aufgetragen gegen die invariante  $\gamma\gamma$ -Masse der Kombinationen  $\gamma_{rad}\gamma$ . Man erkennt Überhöhungen bei den Schnittpunkten der  $\omega$ -Masse mit der  $\eta$ - und  $\pi^0$ -Masse.



Die Bestimmung der Vetobedingungen des verbliebenen  $\omega$ -Zerfalls nach  $\pi^+\pi^-\pi^0$  werden nun erläutert. Das  $\pi^0$  kann auf zwei verschiedene Arten gebildet werden. Zum einen kann es aus der Kombination des radiativen Photons mit einem Photon aus dem  $\eta$ -Zerfall gebildet werden; dieser Fall ist in Abbildung 2.15 dargestellt und wird im nachfolgenden Abschnitt behandelt. Die alternative Möglichkeit ist, dass ein Photon aufgrund einer zu niedrigen Energie nicht detektiert wurde.

In der Kombination der beiden geladenen Pionen mit dem radiativen Photon ist, wie in Abbildung 2.14 (a) dargestellt, ein  $\omega$ -Peak zu erkennen. Die steigende Flanke ist aufgrund der fehlenden Energie eines Photons flacher als die fallende Flanke des Peaks, so dass diese Asymmetrie bei der Vetobedingung berücksichtigt werden muss.

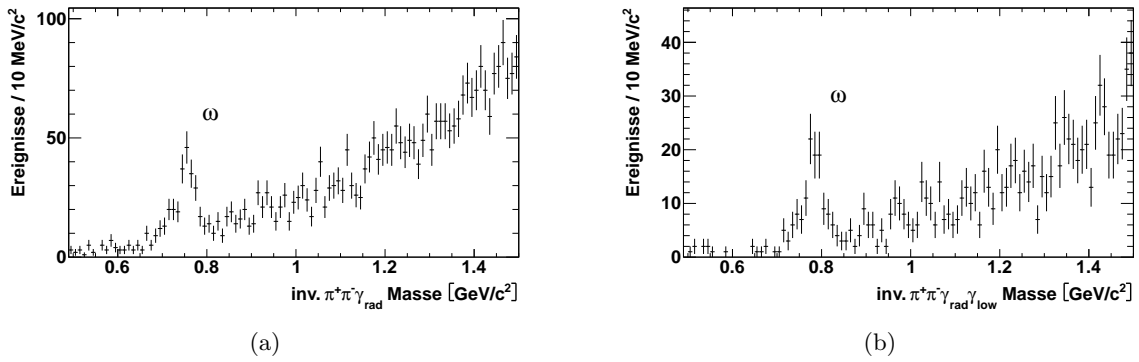


Abbildung 2.14: (a) Invariante  $\pi^+\pi^-\gamma_{rad}$ -Masse mit deutlichem  $\omega$ -Peak  
 (b) Invariante  $\pi^+\pi^-\gamma_{rad}\gamma_{low}$ -Masse mit deutlichem  $\omega$ -Peak

Eine alternative Methode, die das fehlende niederenergetische Photon berücksichtigt, bietet die schon bei der  $\psi(2S)$ -Analyse vorgestellte und auch hier angewandte Methode der Betrachtung aller Energiebeiträge unterhalb der Energieschwelle im elektromagnetischen Kalorimeter. Die invariante Masse des Photonkandidaten  $\gamma_{low}$  wird zusammen mit dem radiativen Photonkandidaten sowie den beiden geladenen Pion-Kandidaten in einem Histogramm dargestellt (siehe Abbildung 2.14 (b)). Es sind  $\omega$ -Ereignisse zu erkennen, die mit einem Veto belegt werden. Das folgende Massenfenster wird gesetzt und Ereignisse, für die diese Bedingung zutrifft, werden verworfen:

- $0,682 \text{ GeV}/c^2 < m(\pi^+\pi^-\gamma_{rad}) < 0,832 \text{ GeV}/c^2$
- $|0,782 \text{ GeV}/c^2 - m(\pi^+\pi^-\gamma_{rad}\gamma_{low})| < 0,05 \text{ GeV}/c^2$

#### Reduzierung des Untergrunds aus Zerfällen $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 X$ , $X \in \{\gamma, \pi^0, \gamma\gamma, \gamma\pi^0\}$

Die in dieser Gruppe aufgeführten Zerfälle beinhalten ein  $\pi^0$ , das in der Signalhypothese nicht vorhanden ist. In der invarianten  $\gamma_{rad}\gamma$ -Masse, dargestellt in Abbildung 2.15, ist eine deutliche Überhöhung bei der  $\pi^0$ -Masse zu erkennen. Ereignisse, die die folgende Bedingung erfüllen, werden verworfen und somit wird diese Art von Untergrund unterdrückt.

- $|0,135 \text{ GeV}/c^2 - m(\gamma_{rad}\gamma)| < 0,05 \text{ GeV}/c^2$

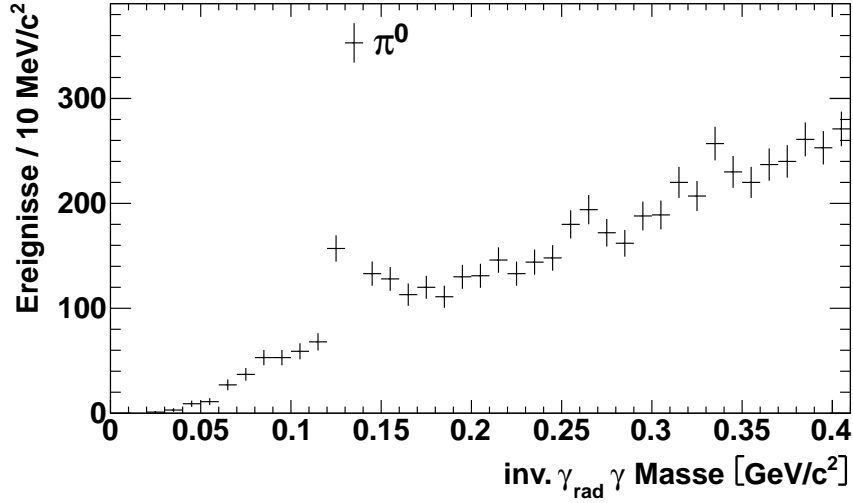


Abbildung 2.15: Invariante  $\gamma_{rad}\gamma$ -Masse. Man erkennt eine deutliche Überhöhung bei der  $\pi^0$ -Masse.

### Reduzierung des Untergrunds aus Zerfallskanälen mit dem Endzustand $J/\psi \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^0$

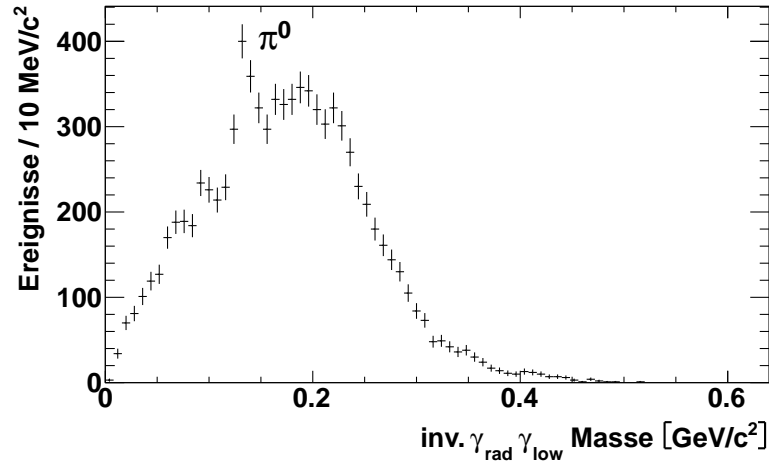
Die Reduzierung des Untergrunds aus nicht-resonanten Zerfallskanälen mit dem Endzustand  $\eta\pi^+\pi^-\pi^0$  stellt, wie schon bei der  $\psi(2S)$ -Analyse, das größte Problem dar, da - anders als beim bereits betrachteten resonanten Zerfall über das  $\omega$  (vgl. Abbildung 2.14 (a) und (b)) - kein Massenfenster um eine schmale isolierte Resonanz als Vetobedingung angewendet werden kann.

Die Reduzierung des Untergrunds wurde mit Hilfe von zusätzlichen kinematischen Anpassungen sowie der Analyse niederenergetischer Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter durchgeführt.

Die kinematische Anpassung erfolgte mit der  $\eta\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese unter Berücksichtigung eines nicht detektierten Photons, dessen Energie sich aus der Differenz der detektierten Teilchen und dem  $e^+e^-$ -Anfangszustand berechnet. Ist die Güte der kinematischen Anpassung der Untergrundhypothese besser als die der Anpassung an die Signalthypothese (5C), so wird das Ereignis verworfen. Die Anwendung dieses Selektionskriteriums unterdrückt nur einen Teil des Untergrunds, da die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters zu großen Fehlern bei der Energiebestimmung führt.

Die Untergrundreduktion mit Hilfe der Analyse von EMC-Clustern, deren deponierte Energie unterhalb der gesetzten Energieschwellen von 25 MeV beziehungsweise 50 MeV für den Fass- und Endkappenbereich liegen, wird äquivalent zum Verfahren in der  $\psi(2S)$ -Analyse vorgenommen. Es gilt ein Zeitfenster von  $150 < t_{EMC} < 600$  ns und eine minimale Energie von 5 MeV. In Abbildung 2.16 ist die invariante Masse des als radiativen Photons ausgewählten Photonkandidaten  $\gamma_{rad}$  und des niederenergetischen Photonkandidaten  $\gamma_{low}$ , dargestellt.

Es sind mehrere tausend Einträge im  $\pi^0$ -Peak auf einem Sockel von Signalereignissen zu erkennen, so dass durch ein Massenfenster neben den offensichtlichen Untergrundergebnissen auch viele Signalereignisse verworfen werden. Für die in Kapitel 3 durchgeführte Partialwellenanalyse ist allerdings ein möglichst untergrundfreier Datensatz erforderlich, so dass die Verluste an Signalereignissen in Kauf genommen werden.

Abbildung 2.16: Invariante  $\gamma_{rad}\gamma_{low}$ -Masse mit Überhöhung beim  $\pi^0$ 

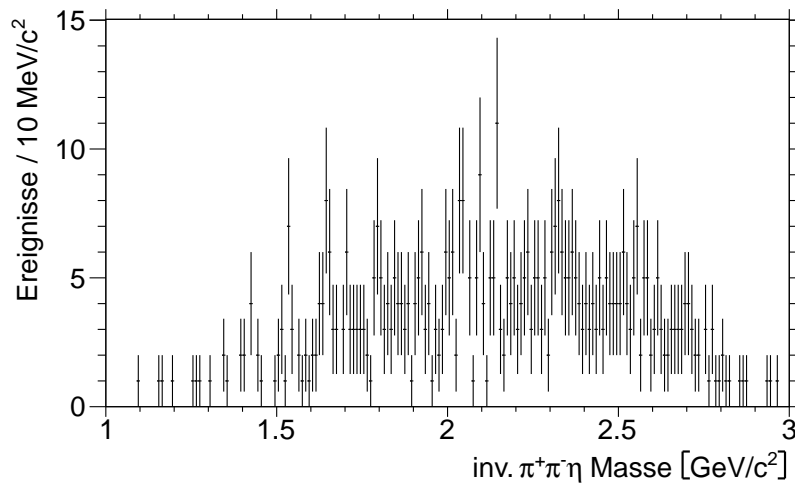
Verworfen werden Ereignisse mit:

- $|0,135 \text{ GeV}/c^2 - m(\pi^+\pi^-\gamma_{rad}\gamma_{low})| < 0,05 \text{ GeV}/c^2$

Trotz dieser Maßnahmen passieren viele Ereignisse dieses Endzustands des simulierten  $J/\psi$ -Datensatzes die Selektion, so dass im Folgenden eine Abschätzung dieses Untergrundbeitrags durchgeführt wird.

#### Abschätzung des Untergrundbeitrags für $J/\psi \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^0$

Der folgenden Untergrundstudie liegen 1 Million simulierte, phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse zu Grunde, von denen 552 Ereignisse die Selektion passieren. Die Verteilung dieser Ereignisse ist in Abbildung 2.17 dargestellt.

Abbildung 2.17: Invariante  $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse aus  $J/\psi \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^0$  Monte-Carlo-Ereignissen

Diese Anzahl muss nun auf den Datensatz mit 225 Millionen  $J/\psi$ -Ereignissen normiert werden, jedoch wurde, anders als beim  $\psi(2S)$ , die Zerfallswahrscheinlichkeit  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^0)$

noch nicht bestimmt [1], weshalb diese nun abgeschätzt werden muss.

Die Zerfallswahrscheinlichkeit  $\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^0) = (9,5 \pm 1,7) \cdot 10^{-4}$  wurde vom Cleo-C-Experiment vermessen und beinhaltet zum größten Teil Beiträge von  $\eta\pi^0\rho^0$ ,  $\eta\pi^+\rho^-$  und  $\eta\pi^-\rho^+$  [30]. Das  $\rho(770)$  besitzt eine sehr große Breite von  $149,1 \text{ MeV}/c^2$  und zerfällt zu fast 100 % in zwei Pionen [1]. Zerfälle über schmale Resonanzen, wie zum Beispiel  $J/\psi \rightarrow \omega\eta$ ,  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  sind bei dem  $\psi(2S)$ -Zerfall zu vernachlässigen.

Als Abschätzung wird für die Zerfallswahrscheinlichkeit ein Wert von  $\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^0) \approx 1 \cdot 10^{-2}$  angenommen. Mit dieser groben Abschätzung ergeben sich aus der Anzahl selektierter Ereignisse aus dem simulierten Datensatz die in Tabelle 2.8 aufgeführten normierten Ereigniszahlen für den  $\pi^+\pi^-\eta$ -Phasenraum.

	Massenfenster von $1 \text{ GeV}/c^2$ bis		
	$1,5 \text{ GeV}/c^2$	$2 \text{ GeV}/c^2$	$3 \text{ GeV}/c^2$
Normiert auf 225 Millionen Ereignisse	22	170	470

Tabelle 2.8: Anzahl der erwarteten  $J/\psi \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^0$  Untergrundereignisse für verschiedene Massenfenster

### Reduzierung des Untergrunds aus nicht-radiativen $J/\psi$ -Zerfällen mit dem Endzustand $\gamma\pi^+\pi^-\eta$

Wie bereits erläutert können Ereignisse mit dem gleichen Endzustand mit den gesuchten Ereignissen interferieren. Die überwiegende Mehrheit der zu dieser Gruppe zugeordneten Zerfälle aus dem simulierten Datensatz stammen aus dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\phi$  mit  $\phi \rightarrow \gamma\eta$ . Das  $\phi$  besitzt eine Masse von  $1019,455 \pm 0,020 \text{ GeV}/c^2$  und die Zerfallswahrscheinlichkeit des  $\phi$ -Mesons in  $\eta\gamma$  beträgt  $(1,309 \pm 0,024) \%$  [1]. Damit sollten Ereignisse dieses Zerfallskanals in Abbildung 2.14 beim Schnittpunkt von  $1,02 \text{ GeV}/c^2$  auf der X-Achse und dem  $\eta$  bei  $0,547 \text{ GeV}/c^2$  auf der Y-Achse zu sehen sein, was aber nicht der Fall ist.

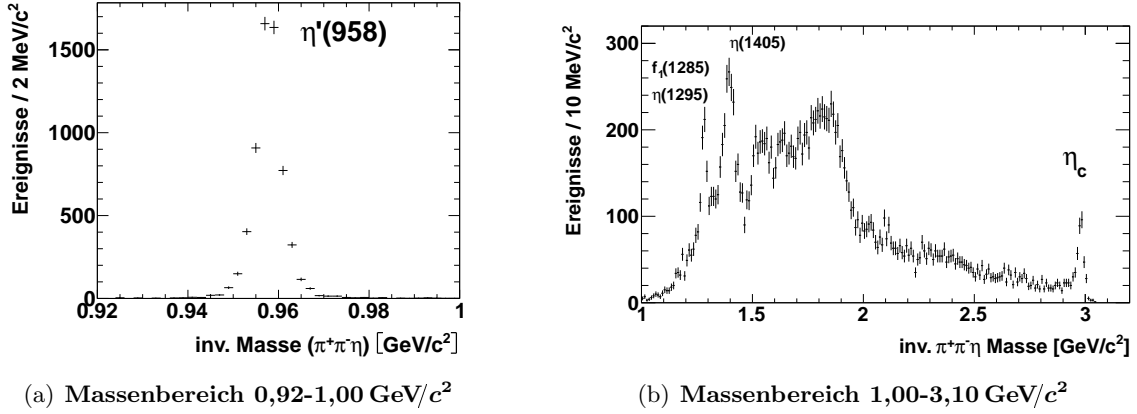
Untergrund aus dieser Kategorie ist für die Analyse somit nicht relevant.

### 2.3.3 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Histogramme der invarianten Massenspektren des  $\pi^+\pi^-\eta$ -Systems, sowie die möglichen Zwischenresonanzen in  $\pi\eta$  und  $\pi^+\pi^-$  unter Berücksichtigung der vorgestellten Auswahlverfahren zur Unterdrückung des Untergrunds diskutiert. Die Spektren dienen der Vorbereitung und Auswahl der Hypothesen für die Partialwellenanalyse.

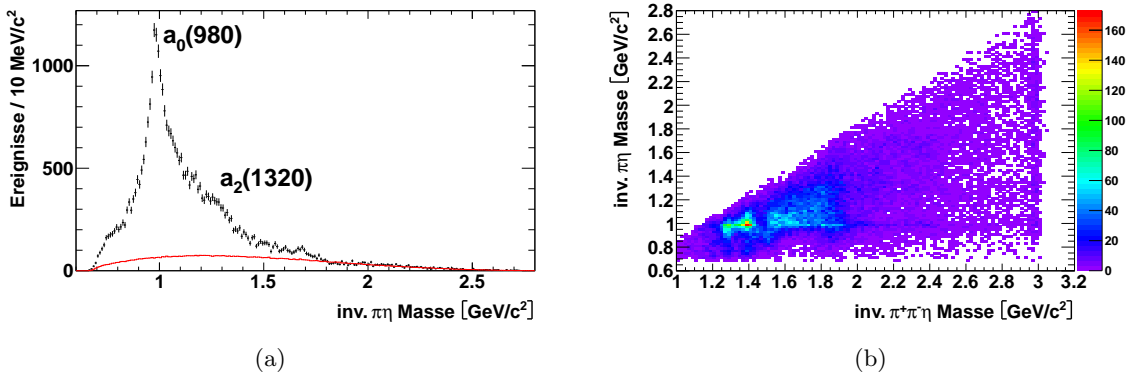
In Abbildung 2.18 ist das invariante  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrum abgebildet, wobei das mit einem hohen Verzweungsverhältnis produzierte  $\eta'$  (958) in Abbildung 2.18 (a) separat gezeigt ist, um den restlichen Massenbereich übersichtlicher darstellen zu können.

In Abbildung 2.18 (b) erkennt man deutliche Peaks bei etwa  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  und  $1,4 \text{ GeV}/c^2$ , die dem  $f_1(1285)$ , dem  $\eta(1295)$  beziehungsweise dem  $\eta(1405)$  zuzuordnen sind. Im Bereich zwischen  $1,45 \text{ GeV}/c^2$  und  $1,9 \text{ GeV}/c^2$  liegen eine Vielzahl von breiten, sich überlappenden Resonanzen, die nach den Auswahlregeln für den Zerfall die Quantenzahlen  $J^{PC} = 0^{-+}, 1^{++}, 2^{-+}$  oder  $2^{++}$  besitzen können. Eine genaue Untersuchung dieses Massenbereichs auf Zwischenresonanzen ist nur durch eine Partialwellenanalyse möglich. Das  $\eta_c$  ist, wie bei der  $\psi(2S)$ -Analyse, deutlich sichtbar.

Abbildung 2.18: Invariantes  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massespektrum

Der Zerfall der, in Abbildung 2.18 dargestellten Resonanzen in die drei Mesonen  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  und  $\eta$ , erfolgt bevorzugt durch Zweikörperzerfälle in die Systeme  $(\pi^+\pi^-)\eta$  und  $(\pi\eta)\pi$ . Die invarianten Massenspektren dieser Systeme werden im Folgenden erläutert.

Das Histogramm der invarianten  $\pi\eta$ -Masse, dargestellt in Abbildung 2.19 (a), wird von einem deutlichen Signal des  $a_0(980)$  dominiert, an dessen rechter Flanke eine leichte Überhöhung bei etwa  $1,3\text{ GeV}/c^2$  zu sehen ist, die vermutlich von einem  $a_2(1320)$  erzeugt wird. In Abbildung 2.19 (b) ist zu erkennen welche Resonanzen in  $\pi^+\pi^-\eta$  über Zwischenresonanzen in  $(\pi\eta)\pi$  zerfallen. Dies ist für die folgende Partialwellenanalyse von großer Bedeutung, da aus diesen Darstellungen die Hypothesen für die einzelnen Subzerfälle gewonnen werden. So ist der Zerfall in  $a_0(980)\pi$  für jede Resonanz im  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenbereich zwischen  $1\text{ GeV}/c^2$  und  $2\text{ GeV}/c^2$ , sowie beim  $\eta_c$  präsent, während der Zerfall in  $a_2(1320)\pi$  nur für Resonanzen mit Massen im Bereich um  $1,8\text{ GeV}/c^2$  und beim  $\eta_c$  eine signifikante Rolle spielt.

Abbildung 2.19: (a) Invariante  $\pi\eta$ -Masse der Messdaten (schwarz) und phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse (rot)(b) Invariante  $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse aufgetragen gegen die inv.  $\pi\eta$ -Masse

Das invariante  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum (siehe Abbildung 2.20 (a) und (b)) ist von der breiten  $(\pi\pi)_s$ -Welle (vgl. Kapitel 3.3.3) geprägt, die sich nicht durch eine Breit-Wigner-Funktion parametrisieren lässt. Dies wird insbesondere im zweidimensionalen Histogramm deutlich,

in dem sowohl im Bereich um  $1,3\text{ GeV}/c^2$  als auch um  $1,4\text{ GeV}/c^2$  ein schmales Band ohne signifikante Erhöhungen zu sehen ist. Zu Beachten ist dabei die Signalstärke des Zerfalls in  $a_0(980)\pi$ , die in dieser Darstellung für einen Großteil der breiten Strukturen verantwortlich ist. Der Einschnitt im invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum zwischen  $0,95\text{ GeV}/c^2$  und  $1\text{ GeV}/c^2$  wird durch einen Schwelleneffekt des  $f_0(980)$  verursacht, da dieses sowohl in  $\pi^+\pi^-$ , als auch in  $K\bar{K}$  zerfällt und für den Zerfall in  $K\bar{K}$  mindestens eine Masse der Zerfallsteilchen von  $\approx 0,986\text{ GeV}/c^2$  zur Verfügung stehen muss. Für eine erweiterte Beschreibung dieses Effektes wird auf das Kapitel 3.3.2 der Partialwellenanalyse verwiesen.

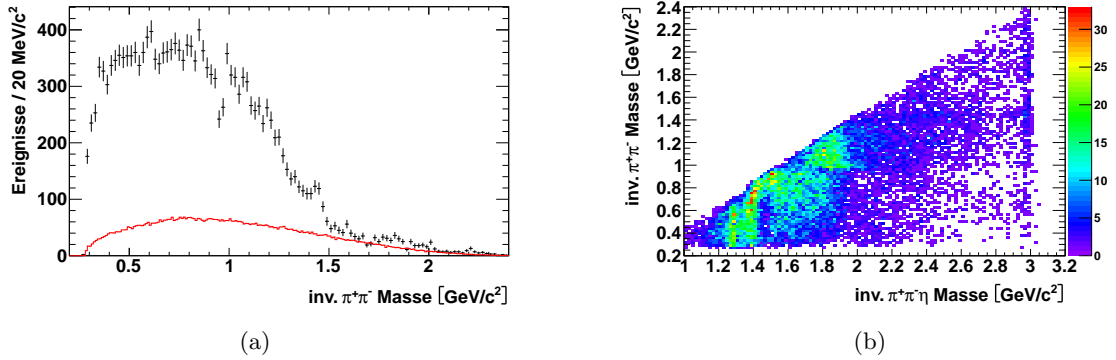


Abbildung 2.20: (a) Invariante  $\pi^+\pi^-$ -Masse der Messdaten (schwarz) und phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse (rot)  
 (b) Invariante  $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse aufgetragen gegen die inv.  $\pi^+\pi^-$ -Masse

Die Kinematik eines Dreikörperzerfalls lässt sich in einem sogenannten Dalitz-Plot darstellen. In diesem zweidimensionalen Diagramm werden auf den beiden Achsen die invarianten Massenquadrate zweier Teilchenkombinationen aufgetragen, die die Kinematik dieses Dreikörperzerfalls beschreiben. Da die hier durchgeführte Analyse einem Vierkörperzerfall entspricht, muss die Energie des radiativen Photons auf einen kleinen Bereich, der der zu untersuchenden Resonanz im  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrum entspricht, beschränkt werden. Dies wurde für das  $\eta(1405)$  in Abbildung 2.21 durchgeführt.

Das  $a_0(980)$  im horizontalen und diagonalem Band bei  $(1\text{ GeV}/c^2)^2$  ist deutlich zu erkennen.

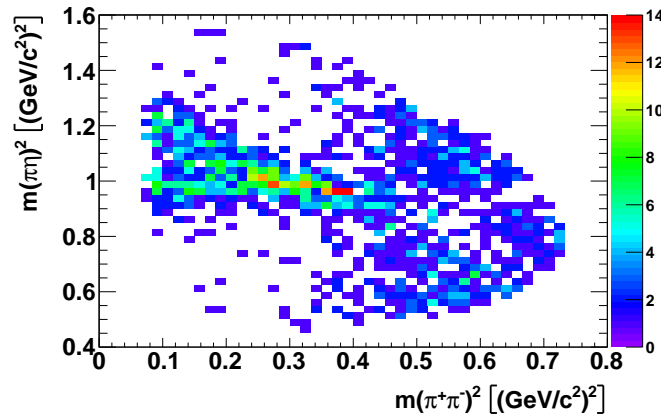


Abbildung 2.21: Dalitzplot des Dreikörperzerfalls vom  $\eta(1405)$

Um erste Hinweise auf die Quantenzahlen der Resonanzen unter den Peaks bei  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  und  $1,4 \text{ GeV}/c^2$  zu erlangen, können die Winkelverteilungen eines Zerfallswinkels betrachtet werden. Wie in den Abbildungen 2.19 und 2.21 zu erkennen, zerfallen die Resonanzen in beiden Massenbereichen bevorzugt in  $a_0(980)\pi$ . Es bietet sich daher an, die Zerfallswinkelverteilung des  $a_0(980)$  zu untersuchen. Die unterschiedlichen Spins und Paritäten ergeben eine spezifische, der Spin/Parität entsprechenden Winkelverteilung. Unter Benutzung des Helizitätsformalismus aus Kapitel 3.2 und einem angenommenen Zweikörperzerfall in  $a_0(980)\pi$ , lauten die Winkelverteilungen für pseudoskalare- beziehungsweise axialvektor-Mesonen:

$$0^{-+} : \frac{d\sigma}{d(\cos\theta_{\pi^+}^{a_0})} \propto \text{const.}$$

$$1^{++} : \frac{d\sigma}{d(\cos\theta_{\pi^+}^{a_0})} \propto a \cdot \cos(\theta_{\pi^+}^{a_0})^2 + b \cdot \sin(\theta_{\pi^+}^{a_0})^2$$

In Abbildung 2.22 sind die Zerfallswinkelverteilungen des  $a_0(980)$  sowie die Anpassungen der oben genannten Funktionen, dargestellt. Die Güte der Anpassungen, in  $\chi^2/ndf$  ist Tabelle 2.9 zu entnehmen.

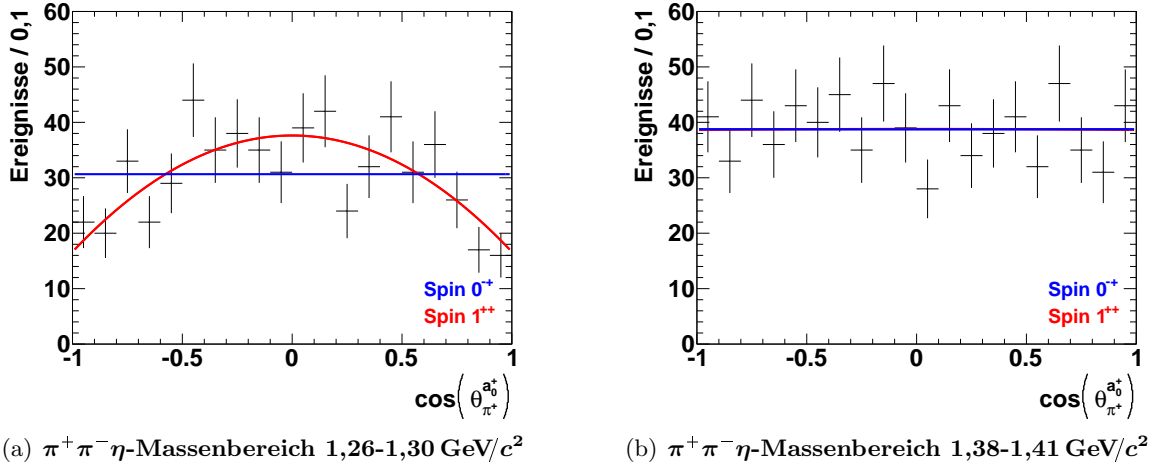


Abbildung 2.22: Zerfallswinkel des Pions für die Massenbereiche

- (a)  $1,26-1,30 \text{ GeV}/c^2$  ( $f_1(1285)$ ,  $\eta(1295)$ ) und  
 (b)  $1,38-1,41 \text{ GeV}/c^2$  ( $\eta(1405)$ )

Massenbereich	$0^{-+}$	$1^{++}$
$1,26-1,30 \text{ GeV}/c^2$	54,66/19	21,09/18
$1,38-1,41 \text{ GeV}/c^2$	16,12/19	16,12/18

Tabelle 2.9:  $\chi^2/ndf$  für verschiedene Anpassungen an die Winkelverteilungen der Massenbereiche  $1,26-1,30 \text{ GeV}/c^2$  und  $1,38-1,41 \text{ GeV}/c^2$ .

Wie aus der Grafik und dem  $\chi^2/ndf$  deutlich zu erkennen ist, kann die Winkelverteilung des Massenbereichs zwischen  $1,26 \text{ GeV}/c^2$  und  $1,30 \text{ GeV}/c^2$  nicht durch eine konstante Funktion nachgebildet werden. Dies bedeutet, dass der überwiegende Teil der Ereignisse im ersten Peak

aus dem Zerfall einer  $1^{++}$ -Resonanz, dem  $f_1(1285)$ , stammt. Einen weiteren Beitrag durch die  $0^{-+}$ -Resonanz,  $\eta(1295)$ , ist dadurch jedoch nicht ausgeschlossen. Die flache Winkelverteilung im Massenbereich zwischen  $(1,38-1,41)$   $\text{GeV}/c^2$  lässt sich sowohl durch die konstante Funktion einer  $0^{-+}$ -Resonanz, als auch durch die Funktion einer  $1^{++}$ -Resonanz, beschreiben. Die pseudoskalare Lösung benötigt jedoch einen Anpassungsparameter weniger, so dass die pseudoskalare der axialvektor Lösung vorzuziehen ist. Eine zuverlässige Bestimmung der Quantenzahlen liefert die in Kapitel 3 durchgeführte Partialwellenanalyse, die den Phasenraum komplett beschreibt und sich nicht nur auf eine Messgröße stützt.

## 2.4 Zusammenfassung

Die Analyse des Zerfalls  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  basiert auf 106 Millionen  $\psi(2S)$ -Ereignissen des BES III-Experiments. Im  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrum sind neben den Resonanzen  $\eta'$ ,  $\eta_c$ ,  $\chi_{c1}$  und  $\chi_{c2}$  auch deutliche Anzeichen für die Produktion des  $\eta(1405)$  enthalten. Eine Resonanz bei  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  kann sowohl dem  $f_1(1285)$  als auch dem  $\eta(1295)$  zugeordnet werden. Eine Bestimmung der Quantenzahlen für diese Resonanzen war aufgrund der geringen Datenmenge nicht möglich. Der Großteil der Resonanzen im  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrum zerfällt in  $a_0(980)\pi$ .

Es wurden die Verzweigungsverhältnisse für die Zerfälle  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\eta' \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$ ,  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\eta_c \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  sowie für die erwarteten Resonanzen um  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  und  $1,4 \text{ GeV}/c^2$  bestimmt. Dabei konnten die Verzweigungsverhältnisse nach  $\gamma\eta_c \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$ ,  $\gamma\eta(1405) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  und  $\gamma\eta(1295)/f_1(1285) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  mit einem deutlich geringeren Fehler als bei bisherigen Analysen bestimmt werden. Letzteres Verzweigungsverhältnis konnte erstmalig bestimmt werden. Ein Vergleich der Verzweigungsverhältnisse mit denen aus  $J/\psi$ -Zerfällen findet in Kapitel 3.7 statt.

Die Ereignisanzahl der Analyse des gleichen Endzustands über den Zerfall  $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  reichte aus, um die Zerfallswinkel des bevorzugten Zwischenzustands  $a_0(980)\pi$  in den Massenbereichen um  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  und  $1,4 \text{ GeV}/c^2$  zu untersuchen. Dabei handelt es sich um das  $f_1(1285)$  beziehungsweise um das  $\eta(1405)$ , die beide bevorzugt in  $a_0(980)\pi$  zerfallen. Neben den beiden weiteren isolierten Resonanzen, dem  $\eta'$  und dem  $\eta_c$  gibt es eine breite Überhöhung im Bereich zwischen  $(1,5-2,0) \text{ GeV}/c^2$ , die sich aus mehreren Resonanzen zusammensetzt. Die Bestimmung der beitragenden Resonanzen und der Verzweigungsverhältnisse ist aufgrund von Überlappungen nur mit einer Partialwellenanalyse möglich.

Die Analyse des Untergrunds beider Zerfallskanäle zeigt, dass die Hauptuntergrundbeiträge durch die getroffenen Vetobedingungen ausreichend stark unterdrückt werden. Einzig der nicht-resonante Zerfall in  $\eta\pi^+\pi^-\pi^0$  bereitet Probleme, der in der  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenregion bis  $1,5 \text{ GeV}/c^2$  jedoch nicht zum tragen kommt.



## 3 Partialwellenanalyse des Zerfalls

$$J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$$

In diesem Kapitel werden zunächst die Grundlagen der Partialwellenanalyse erläutert und dann die Ergebnisse für die Partialwellenanalyse der Reaktion  $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  vorgestellt. Die Diskussion eines Zerfallskanals, wie sie in Kapitel 2 durchgeführt wurde, basiert auf der Deutung des Endzustands mit Hilfe von ein- oder zweidimensionalen Projektionen invarianter Massenspektren. Über die zwischen dem Anfangs- und Endzustand ablaufenden Prozesse lassen sich auf diese Weise kaum Aussagen treffen, da die Projektionen auf eine beziehungsweise zwei Dimensionen des Phasenraums durch unterschiedliche Effekte beeinflusst werden. So erzeugen starke Resonanzen, wie zum Beispiel das  $a_0(980)$  im  $\pi\eta$ -Massenspektrum aus Abbildung 2.19 (a), in anderen invarianten Massenspektren, wie zum Beispiel dem  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum aus Abbildung 2.20 (a), Strukturen, die dort zu Fehlinterpretationen führen können.

Aus diesem Grund ist zur richtigen Deutung der Ergebnisse eine Analyse innerhalb des gesamten Phasenraums notwendig. Wie in Kapitel 2.3.3 dargestellt, ist dies für einen Dreikörperzerfall durch den Dalitzplot möglich. Der gesamte Phasenraum kann durch die Anwendung von Randbedingungen des Dreikörperzerfalls von zwölf auf bis zu zwei Dimensionen reduziert werden. Auf diese Weise lassen sich neben der Masse und Breite von Resonanzen auch der Spin und die Parität aus dem Dalitzplot bestimmen.

Schwierig wird es bei Überlappungen oder Interferenzen von Resonanzen, so dass nur eine korrekte Beschreibung des Phasenraums in allen Dimensionen zu einer Identifikation beziehungsweise Unterscheidung mehrerer Resonanzen führen kann. Dies wird durch die Partialwellenanalyse ermöglicht.

Die Definition der Amplitude in der Partialwellenanalyse (siehe Kapitel 3.4) basiert auf drei Pfeilern:

- Einem Zerfallsmodell (siehe Kapitel 3.1);
- einem Formalismus zur Behandlung der Teilchenspins (siehe Kapitel 3.2) und
- einer Beschreibung der Dynamik für die beitragenden Resonanzen. Hierbei wird in der Regel die beobachtete Linienform in der invarianten Masse der Zerfallsteilchen parametrisiert (siehe Kapitel 3.3).

### 3.1 Das Isobar-Modell

Das Isobar-Modell beschreibt den Zerfall in mehrere Endzustandsteilchen als sequentielle Zweikörperzerfälle: das  $J/\psi$  zerfällt in zwei Tochterpartikeln, dem radiativen Photon und einer Resonanz  $X$ , die dann über zwei weitere Zweikörperzerfälle in  $\pi^+\pi^-\eta$  zerfällt. Das Modell basiert auf einer empirischen Studie diverser Zerfallskanäle und trifft bis auf wenige Ausnahmen, insbesondere bei leichten Mesonen, zu. Zu diesen Ausnahmen gehören unter anderem

die Zerfälle des  $\eta$  und  $\omega$  in drei Pionen oder das im  $\eta\pi\pi$ -Massenspektrum zu sehende  $\eta'$ , das bevorzugt nicht resonant in  $\eta\pi\pi$  zerfällt. Mesonen oberhalb der  $a_0(980)\pi$ -Massenschwelle zerfallen bevorzugt durch diesen Zweikörperzerfall, wie es zum Beispiel beim  $\eta(1405)$  der Fall ist.

Die zu untersuchende Reaktion kann auf Grundlage des Isobar-Modells durch drei sequentielle Zweikörperzerfälle stattfinden:

$$\begin{aligned} J/\psi &\rightarrow \gamma X & X &\rightarrow \eta Y & Y &\rightarrow \pi^+\pi^- \\ & & X &\rightarrow \pi^\mp Z^\pm & Z^\pm &\rightarrow \pi^\pm \eta \end{aligned}$$

Mit den bekannten Auswahlregeln für Mesonenzerfälle in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung ergeben sich für die Zwischenresonanzen  $X, Y, Z$  folgende mögliche Quantenzahlen  $I^G(J^{PC})$  mit  $J \leq 2$ :

$$\begin{aligned} X: & 0^+(0^{-+}) (\eta), & 0^+(1^{++}) (f_1), & 0^+(2^{-+}) (\eta_2), & 0^+(2^{++}) (f_2), \\ Y: & 0^+(0^{++}) (f_0), & 0^+(2^{++}) (f_2), \\ Z: & 1^-(0^{++}) (a_0), & 1^-(2^{++}) (a_2), \end{aligned}$$

Die Angaben in Klammern sind die Namen, die sich aus den Quantenzahlen und der Namenskonvention für Resonanzen mit den entsprechenden Quantenzahlen ergeben. Die Zwischenresonanzen  $Y$  und  $Z$  tragen unterschiedliche Namen, da sie neben den gleichen  $J^{PC}$ -Quantenzahlen einen unterschiedlichen Isospin und eine unterschiedliche G-Parität besitzen. Resonanzen mit Spin  $J \geq 3$  werden im  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrum nicht berücksichtigt, da angenommen wird, dass die Produktion dieser Resonanzen unterdrückt ist und nicht signifikant beiträgt.

## 3.2 Formalismen

Eine Partialwellenanalyse basiert unter anderem auf der Anpassung von Zerfallswinkelverteilungen, die sich in der Regel für Teilchen mit unterschiedlichen Spins voneinander unterscheiden. Es gibt mehrere Formalismen mit Vor- und Nachteilen, um diese Spineigenschaften zu beschreiben. Die hier durchgeführte Partialwellenanalyse basiert auf dem Helizitätsformalismus, mit dessen Hilfe eine einfache Partialwellenentwicklung möglich ist. Kinematischen Randbedingungen, wie zum Beispiel die Drehimpulserhaltung oder die Paritätserhaltung, können durch zusätzliche Symmetriebedingungen berücksichtigt werden. Die folgenden sequentiellen Zweikörperzerfälle werden in den kanonischen Formalismus transformiert, um auf diese Weise die unterschiedliche Dynamik der Subzerfälle zu berücksichtigen. So ist es möglich höher angeregte Drehimpulsbeiträge in der Amplitudenberechnung zu deaktivieren und deren Einfluss auf die Beschreibung zu untersuchen.

Zum Verständnis der beiden Formalismen sind in Abbildung 3.1 zunächst die Koordinatensysteme nach der Transformation in das Helizitätssystem (a) und das kanonische System (b) dargestellt.

Das Helizitätssystem ist das Ruhesystem der Resonanz, in der die Bewegungsrichtung als Quantisierungsachse definiert ist. Im kanonischen System hingegen bleibt die Orientierung

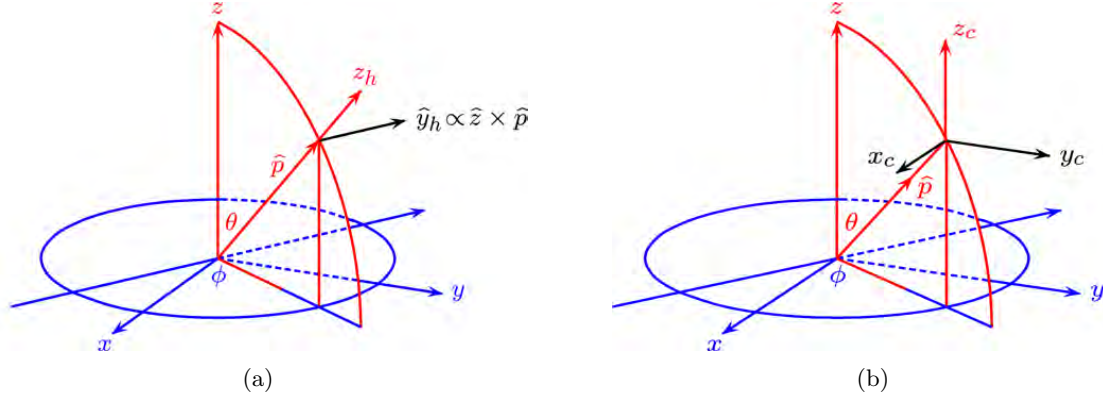


Abbildung 3.1: Definition des Koordinatensystems im

- (a) Helizitätsformalismus ( $\hat{x}_h = \hat{y}_h \times \hat{z}_h$ ,  $\hat{y}_h = \hat{z} \times \hat{p}$ ,  $\hat{z}_h = \hat{p}$ ) [31]  
 (b) kanonischen Formalismus [31]

des Koordinatensystems erhalten.

Im kanonischen System weist man einem Teilchen mit dem totalen Drehimpuls  $\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$  und der  $\hat{z}$ -Komponente von  $J$ ,  $M$  den Zustand  $|JM\rangle$  zu. Ein Helizitätszustand  $|J\lambda\rangle$  setzt sich aus dem Spin  $\vec{J}$  und der Helizität  $\lambda$ , der Projektion des Spins  $\vec{J}$  auf die Quantisierungsachse  $\hat{z}_h$ , zusammen. Aufgrund der Definition des Helizitätssystems steht der Bahndrehimpuls  $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$  senkrecht auf  $\hat{z}$ , so dass die Helizität nur noch vom Spin  $\vec{s}$  abhängt.

$$\lambda = \vec{s} \cdot \hat{z} \quad (3.1)$$

Eine ausführliche Darstellung des Helizitätsformalismus sowie die Herleitung der Helizitätsamplitude  $A$  eines Zweikörperzerfalls  $X \rightarrow 1 + 2$  sind in [31, 32, 33] zu finden. Sie lautet:

$$A(X \rightarrow 1 + 2) = \sqrt{\frac{2J_X + 1}{4\pi}} D_{M_X \lambda}^{J_X^*}(\phi, \theta, 0) F_{\lambda_1 \lambda_2}^{J_X} \quad (3.2)$$

Dabei sind  $D_{M_X \lambda}^{J_X^*}(\phi, \theta, 0)$  die Wigner-D-Funktionen, die die Matrixelemente eines Rotationsoperators  $R(\alpha, \beta, \gamma)$  darstellen.  $\lambda$  ist die Differenz der Helizitäten der Tochterteilchen  $\lambda_1 - \lambda_2$  und  $\phi$  und  $\theta$  sind die azimuthalen und polaren Zerfallswinkel, unter denen Teilchen  $X$  in die Teilchen 1 und 2 zerfällt. Die Zerfallsamplituden im Helizitätssystem  $F_{\lambda_1 \lambda_2}^{J_X}$  werden dabei durch Anpassung an die Daten bestimmt. Für den Fall, dass die Paritätserhaltung beim Zerfall gegeben ist, gilt folgende Symmetriebedingung:

$$F_{\lambda_1 \lambda_2}^{J_X} = P_X \cdot P_1 \cdot P_2 \cdot (-1)^{J - s_1 - s_2} F_{-\lambda_1 - \lambda_2}^{J_X} \quad (3.3)$$

Die Transformation der Helizitätsamplitude in eine kanonische Zerfallsamplitude  $a_{ls}^{J_X}$  geschieht über eine Entwicklung nach  $L$  und  $S$  und man erhält:

$$F_{\lambda_1 \lambda_2}^{J_X} = \sum_{l,s} \sqrt{\frac{2l+1}{2J_X+1}} a_{ls}^{J_X} (l0s\lambda|J\lambda) (s_1\lambda_1s_2-\lambda_2|s\lambda) \quad (3.4)$$

Dabei sind  $(l0s\lambda|J\lambda)$  sowie  $(s_1\lambda_1s_2-\lambda_2|s\lambda)$  die Clebsch-Gordan-Koeffizienten, deren Werte ebenso wie die Wigner-D-Funktionen unter anderem in [1] aufgeführt sind.

### 3.3 Dynamische Funktionen

Die Winkelverteilungen einer Resonanz werden - wie dargestellt - durch Wigner-D-Funktionen beschrieben, so dass abschließend noch eine Parametrisierung für den dynamischen Teil der Resonanz gefunden werden muss. In diesem Kapitel werden drei Parametrisierungen vorgestellt, die alle in der Partialwellenanalyse angewendet werden.

Dies ist zum einen die Breit-Wigner-Parametrisierung (siehe Kapitel 3.3.1), deren Wahrscheinlichkeitsverteilung als Standardparametrisierung benutzt wird, um Resonanzen in invarianten Massenspektren zu beschreiben. Liegen die Resonanzen in der Nähe einer Massenschwelle, in die die Resonanz ebenfalls zerfallen kann, so lässt sich eine Resonanz besser mit der Flatté-Parametrisierung (vgl. Kapitel 3.3.2) beschreiben, da in diesem Fall eine unsymmetrische Verteilung berücksichtigt wird. In Kapitel 3.3.3 wird schließlich auf eine besondere Beschreibung der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse eingegangen, der sogenannten  $(\pi\pi)_s$ -Welle.

#### 3.3.1 Breit-Wigner-Parametrisierung

Die massenabhängige Anpassung für den Großteil der Resonanzen erfolgt über die Breit-Wigner-Parametrisierung, die isolierte Resonanzen mit folgender Funktionsvorschrift beschreiben kann:

$$BW(m) = \frac{m_0 \Gamma_0}{m_0^2 - m^2 - im_0 \Gamma_0}$$

Dabei ist  $m_0$  die Masse und  $\Gamma_0$  die Breite der Resonanz, so dass jedem Ereignis mit der Masse  $m$  eine Gewichtung für den dynamischen Teil zugeordnet werden kann.

#### 3.3.2 Flatté-Parametrisierung

Die Breit-Wigner-Funktion stellt allerdings nicht für jede Resonanz die optimale Parametrisierung dar. Das im  $\pi\eta$ -Massenspektrum sichtbare  $a_0(980)$  oder das  $f_0(980)$  im  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum besitzt eine Masse, die nah an der  $K\bar{K}$ -Schwelle von etwa  $987,4 \text{ MeV}/c^2$  liegt. Das heißt, dass diese Resonanzen bis zur  $K\bar{K}$ -Schwelle ausschließlich in  $\pi\eta$  oder  $\pi^+\pi^-$  zerfallen und ab der Schwelle auch ein Zerfall nach  $K\bar{K}$  möglich ist. Betrachtet man die Form der Resonanz ausschließlich in einem Zerfallskanal, ergibt sich eine Verteilung die von der Breit-Wigner-Parametrisierung stark abweicht. Die Funktionsvorschrift für die Flatté-Parametrisierung des  $a_0(980)$  lautet:

$$Fl_i(m) = \frac{m_0 \sqrt{\Gamma_{\pi\eta} \Gamma_i}}{m_0^2 - m^2 - im_0 \Gamma_{\pi\eta} \Gamma_{K\bar{K}}}, \text{ mit } i \in \{\pi\eta, K\bar{K}\}$$

Der Unterschied zur Breit-Wigner-Parametrisierung liegt in der Berücksichtigung der unterschiedlichen Zerfallsbreiten beider Zerfallskanäle. Die Zerfallsbreite ist in diesem Fall definiert als:

$$\Gamma_i = g_i \cdot \frac{m}{2} \cdot \sqrt{\left(1 - \left(\frac{m_1 + m_2}{m}\right)^2\right) \cdot \left(1 - \left(\frac{m_1 - m_2}{m}\right)^2\right)}$$

Der sogenannte g-Faktor  $g_i$ , der die Kopplung an die unterschiedlichen Zerfallskanäle beschreibt, wird durch die Anpassung bestimmt und die Massen  $m_1$  und  $m_2$  sind die nominellen

Massen der Teilchen des Subzerfalls  $i \rightarrow 1 + 2$ .

Die Flatté-Parametrisierung des  $f_0(980)$  kann äquivalent mit der  $\pi^+\pi^-$ -Masse anstelle der  $\pi\eta$ -Masse durchgeführt werden.

### 3.3.3 $(\pi\pi)_s$ -Wellen-Parametrisierung nach Anisovich

Die Verallgemeinerung des Flatté-Formalismus - wenn Resonanzen an mehrere Zerfallskanäle koppeln - wird mit dem K-Matrix-Formalismus beschrieben. Der K-Matrix-Formalismus ist eine sehr gute Methode zur Beschreibung von Zweikörper-Streuprozessen, der in [34, 32] näher erläutert wird.

Dieser K-Matrix-Formalismus wird unter anderem für die Beschreibung der Zerfälle mit den Quantenzahlen  $IJ^{PC} = 00^{++}$  durchgeführt, der sogenannten  $(\pi\pi)_s$ -Welle. Diese Resonanzen überschneiden sich und koppeln an unterschiedliche Zerfallskanäle, so dass eine isolierte Beschreibung der einzelnen Resonanzen nicht sinnvoll ist.

Die in dieser Arbeit verwendete Parametrisierung der  $(\pi\pi)_s$ -Welle stammt von Anisovich [35] und berücksichtigt die K-Matrix-Pole  $f_0(980)$ ,  $f_0(1300)$ ,  $f_0(1500)$ ,  $f_0(1750)$  und einen breiten Zustand  $f_0(1200 - 1600)$ . Die Kopplung erfolgt an die fünf Kanäle  $\pi\pi$ ,  $K\bar{K}$ ,  $\eta\eta$ ,  $\eta\eta'$  und  $\pi\pi\pi\pi$ . Grundlage der Parametrisierung bilden Daten des Crystal-Barrel-Experiments sowie Daten von diversen Streuexperimenten.

Zur Reduzierung der Anzahl an Parametern, die mit der kompletten Beschreibung bei 21 liegt, können einzelne Zerfallskanäle und K-Matrix-Pole aus der Berechnung herausgenommen werden. So geht aus kinematischen Überlegungen zum  $\eta(1405)$  hervor, dass die maximal mögliche invariante  $\pi^+\pi^-$ -Masse beim Zerfall nach  $(\pi\pi)_s\eta$  bei etwa  $900 \text{ MeV}/c^2$  liegt. Auf eine Berücksichtigung des  $f_0(1750)$  oder des Zerfallskanals  $\eta\eta'$  kann in diesem Falle verzichtet werden. Ist ein System überbestimmt, werden die nicht relevanten Parameter in der Anpassung mit großen Fehlern versehen und können auf diese Weise identifiziert werden.

Das Quadrat der T-Matrix, die für die Beschreibung von Streuprozessen angewendet wird [36], entlang der  $\pi^+\pi^-$ -Masse ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

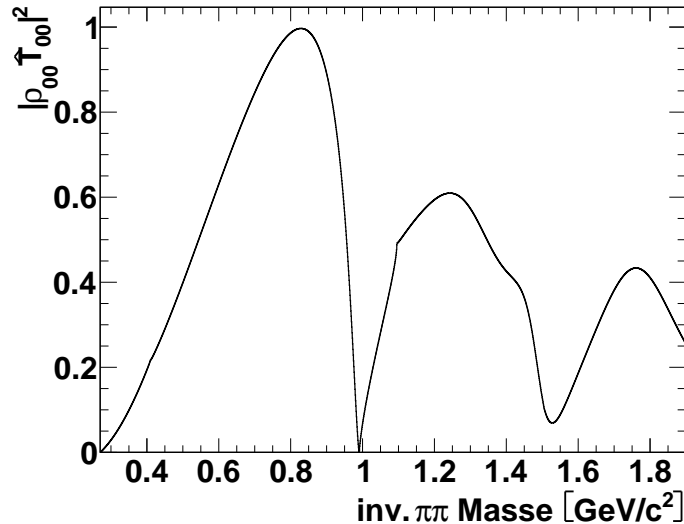


Abbildung 3.2:  $(\pi\pi)_s$ -Welle-T-Matrix-Intensität

### 3.4 Die Amplitude der Reaktion $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$

Mit Hilfe des Zerfallsmodells sowie den Formalismen zur Beschreibung der Winkelverteilungen lässt sich nun die Ereignisintensität für die Reaktion  $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  herleiten. Sie setzt sich aus der kohärenten Summe der Helizitätsamplituden zusammen:

$$I = \sum_{M,\lambda_\gamma} \left| \sum_X A_{M,\lambda_\gamma}^X \right|^2 \quad (3.5)$$

Für die möglichen Helizitäten des Photons  $\lambda_\gamma$  und die Polarisationen des Anfangszustands  $M$  gilt:

$$M \in \{-1, 1\} \quad (3.6)$$

$$\lambda_\gamma \in \{-1, 1\} \quad (3.7)$$

Die Amplitude  $A_{M,\lambda_\gamma}^X$  setzt sich aus der Produktionsamplitude der Resonanz  $X$  des radiativen Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \gamma X$  sowie den Zerfallsamplituden der beiden Subzerfälle  $X \rightarrow Yp$  und  $Y \rightarrow p_1 p_2$  zusammen. Dabei stehen  $p$ ,  $p_1$ , und  $p_2$  für die pseudoskalaren Mesonen  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  und  $\eta$ , die in diesem Zerfall vorkommen können. Sie besitzen alle die gleichen Quantenzahlen, so dass in der folgenden Herleitung nicht zwischen ihnen unterschieden werden muss.

$$A_{M,\lambda_\gamma}^X = \sum_{\lambda_X=-J_X}^{J_X} F_{\lambda_X,\lambda_\gamma}^{J_\psi} D_{M,\lambda_X-\lambda_\gamma}^{J_\psi*} (0, \theta_\psi, 0) \times \left( \sum_{\lambda_Y=-J_Y}^{J_Y} \sum_{\lambda_p=-J_p}^{J_p} F_{\lambda_Y,\lambda_p}^{J_X} D_{\lambda_X,\lambda_Y-\lambda_p}^{J_X*} (-\phi_X, \theta_X, 0) \times \left( D_{\lambda_Y,0}^{J_Y*} (-\phi_Y, \theta_Y, 0) \right) \right) \quad (3.8)$$

Für den Subzerfall des Teilchen  $Y$  wurde berücksichtigt, dass es zu 100% in zwei pseudoskalare Teilchen (Spin  $J = 0$ ) zerfällt und sich die Amplitude dementsprechend auf die Wigner-D-Funktion beschränkt. Die Anzahl der Summanden kann reduziert werden, indem die Symmetriebedingung der Paritätserhaltung aus Formel 3.3 angewendet wird. Darüber hinaus sind die Wigner-D-Funktionen  $D_{m_1,m_2}^J$  nur definiert, wenn gilt:  $m_2 \leq m_1$ .

Die Beschreibung des Zerfalls  $X \rightarrow Yp$  wird, wie bereits erläutert, im kanonischen Formalismus vorgenommen, so dass die Zerfallsamplitude  $F_{\lambda_Y,\lambda_p}^{J_X}$  in den kanonischen Formalismus transformiert werden muss. Mit Formel 3.4 lässt sich  $F_{\lambda_Y,\lambda_p}^{J_X}$  wie folgt darstellen:

$$F_{\lambda_Y,\lambda_p}^{J_X} = \sum_{l,s} \sqrt{\frac{2l+1}{2J_X+1}} a_{ls}^{J_X} (l0s\lambda|J\lambda) (s_1\lambda_Y s_2-\lambda_p|s\lambda), \text{ mit } \lambda = \lambda_X - \lambda_p \quad (3.9)$$

Nach Einsetzen des Spins  $J_p = 0$  ergibt sich für die Amplitude:

$$A_{M,\lambda_\gamma}^X = \sum_{\lambda_X=-J_X}^{J_X} F_{\lambda_X,\lambda_\gamma}^{J_\psi} D_{M,\lambda_X-\lambda_\gamma}^{J_\psi*} (0, \theta_\psi, 0) \times \left( \sum_{\lambda_Y=-J_Y}^{J_Y} D_{\lambda_X,\lambda_Y}^{J_X*} (-\phi_X, \theta_X, 0) D_{\lambda_Y,0}^{J_Y*} (-\phi_Y, \theta_Y, 0) \sum_{l,s} \sqrt{\frac{2l+1}{2J_X+1}} a_{ls}^{J_X} (l0s\lambda_Y|J\lambda_Y) (s_1\lambda_Y s_2 0|s\lambda_Y) \right) \quad (3.10)$$

Die Amplituden  $F_{\lambda_X,\lambda_\gamma}^{J_\psi}$  und  $a_{ls}^{J_X}$  sind die komplexen Parameter, die in der Partialwellenanalyse bestimmt werden müssen.

## 3.5 Die Partialwellenanalysesoftware

Die im letzten Kapitel beschriebene Amplitudenberechnung erfolgt mit einem vom Lehrstuhl für Experimentalphysik I, der Ruhr-Universität Bochum entwickelten Softwarepaket. Das Programm ist in C++ geschrieben und stützt sich unter anderem auf die freien Bibliotheken Boost[37], qft++[38] und Minuit2[39]. Erstere stellt eine nützliche Erweiterung der Standard-C++-Bibliotheken dar. qft++ beinhaltet Funktionen zur Berechnung physikalischer Parameter wie zum Beispiel die Clebsch-Gordon-Koeffizienten, die Wigner-D- oder Breit-Wigner-Funktionen. Minuit2 beinhaltet den Minimierer MIGRAD, der die Anpassung der Fitparameter vornimmt, die im folgenden Kapitel beschrieben wird.

### 3.5.1 Maximum-Likelihood-Methode

Die Anpassung phasenraumverteilter Monte-Carlo-Ereignisse an die Daten über die freien Parameter, wie zum Beispiel die Zerfallsamplituden und die Massen und Breiten von Resonanzen, wird über die Maximum-Likelihood-Methode realisiert. Die Likelihood  $\mathcal{L}$  bezeichnet die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Wert  $w$  eines Parameters  $p$  das Ergebnis  $e$  zu beobachten. Während der Anpassung wird der Wert jedes freien Parameters variiert, so dass die Likelihood-Funktion maximal wird. [40]

Die Implementierung in die Software geschieht über einen Minimierer, der das globale Minimum einer  $n$ -dimensionalen Funktion auf numerischem Weg findet. Aus diesem Grund muss die Likelihood-Funktion invertiert werden und aufgrund der sehr kleinen Wahrscheinlichkeiten wird statt  $-\mathcal{L}$  der negative natürliche Logarithmus der Likelihood (NLL)  $-\ln\mathcal{L}$  betrachtet. Der Minimierer MIGRAD nutzt zur numerischen Bestimmung des globalen Minimums das Gradientenabstiegsverfahren, bei dem ein Parameter variiert wird und der Wert mit der größten Verbesserung als neuer Ausgangspunkt für die weiteren Berechnungen dient.

Die Güte der Anpassung ist durch den Wert der NLL und der Anzahl der freien Parameter gegeben.

### 3.5.2 Wahl der besten Hypothese

Grundlage der Partialwellenanalyse bildet ein Satz an Hypothesen, der sich aus Resonanzen und deren Subzerfällen zusammensetzt. Bei der Wahl der besten Hypothese sind die Anzahl der freien Parameter  $m$  und die Anpassungsgüte NLL zu berücksichtigen. Eine Erhöhung der Parameteranzahl, zum Beispiel durch die Hinzunahme einer weiteren Resonanz, führt in der Regel zu einer besseren Anpassung. Entscheidend für die Auswahl der besten Hypothese ist die Signifikanz der zur Hypothese hinzugefügten Annahme. Im Folgenden werden drei Verfahren vorgestellt, die eine Hypothese in Abhängigkeit von ihrer Anpassungsgüte und der Anzahl der freien Parameter bewertet.

- **Likelihood-Quotienten-Test (Likelihood Ratio  $\mathcal{LR}$ )**

Der Likelihood-Quotienten-Test [41] geht von der Annahme aus, dass eine vollständige Hypothese mit maximaler Anzahl freier Parameter die beste Likelihood besitzt. Nach der Entfernung einer Annahme mit  $\Delta m$  freien Parametern verschlechtert sich die NLL um einen bestimmten Wert  $\Delta NLL$ . Es kann gezeigt werden, dass unter Voraussetzung einer Normalverteilung die  $\mathcal{LR} = 2 \cdot \Delta NLL$  proportional zum  $\chi^2$  ist.

$$\mathcal{LR} = 2 \cdot \Delta NLL \propto \chi^2 \quad (3.11)$$

Mit Hilfe der inversen  $\chi^2$ -Verteilungsfunktion und der Anzahl freier Parameter lässt sich die Signifikanz der entfernten Annahme bestimmen. Der Nachteil liegt darin, dass ausschließlich Verhältnisse zwischen zwei Hypothesen bestimmt werden können, wobei die Hypothese mit der geringeren Anzahl an Parametern eine Teilmenge der vollständigen Hypothese sein muss. Hypothesen mit unterschiedlichen Annahmen lassen sich mit dieser Methode nicht vergleichen. Hinzu kommt, dass eine Normalverteilung in vielen Fällen nicht gegeben ist.

- **Akaike-Informationskriterium (AIC)**

Das Akaike-Informationskriterium benutzt wie der Likelihood-Quotienten-Test die NLL und die Anzahl der Parameter zur Auswahl der optimalen Hypothese. Berechnet wird ein absoluter Wert  $AIC$ , mit dessen Hilfe auch Hypothesen ohne gemeinsame Schnittmenge verglichen werden können. Die Berechnung des  $AIC$  erfolgt nach folgender Funktionsvorschrift:

$$AIC = 2 \cdot NLL + 2 \cdot m, \text{ mit } m = \text{Anzahl der Parameter} \quad (3.12)$$

Die Hypothese mit der besten Balance zwischen Anpassungsgüte und Anzahl an Parametern besitzt den kleinsten  $AIC$ -Wert. Nach Anwendung des Akaike-Informationskriteriums auf alle zu untersuchenden Hypothesen lassen sie sich nach der Größe des  $AIC$ -Wertes sortieren und auf diese Weise die beste Hypothese bestimmen. Unterscheiden sich die  $AIC$ -Werte zweier Hypothese nur sehr gering voneinander, ist es sinnvoll, beide Hypothesen in der Analyse zu berücksichtigen. In diesem Fall kann jeder Hypothese ein Gewichtungsfaktor  $w_i$  zugeordnet werden. Für den Gewichtungsfaktor gilt [42]:

$$w_i = \frac{\exp\left(-\frac{\Delta AIC_i}{2}\right)}{\sum_{r=1}^n \exp\left(-\frac{\Delta AIC_r}{2}\right)} \quad (3.13)$$

Dabei ist  $\Delta AIC_i = AIC_i - AIC_{\min}$  die Differenz aus dem  $AIC$ -Wert der  $i$ -ten  $AIC_i$  und der besten Hypothese  $AIC_{\min}$ .

- **Bayessche-Informationskriterium (BIC)**

Das Bayessche-Informationskriterium berücksichtigt neben der negativen logarithmischen Likelihood und der Anzahl der Parameter noch explizit die Anzahl der angepassten Ereignisse. Bei einer großen Anzahl von Ereignissen sind Verbesserungen der NLL leichter möglich, weshalb das AIC-Kriterium Hypothesen mit vielen Parametern vorteilhaft erscheinen lässt. Dieser Umstand wird durch das Bayessche-Informationskriterium berücksichtigt:

$$BIC = 2 \cdot NLL + m \cdot \ln n, \text{ mit } n = \text{Anzahl der Ereignisse} \quad (3.14)$$

In Analogie zum Akaike-Informationskriterium besitzt die nach diesem Kriterium beste Hypothese den kleinsten  $BIC$ -Wert und eine Gewichtung unterschiedlicher Modelle ist äquivalent zu Formel 3.13 möglich.



### 3.5.3 Verifizierung der Amplitudenberechnung in der Partialwellenanalysesoftware

Zur Überprüfung der Partialwellenanalysesoftware wird die Amplitude aus Gleichung 3.10 mit einem Computeralgebrasystem<sup>1</sup> (CAS) für ausgewählte Spin-Paritäts-Kombinationen bestimmt und mit den Ergebnissen der Partialwellenanalysesoftware verglichen. Dazu werden die Verteilungen zweier Zerfallswinkel in einem zweidimensionalen Diagramm dargestellt. Tragen bei einem Zerfall mehr als zwei Zerfallswinkel zur Amplitude bei, so wird mit Hilfe des Computeralgebrasystems über die restlichen Winkel integriert. Dieses Verfahren ist zulässig, da bei der Darstellung der Winkelverteilungen in der Partialwellenanalysesoftware in einem zweidimensionalen Histogramm ebenfalls alle weiteren Winkelverteilungen berücksichtigt werden. Die komplexen Helizitätsamplituden sowie die komplexen kanonischen Zerfallsamplituden werden im Computeralgebrasystem und in der Partialwellenanalysesoftware auf den gleichen Wert gesetzt.

Die Diagramme beziehungsweise Histogramme für den Zerfall

$$J/\psi \rightarrow \gamma X, X \rightarrow Y p, Y \rightarrow p_1 p_2$$

sind für ausgewählte Quantenzahlen von  $X$  und  $Y$  in den Abbildungen 3.3 und 3.4 dargestellt. Wie bereits erläutert stehen  $p, p_1, p_2$  für die pseudoskalaren Mesonen  $\pi^+, \pi^-, \eta$ , deren Zuordnung, aufgrund der gleichen Quantenzahlen, auf die Zerfallswinkelverteilungen keinen Einfluss hat. Die Diagramme des Computeralgebrasystems werden für einfache Amplituden analytisch und für umfangreiche Amplituden numerisch bestimmt. Die Ergebnisse der Partialwellenanalysesoftware werden mit Hilfe von simulierten Monte-Carlo-Ereignissen generiert und die Zerfallswinkel jedes Ereignisses in das Histogramm eingetragen. Die daraus entstehenden statistischen Fluktuationen sind beim Vergleich ebenso zu berücksichtigen wie der Umstand, dass steile Flanken in Histogrammen aufgrund der Anzahl an dargestellten Ereignissen nur schwach ausgeprägt sind.

Die Indizes der azimuthalen- und polaren Zerfallswinkel werden nach folgender Konvention definiert:

$$\theta_{\text{Zerfallsteilchen}}^{\text{Helizitätssystem}}$$

Wie aus dem Vergleich der Winkelverteilungen ersichtlich wird, konnte die Amplitudenberechnung durch ein unabhängiges Verfahren verifiziert werden.

<sup>1</sup>Mathematica 8, [www.wolfram.com/mathematica/](http://www.wolfram.com/mathematica/)

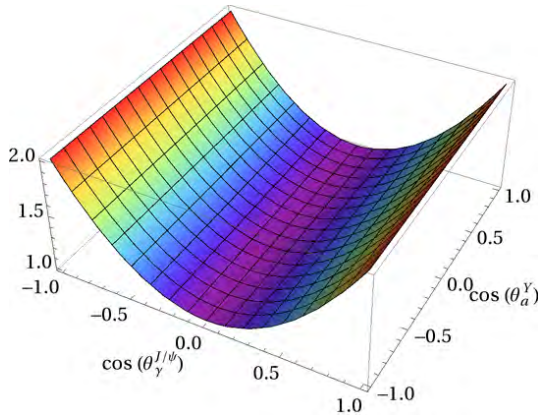
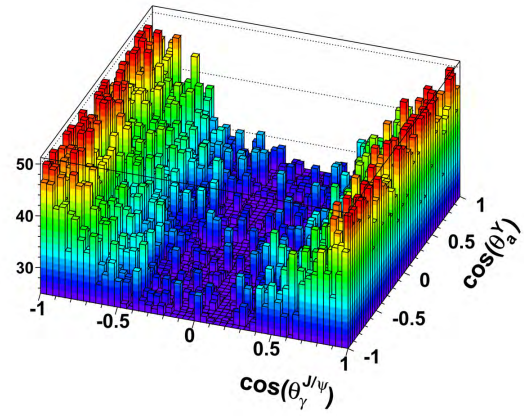
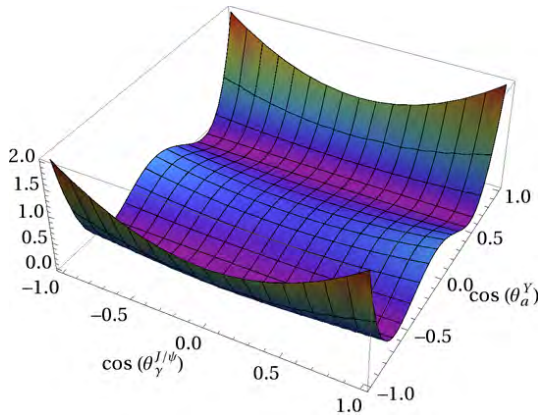
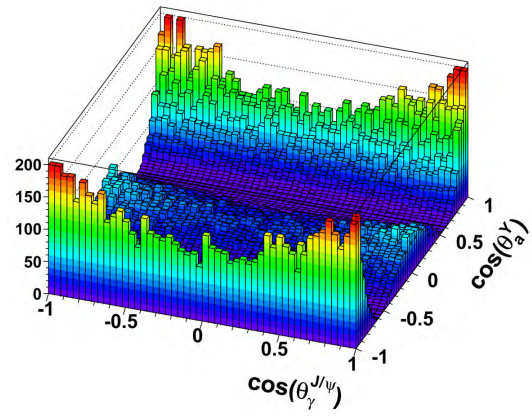
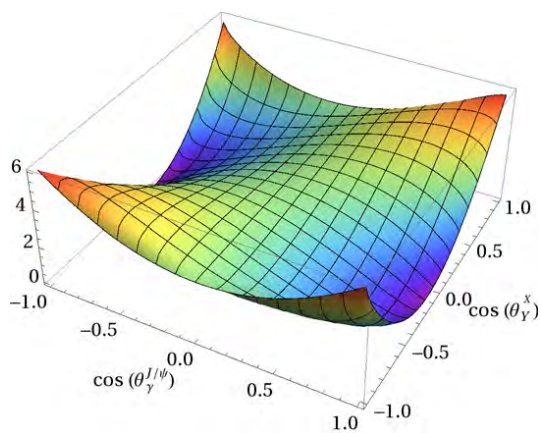
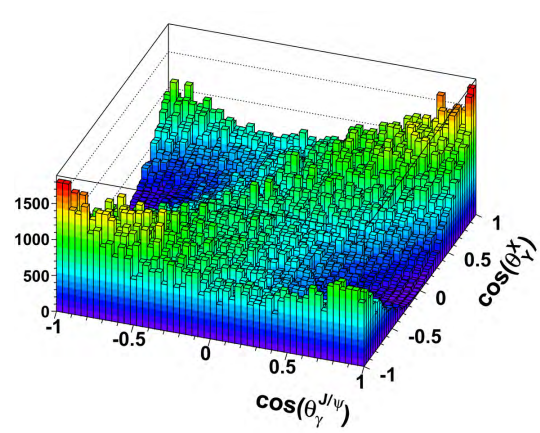
(a) CAS:  $0^{-+} \rightarrow 0^{++}0^{-+}$ (b) PWA-Software:  $0^{-+} \rightarrow 0^{++}0^{-+}$ (c) CAS:  $0^{-+} \rightarrow 2^{++}0^{-+}$ (d) PWA-Software:  $0^{-+} \rightarrow 2^{++}0^{-+}$ (e) CAS:  $1^{++} \rightarrow 0^{++}0^{-+}$ (f) PWA-Software:  $1^{++} \rightarrow 0^{++}0^{-+}$ 

Abbildung 3.3: Winkelverteilungen von Zerfällen verschiedener Quantenzahlen I

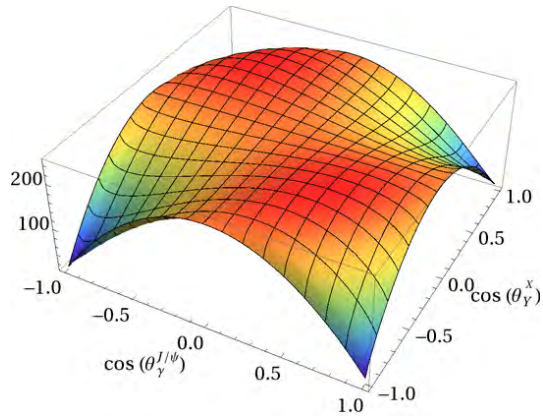
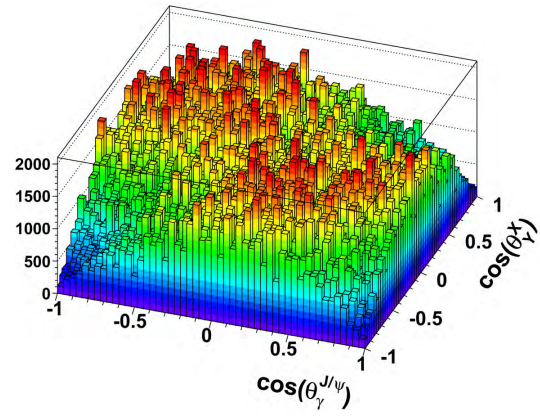
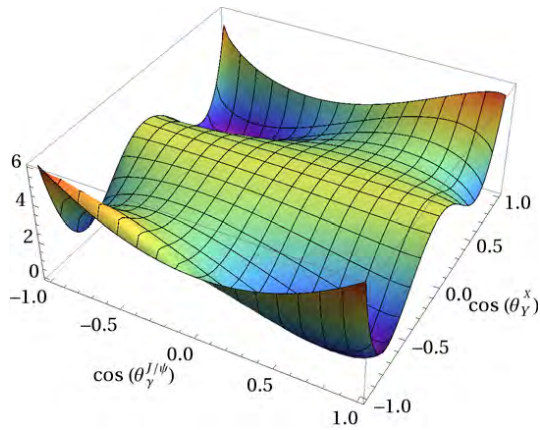
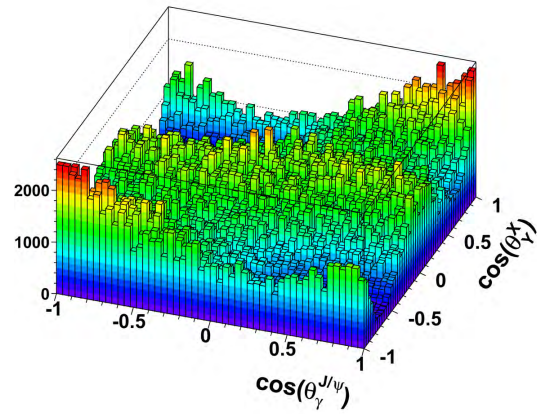
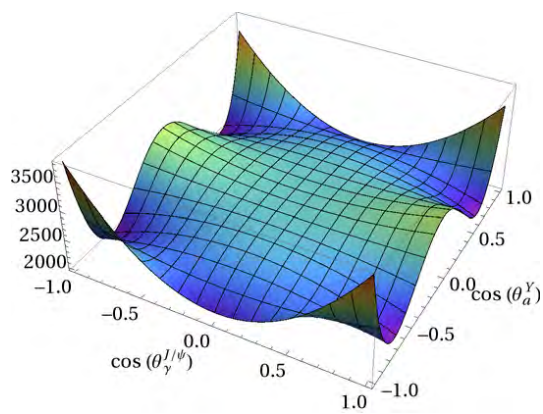
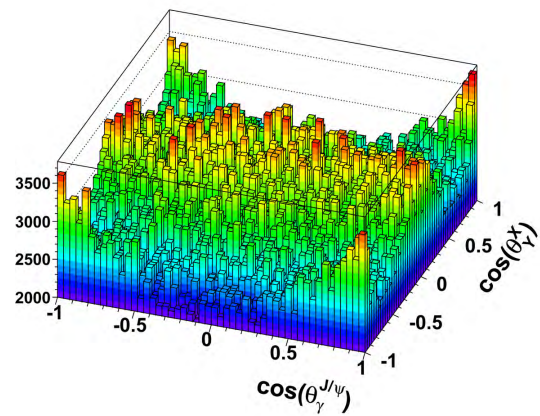
(a) CAS:  $1^{++} \rightarrow 2^{++}0^{-+}$ (b) PWA-Software:  $1^{++} \rightarrow 2^{++}0^{-+}$ (c) CAS:  $2^{-+} \rightarrow 0^{++}0^{-+}$ (d) PWA-Software:  $2^{-+} \rightarrow 0^{++}0^{-+}$ (e) CAS:  $2^{-+} \rightarrow 2^{++}0^{-+}$ (f) PWA-Software:  $2^{-+} \rightarrow 2^{++}0^{-+}$ 

Abbildung 3.4: Winkelverteilungen von Zerfällen verschiedener Quantenzahlen II

### 3.6 Ergebnisse der Partialwellenanalyse für den Zerfall $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$

Auf Grundlage des in Kapitel 2.3 selektierten Datensatzes, bestehend aus  $(225,2 \pm 2,8)$  Millionen  $J/\psi$ -Ereignissen, wird eine Partialwellenanalyse (PWA) durchgeführt, deren Ergebnisse in diesem Kapitel erläutert werden. Das invariante  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrum für diesen Datensatz ist in Abbildung 3.5 nochmals dargestellt.

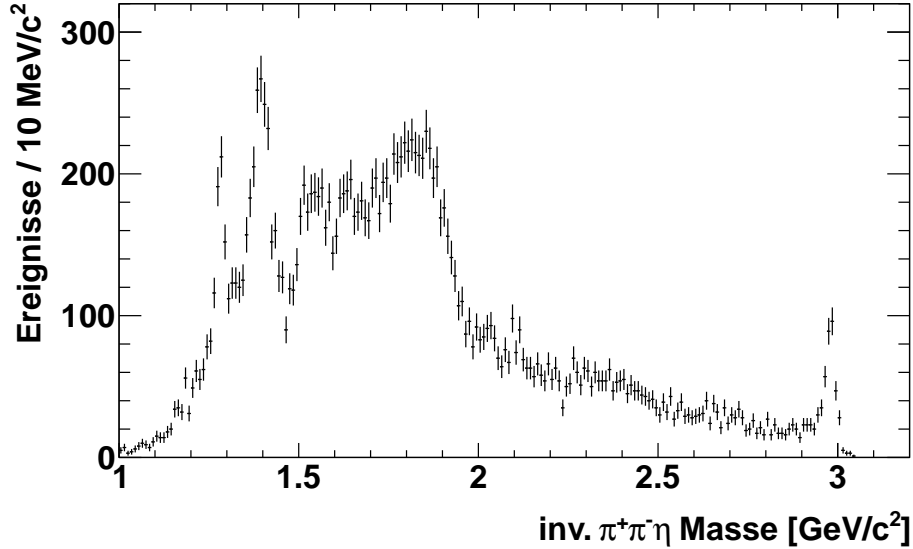


Abbildung 3.5: Invariantes  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrum zwischen  $(1,0-3,1)$   $\text{GeV}/c^2$ .

Die Partialwellenanalyse gliedert sich in zwei Teile: Eine massenunabhängige und eine massenabhängige Partialwellenanalyse. Bei der massenunabhängigen Partialwellenanalyse (Kapitel 3.6.1) werden verschiedene Partialwellen, inklusive der Subzerfälle an kleine Massenbereiche des  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrums angepasst. Auf diese Weise lassen sich die beitragenden Partialwellen im gesamten Massenspektrum bestimmen, ohne Kenntnis über den dynamischen Teil des Zerfalls zu besitzen. Die Ergebnisse dienen als Basis für die in Kapitel 3.6.2 durchgeführte massenabhängige Partialwellenanalyse.

#### 3.6.1 Ergebnisse der massenunabhängigen Anpassung

Zu Beginn der Partialwellenanalyse muss ein geeigneter Satz an Annahmen für die Hypothesen ausgewählt werden. Dazu zählen die Resonanzen im  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrum sowie deren Subzerfälle in  $\pi\eta$  oder  $\pi^+\pi^-$ . Die beitragenden Resonanzen lassen sich aus den invarianten Massenspektren aus Kapitel 2.3.3 ablesen, wobei in vielen Fällen die Quantenzahlen nicht eindeutig bestimmbar sind (vgl. Abbildung 2.22). Ausgehend von bekannten Meson-Resonanzen, die im *Meson Particle Listing* [1] verzeichnet sind, lassen sich jedoch erste Annahmen zur Identifikation ableiten.

In einem alternativen Verfahren werden die beitragenden Winkelverteilungen mit Hilfe einer massenunabhängigen Partialwellenanalyse bestimmt, indem das invariante  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrum in einzelne Intervalle unterteilt und eine Partialwellenanalyse für alle möglichen

Kombinationen von Partialwellen in jedem Intervall durchgeführt wird. Eine solche massenunabhängige Anpassung wurde im Massenbereich zwischen  $1,00 \text{ GeV}/c^2$  und  $3,04 \text{ GeV}/c^2$  des  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrums für jeweils  $40 \text{ MeV}/c^2$  breite Abschnitte durchgeführt. In jedem der so ausgewählten 51 Intervalle werden die Beiträge mit den Quantenzahlen  $J^{PC} \in \{0^{-+}, 1^{++}, 2^{-+}, 2^{++}\}$  über die Zwischenresonanzen  $a_0(980)\pi$ ,  $a_2(1320)\pi$ ,  $(\pi\pi)_s\eta$  oder  $f_2(1270)\eta$  bestimmt. Desweiteren kann unter Berücksichtigung der Paritätserhaltung, eine  $2^{++}$ -Resonanz nur nach  $a_2(1320)\pi$  oder  $f_2(1270)\eta$  zerfallen. Daraus ergeben sich 10125 Kombinationsmöglichkeiten, die individuell für jedes Intervall berücksichtigt werden müssen. Zur Reduktion der möglichen Kombinationen werden folgende Randbedingungen definiert:

- Aufgrund der Dominanz des  $a_0(980)$  in den invarianten  $\pi\eta$ -Massenspektren (vgl. Abbildung 2.19) ist dieser Zerfall für alle Resonanzen, sofern möglich, zwingend erforderlich.
- Der Zerfall einer Resonanz in  $a_2(1320)\pi$  ist aufgrund der Massenschwelle erst ab etwa  $1,4 \text{ GeV}/c^2$  möglich.
- Der Zerfall einer Resonanz in  $f_2(1270)\eta$  ist aufgrund der Massenschwelle erst ab etwa  $1,7 \text{ GeV}/c^2$  möglich.
- Bei Hinzunahme des Subzerfalls nach  $a_2(1320)\pi$  beziehungsweise  $f_2(1270)\eta$  wird dieser immer allen anzupassenden Partialwellen angeboten.

Für alle Anpassungen aus jedem Abschnitt werden mit Hilfe der NLL und der Anzahl der freien Parameter (nPar) die Werte des Akaike-Informationskriteriums sowie des Bayesschen-Informationskriteriums ermittelt. Die Partialwellen aller Anpassungen in einem Abschnitt werden nach Formel 3.13 mit einem Gewichtungsfaktor versehen, aufsummiert und für die beiden Informationskriterien histogrammiert. In Abbildung 3.6 sind die Partialwellenbeiträge aus der massenunabhängigen Anpassung nach der AIC-Gewichtung und in Abbildung 3.7 nach der BIC-Gewichtung dargestellt. Die eingezeichneten Fehler entsprechen der gewichteten Standardabweichung der Partialwellen.

Die  $0^{-+}$ -Welle dominiert über weite Teile das  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrum. Der erste Peak bei  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  wird durch eine pseudoskalare Resonanz mit einer Überhöhung bei etwa  $1,26 \text{ GeV}/c^2$  und einer axialvektoriellen Überhöhung bei etwa  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  gebildet. Diese Anteile werden als  $\eta(1295)$  und  $f_1(1285)$  gedeutet. Die folgende Resonanz bei  $1,4 \text{ GeV}/c^2$  wird eindeutig als  $\eta(1405)$  identifiziert, wobei eine kleine axialvektorielle Überhöhung im selben Bereich auf eine zusätzliche Resonanz, zum Beispiel das  $f_1(1420)$ , schließen lässt. Die Analyse der Subzerfälle deutet darauf hin, dass neben dem dominierenden Zerfall in  $a_0(980)\pi$  ausschließlich das  $\eta(1405)$  über  $(\pi\pi)_s\eta$  zerfällt.

Im weiteren Massenbereich bis  $2 \text{ GeV}/c^2$  dominiert die pseudoskalare Welle, die ab  $1,8 \text{ GeV}/c^2$  deutlich an Intensität verliert. Sie könnte durch eine breite pseudoskalare Resonanz verursacht werden, deren Form sich aufgrund von Massenschwellen in  $\rho\rho$ -,  $\rho\omega$ - oder  $\omega\omega$ -Systemen, ähnlich der Flatté-Parametrisierung, erklären lässt. Eine Überhöhung bei  $1,85 \text{ GeV}/c^2$  im pseudoskalaren Anteil könnte dem X(1835) zugeordnet werden, das unter anderem von BES III in den Zerfällen  $J/\psi \rightarrow \gamma(\pi^+\pi^-\eta')$  [43] und  $J/\psi \rightarrow \omega(\pi^+\pi^-\eta)$  [44] gefunden wurde. Bei  $1,5 \text{ GeV}/c^2$  lässt sich darüber hinaus eine  $1^{++}$ -Resonanz ausmachen und im Bereich ab  $1,8 \text{ GeV}/c^2$  sind neben den  $0^{-+}$ -Beiträgen auch  $2^{-+}$ - und  $2^{++}$ -Anteile erkennbar. Diese Überhöhungen können durch einen Vergleich mit bereits bekannten Mesonen dem  $f_1(1510)$ ,  $f_2(1810)$ ,  $\eta_2(1875)$  und dem  $f_2(2010)$  zugeordnet werden.



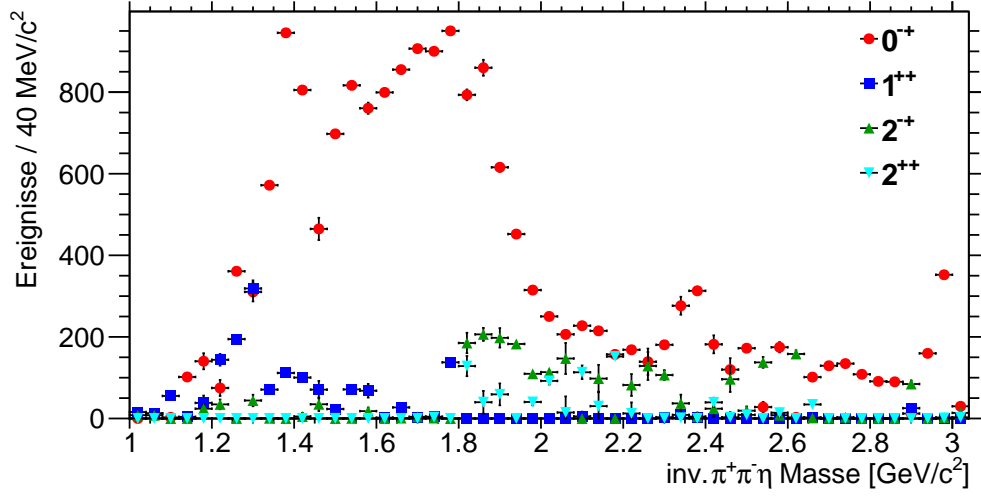


Abbildung 3.6: Partialwellenbeiträge aus der massenunabhängigen Anpassung nach AIC-Gewichtung.

$J^{PC} = 0^{-+}$ : rote Kreise,

$J^{PC} = 1^{++}$ : blaue Quadrate,

$J^{PC} = 2^{-+}$ : grüne Dreiecke mit Spitze nach oben gerichtet,

$J^{PC} = 2^{++}$ : hellblaue Dreiecke mit Spitze nach unten gerichtet.

Im Massenbereich zwischen 2 und 3  $\text{GeV}/c^2$  erheben sich zwei deutliche Peaks im pseudoskalaren Spektrum oberhalb eines phasenraumverteilten, pseudoskalaren Grundbeitrags. Der erste Peak bei 2,38  $\text{GeV}/c^2$  lässt sich mit einer vom BES III-Experiment im Zerfall  $J/\psi \rightarrow \gamma(\pi^+\pi^-\eta')$  [43] gefundenen Resonanz X(2370) in Verbindung bringen, deren Breite zu  $83 \pm 17(\text{stat.})_{-6}^{+44}(\text{syst}) \text{ MeV}/c^2$  bestimmt wurde. Eine Abschätzung der Breite aus Abbildung 3.6 deutet darauf hin, dass es sich in beiden Fällen um die gleiche Resonanz X(2370) handelt. Der zweite Peak bei 2,95  $\text{GeV}/c^2$  ist dem leichtesten Charmonium, dem  $\eta_c$ , zuzuordnen.

Weitere nicht pseudoskalare Partialwellenbeiträge sind zwischen 2,0 und 2,5  $\text{GeV}/c^2$  auszumachen, von denen allerdings nur das  $f_2(2150)$  im *Particle Data Book* [1] vermerkt ist.

Die Partialwellenbeiträge nach der BIC-Gewichtung ergeben zum Teil ein anderes Bild. Im unteren Massenbereich sind ein deutliches  $f_1(1285)$  und  $\eta(1405)$  zu erkennen. Im restlichen Teil des Histogramms tragen bis auf wenige Abschnitte ausnahmslos pseudoskalare Partialwellenbeiträge zur Amplitude bei.

Dieser Umstand lässt sich mit der Bevorzugung von Hypothesen mit wenigen Freiheitsgraden beim Bayesschen-Informationskriterium erklären. Die Amplitude eines Spin 2-Teilchens, das in ein  $J=2$  und ein Spin 0-Teilchen zerfällt, besitzt bis zu drei komplexe Zerfallsamplituden und damit sechs freie reelle Parameter, die bei der Partialwellenanalyse angepasst werden müssen. Beim Zerfall eines Spin 0-Teilchens in die selben Teilchen existiert hingegen nur eine Zerfallsamplitude. Dies sind vier freie reelle Parameter weniger. In der durchgeführten Partialwellenanalyse werden die Subzerfälle in  $a_2(1320)\pi$  und  $f_2(1270)\eta$  berücksichtigt, so dass sich die Differenz auf acht verdoppelt. Diese Differenz in der Anzahl der freien Parameter unterdrückt die Akzeptanz von Hypothesen mit Spin 2-Teilchen durch das Bayessche-Informationskriterium.

In Abbildung 3.8 sind beispielhaft die Anpassungen in vier ausgewählten Projektionen aus dem Bereich zwischen 1,36 und 1,40  $\text{GeV}/c^2$  abgebildet.

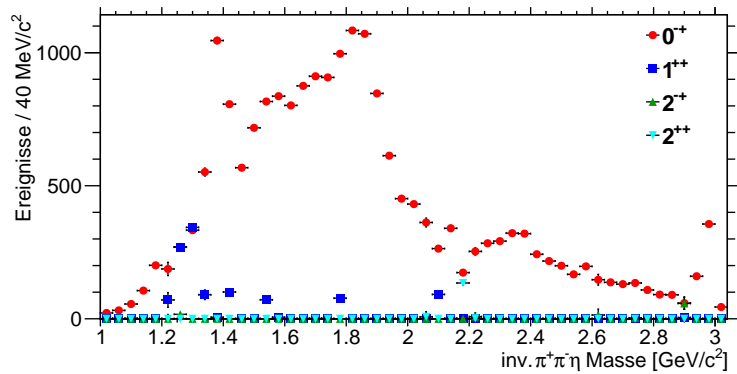


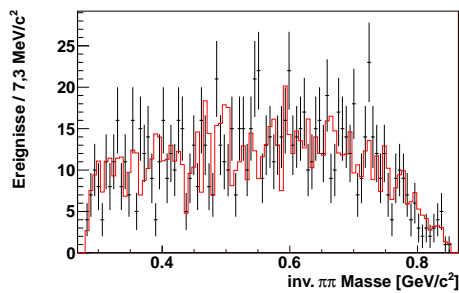
Abbildung 3.7: Partialwellenbeiträge aus der massenunabhängigen Anpassung nach BIC-Gewichtung.

$J^{PC} = 0^{-+}$ : rote Kreise,

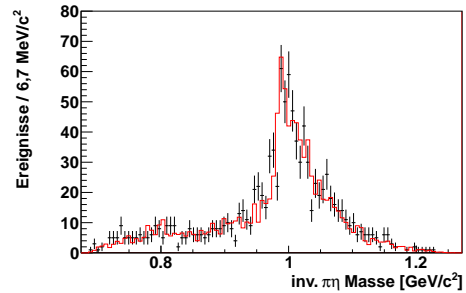
$J^{PC} = 1^{++}$ : blaue Quadrate,

$J^{PC} = 2^{-+}$ : grüne Dreiecke mit Spitze nach oben gerichtet,

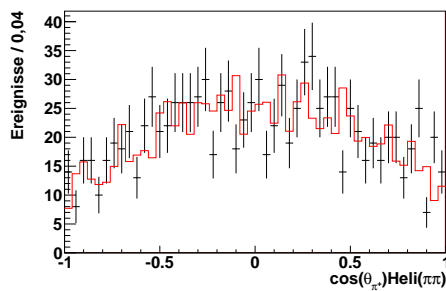
$J^{PC} = 2^{++}$ : hellblaue Dreiecke mit Spitze nach unten gerichtet.



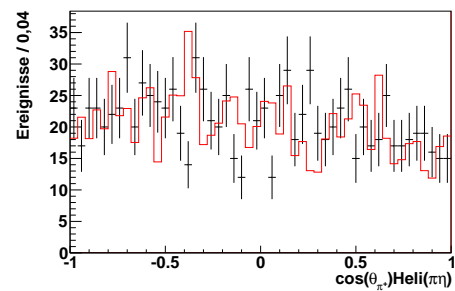
(a) Invariante  $\pi^+\pi^-$ -Masse



(b) Invariante  $\pi\eta$ -Masse



(c) Kosinus des polaren Zerfallswinkels von  $\pi^+$  im  $\pi^+\pi^-$ -Helizitätssystem



(d) Kosinus des polaren Zerfallswinkels von  $\pi^+$  im  $\pi\eta$ -Helizitätssystem

Abbildung 3.8: Mittels PWA an die Messdaten im Massenbereich  $(1,36-1,40)$   $\text{GeV}/c^2$  angepasste Monte-Carlo-Ereignisse. Schwarz: Messdaten mit Fehlerbalken, Rot: Durch PWA angepasste Monte-Carlo-Ereignisse.

### 3.6.2 Ergebnisse der massenabhängigen Anpassung

Die massenabhängige Anpassung beschränkt sich auf den unteren Bereich im  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrum, der zur Untersuchung der Massenregion um das  $\eta(1405)$  ausreicht. Die untere Grenze des zu untersuchenden Massenbereichs wird bei  $1,2 \text{ GeV}/c^2$  gesetzt, da die Parametrisierung der wenigen Ereignisse unterhalb dieser Schwelle durch den Phasenraumanteil nicht zufriedenstellend beschrieben werden kann. Die obere Grenze wird auf  $1,46 \text{ GeV}/c^2$  festgelegt, da hier ein Minimum in der Intensität zu sehen ist (vgl. Abbildung 3.5). Für den Abschnitt oberhalb von  $1,46 \text{ GeV}/c^2$  konnte in mehreren Tests keine Parametrisierung, insbesondere der dominierenden pseudoskalaren Partialwelle, gefunden werden. Die Beschreibung der massenabhängigen Dynamik der im radiativen Zerfall produzierten Resonanzen erfolgt mit Hilfe der Breit-Wigner-Parametrisierung. Das  $a_0(980)$  wird mit dem Flatté-Formalismus und die  $(\pi\pi)_s$ -Welle mit der K-Matrix Parametrisierung nach Anisovich beschrieben.

Zunächst wird auf Grundlage der massenunabhängigen Partialwellenanalyse eine Basishypothese festgelegt, die in den darauf folgenden Schritten variiert wird, um die signifikanten Beiträge zu ermitteln. Die folgende Basishypothese wird verwendet:

Produktion	Zerfall
$\gamma \eta(1405)$	$a_0(980)\pi$ $(\pi\pi)_s\eta$
$\gamma f_1(1285)$	$a_0(980)\pi$
$\gamma \eta(1295)$	$a_0(980)\pi$
$\gamma f_1(1420)$	$a_0(980)\pi$
$\eta\pi\pi$	phasenraumverteilt

Tabelle 3.1: Basis-Hypothese, Hypothese Nr. 0

Das  $\eta(1405)$  und das  $f_1(1285)$  sind mit großer Sicherheit in diesem Massenbereich vertreten, so dass zur Ermittlung der Signifikanz der  $\eta(1295)$ - und  $f_1(1420)$ -Beiträge eine Partialwellenanalyse auf Grundlage der Basishypothese ohne diese Beiträge durchgeführt wird. In einem weiteren Durchgang wird überprüft, ob sich die Anpassung mit einer zusätzlichen Resonanz, dem  $f_1(1510)$ , verbessert. Die Anpassung wird mit einer festen Masse und Breite des  $f_1(1510)$  durchgeführt, da die Masse außerhalb des zu untersuchenden Bereichs liegt. Aufgrund der nominellen Breite von etwa  $\Gamma = 50 \text{ MeV}/c^2$  können die Ausläufer der Resonanz zu Beiträgen innerhalb des Massenfensters führen.

Aus der Differenz in der für jede Hypothese bestimmten negativen logarithmischen Likelihood und der Anzahl an freien Parametern (nPar) lässt sich die Signifikanz der einzelnen Resonanzen nach den in Kapitel 3.5.2 vorgestellten Methoden bestimmen. Ein Beitrag wird als signifikant eingestuft, wenn die vom Likelihood-Quotienten-Test berechnete Signifikanz größer als  $5\sigma$  ist. Die Resultate der einzelnen Partialwellenanalysen sind in Tabelle 3.2 aufgelistet.

Die Basishypothese (Nr. 0) dient als Referenz für die Beurteilung der weiteren Hypothesen. Nach Entfernung des  $f_1(1420)$  aus der Basishypothese verschlechterte sich die negative logarithmische Likelihood um 44 bei einer um sieben geringeren Anzahl an freien Parametern. Der Likelihood-Quotienten-Test (LQT) bestimmt die Signifikanz des  $f_1(1420)$  auf  $8,19\sigma$ . Die Entfernung der  $\eta(1295)$ -Resonanz aus der Basishypothese verschlechtert die Anpassung noch deutlicher, ebenso wie Hypothese Nr. 3, die nur das  $\eta(1405)$  und das  $f_1(1285)$  berücksichtigt.



Nr.	Hypothese:	NLL	nPar	AIC	BIC	LQT
0.	$\eta(1405), f_1(1285), \eta(1295), f_1(1420)$	-1863,9	29	-3669	-3488	-
1.	$\eta(1405), f_1(1285), \eta(1295)$	-1819,7	22	-3595	-3458	-8,19 $\sigma$
2.	$\eta(1405), f_1(1285), f_1(1420)$	-1766,7	24	-3485	-3335	-13,2 $\sigma$
3.	$\eta(1405), f_1(1285)$	-1691,7	17	-3349	-3243	-17,2 $\sigma$
4.	$\eta(1405), f_1(1285), \eta(1295), f_1(1420), f_1(1510)$	-1868,2	34	-3667	-3456	+1,53 $\sigma$
5.	$\eta(1405), f_1(1285), \eta(1295), f_1(1510)$	-1849,0	27	-3643	-3475	-

Tabelle 3.2: Ermittelte Anpassungsgüten für verschiedene Hypothesen

Die Hinzunahme des  $f_1(1510)$  (Hypothese Nr. 4) ergibt eine leichte Verbesserung der NLL, die jedoch aufgrund der fünf zusätzlichen Parameter nicht signifikant ist. Bei dem Test, das  $f_1(1420)$  durch Beiträge des  $f_1(1510)$  zu ersetzen, bevorzugen die Informationskriterien nach Akaike und Bayes die Basishypothese mit  $f_1(1420)$ . Der Likelihood-Quotienten-Test ist für diese Hypothese nicht durchführbar, da Hypothese Nr. 5 keine Teilmenge der Basis ist.

Die Basishypothese scheint gut gewählt worden zu sein, da keine Variation der beitragenden Resonanzen eine signifikante Verbesserung hervorgerufen hat. Dies wird durch alle angewendeten Informationskriterien bestätigt.

Neben den beitragenden Partialwellen der Basishypothese sind bei diesem Zerfallskanal die Subzerfälle von entscheidender Bedeutung. Die Basishypothese verwendet die in Tabelle 3.1 aufgelisteten Zerfälle, die sich aus den bevorzugten Hypothesen der massenunabhängigen Anpassung ergaben. Um alle Möglichkeiten abzudecken, muss im Folgenden überprüft werden, ob neben dem  $\eta(1405)$  auch bei anderen Resonanzen der Zerfall nach  $(\pi\pi)_s\eta$  signifikant beiträgt. Dafür wird jeder der drei Resonanzen  $f_1(1285)$ ,  $\eta(1295)$  und  $f_1(1510)$  der Zerfall nach  $(\pi\pi)_s\eta$  in einer zusätzlichen Partialwellenanalyse angeboten und die Anpassungsgüten miteinander verglichen. Die Hypothesen der durchgeführten Anpassungen und die Ergebnisse sind in Tabelle 3.3 aufgelistet.

Nr.	Resonanzen und Subzerfälle	NLL	nPar	AIC	BIC	LQT
0.	Basishypothese	-1863,9	29	-3669	-3488	-
6.	Basishypothese + $f_1(1285) \rightarrow (\pi\pi)_s\eta$	-1872,8	33	-3679	-3474	+3,20 $\sigma$
7.	Basishypothese + $\eta(1295) \rightarrow (\pi\pi)_s\eta$	-1892,6	33	-3718	-3513	+6,80 $\sigma$
8.	Basishypothese + $f_1(1420) \rightarrow (\pi\pi)_s\eta$	-1873,8	33	-3681	-3475	+3,45 $\sigma$

Tabelle 3.3: Ermittelte Anpassungsgüten für verschiedene Subzerfälle im Vergleich mit der Basishypothese.

Die Anpassungen verbesserten sich wie erwartet in allen Fällen durch den zusätzlich erlaubten Subzerfall. Unter Berücksichtigung der Erhöhung der Anzahl an freien Parametern um jeweils vier, ergab sich die signifikanteste Verbesserung durch den hinzugefügten Subzerfall des  $\eta(1295)$  nach  $(\pi\pi)_s\eta$ . In der nächsten Iteration wird Hypothese Nr. 7 als beste Hypothese angesehen und zusammen mit den beiden verbliebenen Subzerfällen angepasst. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.4 aufgeführt.

Einzig das Akaike-Informationskriterium bewertet die Hypothesen Nr. 9 und 10 besser als

Nr.	Resonanzen und Subzerfälle	NLL	nPar	AIC	BIC	LQT
7.		-1892,6	33	-3718	-3513	-
9.	Hypothese 7 + $f_1(1285) \rightarrow (\pi\pi)_s\eta$	-1900,5	37	-3726	-3496	+2,94 $\sigma$
10.	Hypothese 7 + $f_1(1420) \rightarrow (\pi\pi)_s\eta$	-1899,3	37	-3724	-3494	+2,59 $\sigma$

Tabelle 3.4: Ermittelte Anpassungsgüten für verschiedene Subzerfälle im Vergleich mit Hypothese Nr. 7.

Hypothese Nr. 7. Der Likelihood-Quotienten-Test berechnet eine Signifikanz unter  $3\sigma$  bei Hinzunahme zusätzlicher Subzerfälle nach  $(\pi\pi)_s\eta$  und auch das Bayessche-Informationskriterium bevorzugt Hypothese Nr. 7. Hypothese Nr. 7 wird somit als beste Anpassung im Massenfenster zwischen 1,20 und 1,46 GeV/ $c^2$  ausgewählt. Die Anpassungen der simulierten Monte-Carlo-Daten an die Messdaten sind in den Abbildungen 3.9 dargestellt.

### Betrachtung der Massen und Breiten

Neben den Produktions- und Zerfallsamplituden werden bei einer massenabhängigen Partialwellenanalyse auch die dynamischen Teile bestimmt. Die Massen  $m$  und Breiten  $\Gamma$  der, im radiativen  $J/\psi$ -Zerfall produzierten Resonanzen, werden mit Hilfe des Breit-Wigner-Formalismus bestimmt. Die freien Parameter des  $a_0(980)$  sind neben der Masse die  $g$ -Faktoren des Flatté-Formalismus. Diese geben die Kopplungsstärke an  $\pi\eta$  und  $K\bar{K}$  an. Die angepassten Massen und Breiten sind in Tabelle 3.5 aufgelistet.

Resonanz	$m \pm \Delta m_{stat.}$ [ GeV/ $c^2$ ]	$m \pm \Delta m(\text{PDG})$ [ GeV/ $c^2$ ]	$\Gamma \pm \Delta \Gamma_{stat.}$ [ MeV/ $c^2$ ]	$\Gamma \pm \Delta \Gamma(\text{PDG})$ [ MeV/ $c^2$ ]
$\eta(1405)$	1,393 $\pm$ 0,002	1,4089 $\pm$ 0,0024	59,3 $\pm$ 3,2	51,1 $\pm$ 3,2
$f_1(1285)$	1,279 $\pm$ 0,001	1,2821 $\pm$ 0,0006	20,3 $\pm$ 2,1	24,2 $\pm$ 1,1
$\eta(1295)$	1,281 $\pm$ 0,004	1,294 $\pm$ 0,004	71,8 $\pm$ 7,2	55,5 $\pm$ 1,1
$f_1(1420)$	1,429 $\pm$ 0,009	1,4264 $\pm$ 0,0009	64,8 $\pm$ 8,3	54,9 $\pm$ 2,6
$a_0(980)$	0,9942 $\pm$ 0,0011	0,980 $\pm$ 0,020	$g_{\pi\eta} = 0,158\pm 0,008$	-
			$g_{KK} = 0,2$	-

Tabelle 3.5: Mit Hilfe der Partialwellenanalyse bestimmten Massen und Breiten der beitragenden Resonanzen, die im radiativen  $J/\psi$ -Zerfall produziert werden, im Vergleich mit den Werten des *Particle Data Listings* [1].

Der angegebene Fehler ist der statistische Fehler, der durch den Minimierer Migrad2 bestimmt wurde. Die Masse des  $\eta(1405)$  liegt mit 1,396 GeV/ $c^2$  im Bereich der neusten Messungen zum  $\eta(1405)$ , die vom BES III- und Crystal-Barrel-Experiment veröffentlicht worden sind [44, 45]. Die mit Hilfe der Partialwellenanalyse bestimmte Breite ist ein wenig größer als der im *Particle Data Listing* angegebene Durchschnittswert. Im Vergleich mit denen in [44, 45] veröffentlichten Breiten, liegt die ermittelte Breite im Rahmen der Fehler.

Die Masse und Breite des  $f_1(1285)$  sind konsistent mit den bekannten Werten. Die geringere angepasste Breite kann durch den Umstand erklärt werden, dass viele Experimente, bei denen sowohl das  $f_1(1285)$  als auch das  $\eta(1295)$  produziert werden können, nur das  $f_1(1285)$  an

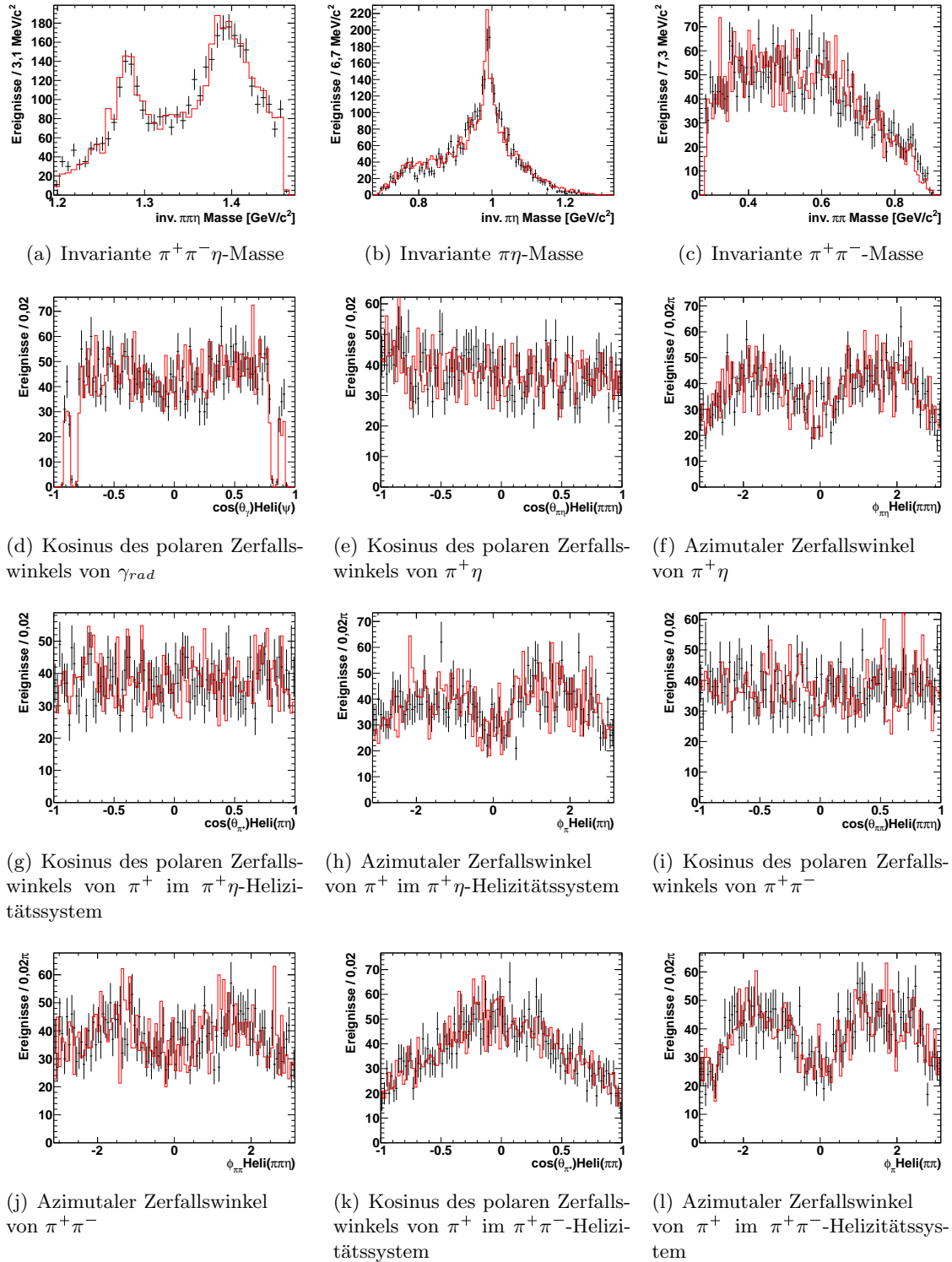


Abbildung 3.9: Mittels PWA an die Messdaten angepasste Monte-Carlo-Ereignisse.

Schwarz: Messdaten mit Fehlerbalken.

Rot: Durch PWA angepasste Monte-Carlo-Ereignisse.

ihre Daten anpassen. Bei einer nicht Berücksichtigung des  $\eta(1295)$  würde sich die Breite des  $f_1(1285)$  vergrößern.

Die Masse des  $\eta(1295)$  wird auf  $(1,281 \pm 0,004) \text{ GeV}/c^2$  angepasst. Sie liegt damit zwischen der vom DM2-Experiment bestimmten Massenregion, die das  $\eta(1295)$  als einziges Experiment in der Reaktion  $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  bei  $1,265 \text{ GeV}/c^2$  gesehen haben [46], und dem von der PDG angegebenen Wert von  $(1,295 \pm 0,004) \text{ GeV}/c^2$  [1]. Dieser fußt auf Ergebnisse von vier  $\pi^-p$ -Streuexperimenten. Bei einem dieser Experimente, die den Zerfall des  $\eta(1295)$  nach  $\pi^+\pi^-\eta$  untersuchten, wurde mit einer Masse von  $(1,282 \pm 5) \text{ GeV}/c^2$  und einer Breite von  $(66 \pm 13) \text{ MeV}/c^2$  [19] ähnliche Werte gemessen. Aus den Anpassungsgüten wird ersichtlich, dass in diesem Bereich eine pseudoskalare Resonanz zur Beschreibung der Daten notwendig ist.

### Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse

Das Verzweigungsverhältnis einer Resonanz  $X$  mit  $n_X$  rekonstruierten Ereignissen, berechnet sich mit folgender Funktion:

$$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma X \rightarrow \gamma(\pi^+\pi^-\eta)) = \frac{n_X}{n_{J/\psi} \cdot \mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \cdot \epsilon_X} \quad (3.15)$$

Mit Hilfe einer an die Messdaten angepassten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion kann eine deutlich präzisere Bestimmung der Effizienz  $\epsilon_X$ , als in Kapitel 2.2.3 durchgeführt werden. Diese Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist durch die ermittelten Fitparameter der Partialwellenanalyse gegeben.

Zusätzlich zu den vier Resonanzen in der Partialwellenanalyse werden zum Vergleich der Ergebnisse auch die Verzweigungsverhältnisse des  $\eta'$  und des  $\eta_c$  bestimmt. Die Anzahl der Ereignisse im  $\eta'$ -Peak kann, da kein Untergrund vorhanden ist, abgezählt werden und für das  $\eta_c$  wird eine Breit-Wigner-Funktion mit einem Polynom zweiten Grades zur Beschreibung des Untergrunds angepasst. Für das  $\eta(1405)$  und  $f_1(1420)$  werden die Breit-Wigner-Funktionen über den Massenbereich hinaus extrapoliert, um die Gesamtanzahl an Ereignissen zu erhalten.

Der statistische Fehler wird mit Hilfe der bei der PWA ermittelten Kovarianz-Fehler-Matrix berechnet. Der systematische Fehler berechnet sich aus den Detektoreigenschaften (äquivalent zu Kapitel 2.2.3) sowie den Unsicherheiten beim Anpassungsmodell der Partialwellenanalyse (vgl. Tabelle 3.6). Letzterer wird durch den Vergleich der Ereignisanzahl verschiedener Hypothesen mit ähnlicher Anpassungsgüte auf 5% abgeschätzt. Die systematischen Einzelfehler werden als unkorreliert angenommen, so dass sie quadratisch zu einem Gesamtfehler addiert werden können.

Für das  $\eta(1405)$  und das  $f_1(1420)$  wird zusätzlich zu den genannten systematischen Fehlerquellen ein Fehler aus Untergrundereignissen von 20% angenommen, da sich die beiden Resonanzen nicht komplett innerhalb das Massenfensters befinden und breite Resonanzen oberhalb des Massenfensters mit diesem überlappen können. Diese Ereignisse werden in der Anpassung dem  $\eta(1405)$  und dem  $f_1(1420)$  zugeschrieben, weshalb die berechneten Werte zu groß sein können. Die berechneten Verzweigungsverhältnisse sind in Tabelle 3.7 aufgelistet.

Im Vergleich der Verzweigungsverhältnisse mit den Werten aus dem *Particle Data Listing* [1] ist für die meisten Zerfälle eine Übereinstimmung im Rahmen der Fehler zu erkennen. Im Falle des  $\eta_c$  liegt das Verzweigungsverhältnis wie schon beim Zerfall  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\eta_c \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  etwa um einen Faktor zwei unterhalb des gemittelten Durchschnittswertes. Dieser

Quelle	Fehler
Spurrekonstruktion	4 %
Pionidentifizierung	2 %
kinematische Anpassung	2 %
Effizienzkorrektur	1 %
PWA-Fitmodell	5 %
$n_{J/\psi}$	1,2 %
$\mathcal{B}\eta \rightarrow \gamma\gamma$	0,5 %
Total	7,19 %

Tabelle 3.6: Systematische Unsicherheiten für die gemessenen Verzweungsverhältnisse.

	n	$\mathcal{B} \pm \Delta\mathcal{B}_{stat.} \pm \Delta\mathcal{B}_{sys.}$	$\mathcal{B}_{PDG}$
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma \eta' \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$6212 \pm 79$	$(2,78 \pm 0,04 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$	$(2,24 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma \eta_c \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$369 \pm 19$	$(3,86 \pm 0,20 \pm 0,31) \cdot 10^{-4}$	$(8,3 \pm 3,1) \cdot 10^{-4}$
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma \eta(1405) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$1744 \pm 87$	$(7,93 \pm 0,34 \pm 1,67) \cdot 10^{-4}$	$(3,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma f_1(1285) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$302,7 \pm 41,1$	$(1,56 \pm 0,21 \pm 0,11) \cdot 10^{-4}$	$(2,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma \eta(1295) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$591,4 \pm 59,5$	$(2,65 \pm 0,27 \pm 0,19) \cdot 10^{-4}$	-
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma f_1(1420) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$153,6 \pm 37,0$	$(6,89 \pm 1,66 \pm 1,46) \cdot 10^{-5}$	-

Tabelle 3.7: Zusammenfassung der Verzweungsverhältnisse

Umstand könnte durch ein ungenaues Verzweungsverhältnis für den Zerfall  $\eta_c \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ , das mit einem Fehler von 36 % von der *Particle Data Group* angegeben wurde, erklärt werden. Es beruht auf zwei Messungen aus den 1980er Jahren, denen nur 75 beziehungsweise 18 Ereignisse zugrunde liegen.

Das Verzweungsverhältnis in  $\gamma\pi^+\pi^-\eta$  über den Zerfall nach  $\eta(1405)$  ist größer, als in [1] verzeichnet. Deren Grundlage bilden Veröffentlichungen von BES [47], MARK III [46] und DM2 [48]. Mark III und DM2 beschränken sich auf Ereignisse, die über  $a_0(980)\pi$  zerfallen. Da die Verzweungsverhältnisse des  $\eta(1405)$  nicht bekannt sind, wurden die dort bestimmten Werte als einziger Zerfallskanal in  $\pi^+\pi^-\eta$  angenommen, so dass in der Folge ein zu geringes Verzweungsverhältnis in [1] verzeichnet ist.

Beim  $f_1(1285)$  stimmt das Verzweungsverhältnis im Rahmen der Fehler mit dem PDG-Wert überein. Hier ist zu beachten, dass die Partialwellenanalyse einen großen Teil der Ereignisse in diesem Bereich dem  $\eta(1295)$  zugeteilt hat, das bisher ausschließlich von DM2 in einem radiativen Zerfall des  $J/\psi$  nach  $\pi^+\pi^-\eta$  gefunden wurde. Andere Experimente ordneten diese Ereignisse dem  $f_1(1285)$  zu.

Für die Zerfälle  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1295) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  und  $J/\psi \rightarrow \gamma f_1(1420) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  konnte erstmalig ein Verzweungsverhältnis bestimmt werden.

### 3.7 Vergleich der Ergebnisse aus $\psi(2S)$ - und $J/\psi$ -Zerfällen

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Analyse  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  aus Kapitel 2.2 und die Ergebnisse der Partialwellenanalyse des Zerfallskanals  $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  aus Kapitel 3.6 miteinander verglichen. Bisherige Vergleiche von diversen Zerfallskanälen aus  $J/\psi$ - und  $\psi(2S)$ -Zerfällen werfen einige Fragen auf, die derzeit rege diskutiert werden. Der überwiegende Teil der  $J/\psi$ - und  $\psi(2S)$ -Zerfälle entsteht durch die Annihilation des Quark-Antiquark-Paares in drei Gluonen, die in einen hadronischen Endzustand fragmentieren. Mit Hilfe der perturbativen QCD lässt sich das Verhältnis der Zerfallswahrscheinlichkeiten zu

$$\frac{\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \text{Hadronen})}{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \text{Hadronen})} = \frac{\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow e^+e^-)}{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} \approx 12,7\%$$

berechnen [49]. Für einige hadronische Zerfälle, wie dem nach  $\rho\pi$  ( $\rho\pi$ -Puzzle), weichen die experimentell bestimmten Ergebnisse stark von den theoretischen Vorhersagen ab.

Bei dem in dieser Arbeit betrachteten radiativen Zerfall strahlen das Charm-Anticharm-Quarkpaar vor der Annihilation ein Photon ab und zwei virtuelle Gluonen erzeugen anschließend die hadronischen Zustände. Auch in diesem Produktionsprozess sind einige noch nicht erklärbare Werte von Verzweigungsverhältnissen beobachtet worden [50].

In Tabelle 3.8 sind die gemessenen Verzweigungsverhältnisse sowie das Verhältnis der Zerfallswahrscheinlichkeiten für das  $\eta'$ ,  $\eta_c$ ,  $\eta(1405)$  und die Summe aus  $f_1(1285)$  und  $\eta(1295)$  aufgelistet.

	$\mathcal{B}(\psi(2S))$	$\mathcal{B}(J/\psi)$	$\frac{\mathcal{B}(\psi(2S))}{\mathcal{B}(J/\psi)}$
$\gamma \eta' \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$	$(5,19 \pm 0,32 \pm 0,32) \cdot 10^{-5}$	$(2,78 \pm 0,04 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$	$(1,87 \pm 0,28) \%$
$\gamma \eta_c \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$	$(7,28 \pm 0,45 \pm 0,45) \cdot 10^{-5}$	$(3,86 \pm 0,20 \pm 0,31) \cdot 10^{-4}$	$(18,9 \pm 2,4) \%$
$\gamma \eta(1405) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$	$(9,40 \pm 1,47 \pm 0,58) \cdot 10^{-6}$	$(7,93 \pm 0,34 \pm 1,67) \cdot 10^{-4}$	$(1,2 \pm 0,3) \%$
$\gamma f_1(1285)/\gamma\eta(1295) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$	$(5,68 \pm 1,14 \pm 0,36) \cdot 10^{-6}$	$(1,56 \pm 0,21 \pm 0,11) \cdot 10^{-4}$ $(2,65 \pm 0,27 \pm 0,19) \cdot 10^{-4}$	$(1,4 \pm 0,4) \%$

Tabelle 3.8: Gemessene Verzweigungsverhältnisse für  $\psi(2S)$ - und  $J/\psi$ -Zerfälle und das Verhältnis  $\frac{\mathcal{B}(\psi(2S))}{\mathcal{B}(J/\psi)}$

Es zeigt sich, dass die Verhältnisse des  $\eta'$ ,  $\eta(1405)$  und der Resonanzen in der Massenregion um  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  im Rahmen ihrer Fehler gut übereinstimmen. Das  $\eta_c$ , ein Charmoniumzustand, weicht stark von diesem ab.

### 3.8 Zusammenfassung

Es wurde eine Partialwellenanalyse des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  mit einer an der Ruhr-Universität Bochum entwickelten Software durchgeführt. Durch eine massenunabhängige Anpassung konnten im gesamten  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrum die beitragenden Partialwellen bestimmt werden. So ergab die Analyse im unteren Massenbereich jeweils zwei signifikante Beiträge von pseudoskalaren und axialvektoriellen Resonanzen, die in einer massenabhängigen Partialwellenanalyse im Bereich zwischen  $(1,20-1,46)$   $\text{GeV}/c^2$  angepasst wurden. Von diesen Resonanzen konnten die Massen, Breiten und Verzweigungsverhältnisse bestimmt werden. Die Massen und Breiten stimmen mit den Werten der *Particle Data Group* [1] innerhalb ihrer Fehler überein. Kleinere Abweichungen bei den Verzweigungsverhältnissen können durch die unterschiedlichen Analysemethoden und den ihnen zugrunde liegenden Hypothesen erklärt werden.

Die Partialwellenanalyse bestätigt die in Kapitel 2 diskutierte Dominanz des Subzerfalls nach  $a_0(980)\pi$ . Für das  $\eta(1405)$  und  $\eta(1295)$  konnte darüber hinaus ein weiterer Zerfallskanal nach  $(\pi\pi)_s\eta$  festgestellt werden.

Das  $\eta(1295)$ , das bisher nur vom DM2-Experiment in dieser Reaktion beobachtet wurde [46], trägt signifikant zur Beschreibung des Massenspektrums bei. Seine Masse wurde auf einen Wert von  $(1,281 \pm 0,004)$   $\text{GeV}/c^2$  angepasst und liegt somit oberhalb der durch DM2 bestimmten Masse von  $1,265$   $\text{GeV}/c^2$ . Masse und Breite sind in Übereinstimmung mit den neusten Ergebnissen der  $\pi^-p$ -Streuung im Endzustand  $(\pi^+\pi^-\eta)n$  der E852-Kollaboration [19]. Die Überbesetzung des pseudoskalaren Mesonennonetts kann mit diesen Ergebnissen nicht geklärt werden, da sowohl das  $\eta(1295)$  als auch das  $\eta(1405)$  in den Daten gefunden wurden. Das  $\eta(1475)$  ist, wie bei allen weiteren Experimenten, im Zerfall nach  $\pi^+\pi^-\eta$  nicht zu beobachten. Die Ergebnisse stützen die Szenarien, bei denen das  $\eta(1295)$  existiert.

Im weiteren  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenbereich zwischen  $1,5$  und  $1,9$   $\text{GeV}/c^2$  existiert eine breite, pseudoskalare Welle, deren Ursprung unklar ist. Die Beiträge weiterer Partialwellen können mit bereits von anderen Experimenten gefundenen Resonanzen in Verbindung gebracht werden. Dazu zählen unter anderem das  $f_1(1510)$ , das  $f_2(1810)$ , das  $\eta_2(1875)$ , das  $f_2(2010)$ , das  $X(1835)$  und das  $X(2370)$ . Letztere beiden besitzen nach den hier diskutierten Ergebnissen die Quantenzahlen  $J^{PC}=0^{-+}$ .





## 4 Entwicklung und Optimierung der Auslese der Vorwärtsendkappe des $\bar{\text{PANDA}}\text{-EMC}$

Das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment ist Teil des neuen, ab 2017/18 in Betrieb gehenden Beschleunigerzentrums FAIR (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch) am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. Untersucht werden die Annihilationsprodukte eines Antiprotonstrahls mit Impulsen zwischen 1,5 und 15 GeV/c mit einem Wasserstofftarget<sup>1</sup> sowie der Annihilationsprozess selbst. Das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment arbeitet mit größeren Strahlimpulsen, deutlich mehr Luminosität und verbesserter Impulsschärfe des Strahls als frühere Antiproton-Proton Experimente, wie zum Beispiel das erfolgreiche Crystal-Barrel-Experiment am LEAR Speicherring des CERN.

In Kapitel 4.1 wird das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment vorgestellt und im darauf folgenden Kapitel das elektromagnetische Kalorimeter näher betrachtet, da die Entwicklung von Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten für die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters Bestandteil dieser Arbeit ist und in Kapitel 4.3 erläutert wird. Abschließend werden in Kapitel 4.4 die mit diesen Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten in einem Prototypen der Vorwärtsendkappe erzielten Ergebnisse verschiedener Strahlzeiten mit den daraus resultierenden Modifikationen vorgestellt.

### 4.1 Das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment

#### 4.1.1 Physikalische Motivation des $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments

Der Schwerpunkt des  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments liegt auf der Hadronenphysik mit dem Ziel, die starke Wechselwirkung besser zu verstehen. In den letzten Jahren wurden durch Experimente und theoretische Modelle viele neue Erkenntnisse gesammelt, die eine Fülle grundlegender Fragen aufkommen lassen. Studien über die Hadronenstruktur können durch unterschiedlichste Experimente mit Elektron-, Proton-, Pion- oder Kaonstrahlen durchgeführt werden. Zu ersteren gehören zum Beispiel die B-Fabriken BaBar und Belle, beziehungsweise das BESIII Experiment mit der Erzeugung von Charmonia. Hingegen existieren zur Zeit keine Proton-Antiproton Experimente mit Schwerpunkt in der Hadronenphysik, obwohl die  $p\bar{p}$ -Annihilation einige experimentelle Vorteile bietet. Dazu zählen unter anderem die direkte Produktion von Teilchen mit gluonischen Freiheitsgraden oder Teilchen-Antiteilchenpaaren mit einer bisher unerreichten Auflösung, die vornehmlich durch die Antiprotonstrahlunschärfe gegeben ist. Die mit  $\bar{\text{PANDA}}$  produzierbaren Hadronen sind in Abbildung 4.1 (a) dargestellt. Einige Schwerpunkte werden im Folgenden genauer erläutert. [51, 52, 53]

---

<sup>1</sup>Eine Übersicht über die möglichen Targetoptionen zeigt Abbildung 4.5.

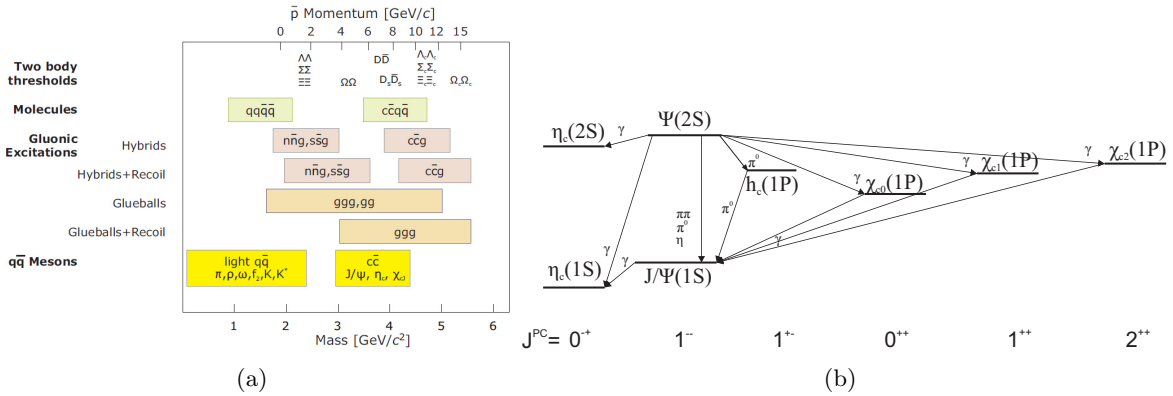


Abbildung 4.1: (a) Massen der mit PANDA erreichbaren Hadronen [54]  
 (b) Erzeugung von Charmonia bei  $e^+e^-$ -Experimenten [1]

### Charmoniumspektroskopie und Open-Charm-Spektroskopie

Die Spektroskopie von  $c\bar{c}$ -Mesonen ist ein wichtiger Baustein für ein besseres Verständnis der Quantenchromodynamik. Alle Charmonia können direkt aus der  $p\bar{p}$ -Annihilation erzeugt und ihre Massen mit einer Genauigkeit von 100 keV sowie die Breiten mit einer Genauigkeit  $< 10\%$  bestimmt werden. Man ist insbesondere nicht mehr auf radiative Zerfälle von  $J^{PC} = 1^{--}$  Charmonia, wie bei den Elektron-Positron Experimenten, angewiesen, um Charmonium-Resonanzen mit anderen Quantenzahlen als  $1^{--}$  zu untersuchen (siehe Abbildung 4.1 (b)). Im Open-Charm-Bereich oberhalb der  $D\bar{D}$ -Schwelle können eine Vielzahl von  $D$ -Meson-Paaren produziert und spektroskopiert werden. [53]

### Suche nach Gluebällen und exotischer Materie

Wie in Kapitel 1.3 bereits erläutert, ist die Suche nach Gluebällen und anderen exotischen Teilchen ein interessantes Gebiet der Hadronenphysik. Die  $p\bar{p}$ -Annihilation gilt als gluonreicher Prozess, so dass die Produktion von gluonischen Freiheitsgraden im Vergleich zu anderen Produktionsmechanismen bevorzugt ablaufen sollte. Gluebälle oder Hybride mit exotischen Quantenzahlen können nicht mit anderen  $q\bar{q}$ -Zuständen mischen und sind damit einfacher zu identifizieren. PANDA bietet eine günstige Umgebung, um die Welt der exotischen Teilchen zu erforschen und neue Erkenntnisse über die Quantenchromodynamik zu gewinnen. [53]

### Hadronen in Materie

Ein weiteres Themengebiet des PANDA-Physikprogramms sind Untersuchungen von in Materie eingebetteten Hadronen. Diese Methodik soll unter anderem neue Erkenntnisse über den Ursprung von Hadronenmassen liefern, da die Summe der Valenzquarks nur einen geringen Teil der Gesamtmasse ausmacht. Mit Antiprotonimpulsen von bis zu 15 GeV/c wird es erstmals möglich sein, diese Messungen mit Charm-Hadronen durchzuführen. [53]

### Hyperkerne

Hyperkerne erweitern die Nuklidkarte um eine weitere Achse: die Strangeness. Up- oder Down-Quarks des Neutrons oder Protons werden dabei durch ein oder mehrere Strange-Quarks

ersetzt. Bisher konnten nur wenige dieser Zustände beobachtet werden. Mit Hilfe des Antiprotonenstrahls wird es möglich sein, Hyperkerne mit mehr als nur einem Strange-Quark zu erzeugen und ihre Wechselwirkungen mit Nukleonen zu untersuchen. [53]

### Elektromagnetische Prozesse

$\bar{\text{P}}\text{ANDA}$  wird in der Lage sein, die Struktur von Nukleonen und den elektromagnetischen Formfaktor des Protons im zeitartigen Bereich über einen großen Impulsbereich mit Hilfe von *Deeply Virtual Compton Scattering* und der Reaktion  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$  zu bestimmen. [53]

#### 4.1.2 FAIR

$\bar{\text{P}}\text{ANDA}$  ist ein Experiment des im Bau befindlichen FAIR-Komplexes, dargestellt in Abbildung 4.2, einem internationalen Großforschungsprojekt, das aus einer Reihe von Teilchenbeschleunigern besteht, die Experimente aus den verschiedensten Fachrichtungen mit unterschiedlichen Teilchenstrahlen versorgen. FAIR umfasst Experimente zur Untersuchung von Hadronen und der Quantenchromodynamik, zu denen  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$  und CBM gehören, sowie Experimente zur Untersuchung der Kernmaterie (SPARC, FLAIR, ELISe, MATS), Experimente mit hochdichten Plasmen (WDM, HEDgeHOB) und Experimente aus dem Bereich der Medizin und Biophysik (BIOMAT). Kernstück von FAIR sind die beiden Doppelring-Schwerionensynchrotrons SIS 100/300. Ersterer kann Protonen auf eine Energie von 30 GeV beschleunigen, die anschließend den Experimenten oder dem Antiproton-Produktionstarget zugeführt werden. Der SIS 300 beschleunigt Schwerionen auf Energien von 35-40 GeV/u, die anschließend Experimenten oder Targets für sekundäre radioaktive Ionen zur Verfügung stehen. Die Beschleunigeranlagen werden so konstruiert, dass mehrere Experimente parallel mit Teilchenstrahlen versorgt werden können. [55]

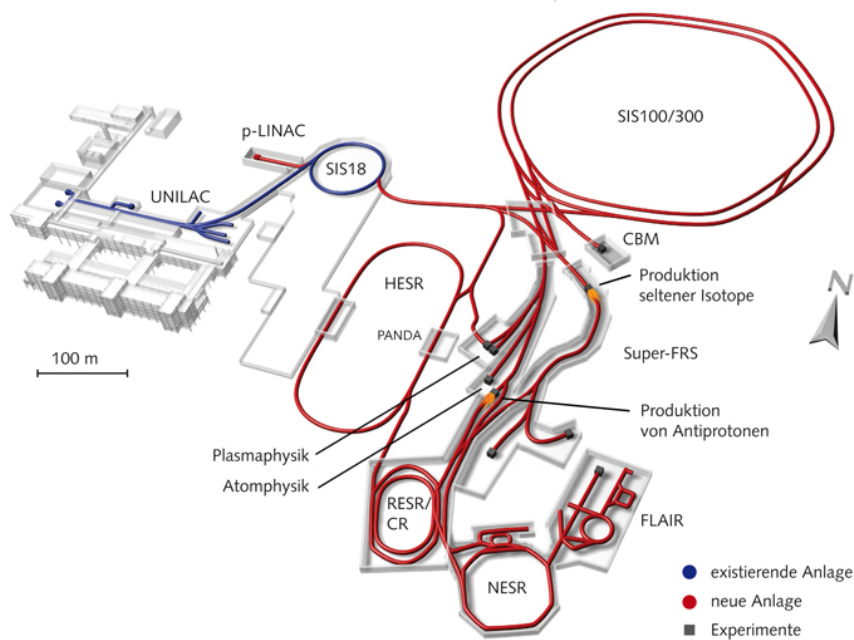


Abbildung 4.2: Aufbau der FAIR Beschleunigeranlage [56]

### 4.1.3 Der Antiprotonenspeicherring HESR

Antiprotonen, die zuvor am Target erzeugt wurden, werden im CR (**C**ollector **R**ing) gesammelt und im RESR (**R**ecuparated **E**xperimental **S**torage **R**ing)<sup>2</sup> gekühlt, bevor sie in den HESR (**H**igh **E**nergy **S**torage **R**ing), schematisch dargestellt in Abbildung 4.3, injiziert werden. Der HESR ist ein wichtiger Baustein zum Erreichen der in Kapitel 4.1.1 aufgeführten Ziele. So korreliert insbesondere die Impulsschärfe der Antiprotonen mit der Güte der Ergebnisse von  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ . Zur Erzielung der Impulsschärfe, besitzt der HESR zum einen eine Elektronenkühlung als auch ein System zur stochastischen Kühlung. Erstere arbeitet mit Elektronen, deren Energie zwischen 400 keV und 4,5 MeV variiert werden kann, um damit Antiprotonen mit Impulsen bis zu 8,9 GeV/c zu kühlen. Die stochastische Kühlung ist für Impulsbereiche oberhalb von 3,8 GeV/c ausgelegt. In der vollen Ausbaustufe von FAIR werden zwei Operationsmodi des HESR für  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$  zur Verfügung stehen: der *High Resolution Mode* und der *High Luminosity Mode*. Damit ist es möglich, sowohl die Massen und Breiten von Resonanzen sehr präzise zu vermessen, als auch Prozesse mit einem geringen Wirkungsquerschnitt zu untersuchen. [58]

High Resolution Mode (HR)	Luminosität: bis zu $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ $\bar{p}$ -Impulsbereich: 1,5-8,9 GeV/c Impulsunschärfe: $\Delta p/p \approx 10^{-5}$
High Luminosity Mode (HL)	Luminosität: bis zu $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ $\bar{p}$ -Impulsbereich: 1,5-15 GeV/c Impulsunschärfe: $\Delta p/p \approx 10^{-4}$

Tabelle 4.1: Betriebsmodi des HESR [53]

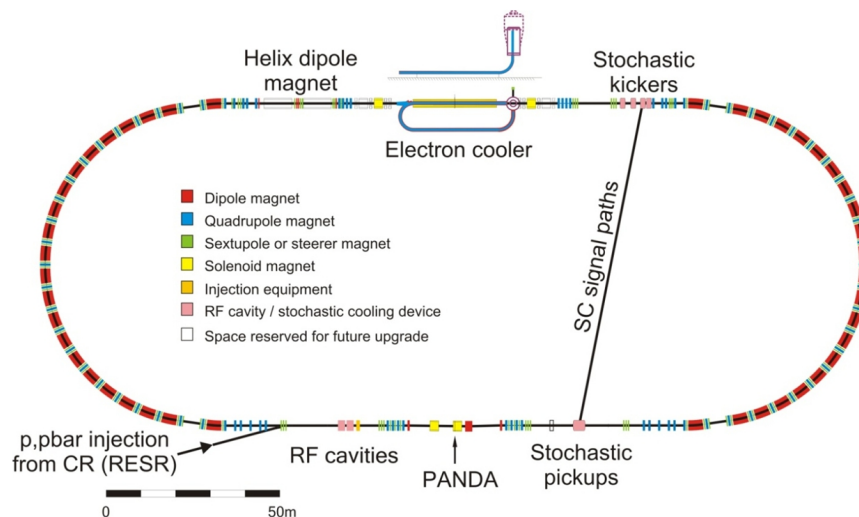


Abbildung 4.3: Layout des High Energy Storage Ring HESR [53]

<sup>2</sup>Aufgrund eines Budgetdefizits wird der geplante RESR erst zu einem späteren Zeitpunkt aufgebaut. Durch das Fehlen dieses Beschleunigungs- und Speicherringes wird es vorerst nicht möglich sein, die in Tabelle 4.1 erwähnten Luminositäten in  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$  zu erreichen. [57]

#### 4.1.4 Der $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor

Betrachtet man die Verteilung der Impulse der erzeugten Teilchen bei einem Fixed-Target-Experiment, so wird deutlich, dass der Großteil der produzierten Teilchen in Strahlrichtung (Vorwärtsrichtung) fliegen wird. Dies bezeichnet man als *Lorentz-Boost*. Um der daraus folgenden, räumlich asymmetrischen Verteilung der sekundären Teilchen Rechnung zu tragen, setzt sich der  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor aus einem Target- und einem Vorwärtsspektrometer, dargestellt in Abbildung 4.4, zusammen. So deckt der Detektor nahezu den gesamten Raumwinkel ab. Im Folgenden werden die Subdetektoren der beiden Spektrometer kurz vorgestellt und deren Aufgaben erläutert.

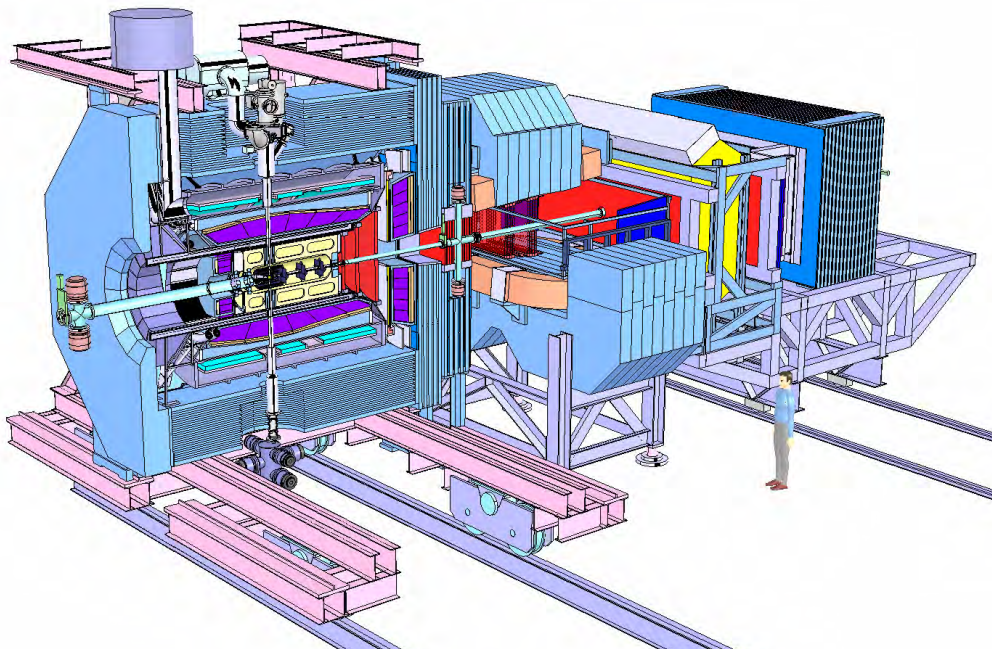


Abbildung 4.4: Der  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$  Detektor

##### Targetspektrometer

Das Targetspektrometer ist rotationssymmetrisch und zylindrisch um das Strahlrohr angeordnet. Neben den Detektoren im Mantel, auch Fassbereich genannt, wird das Targetspektrometer durch Detektoren in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung, die einen Bereich von  $5^\circ$  in vertikaler und  $10^\circ$  in horizontaler Richtung abdecken, abgeschlossen. Ein supraleitender Solenoid erzeugt im Innern des Targetspektrometers ein homogenes Magnetfeld mit einer Stärke von 2 T. Dieses starke Magnetfeld beeinflusst die Auswahl der zu verwendenden Materialien sowie das Design aller Subdetektoren.

##### Target

Das Target ist neben dem HESR die entscheidende Komponente, um die angestrebte Luminosität zu erreichen. Dafür ist eine Targetdichte von  $4 \cdot 10^{15}$   $\text{H}_2$ -Molekülen/ $\text{cm}^2$  erforderlich. Für  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$  werden verschiedene Targetsysteme entwickelt, deren Einsatzgebiete in Abbildung 4.5 veranschaulicht werden. Im Folgenden wird auf die beiden Wasserstofftargetsysteme, das



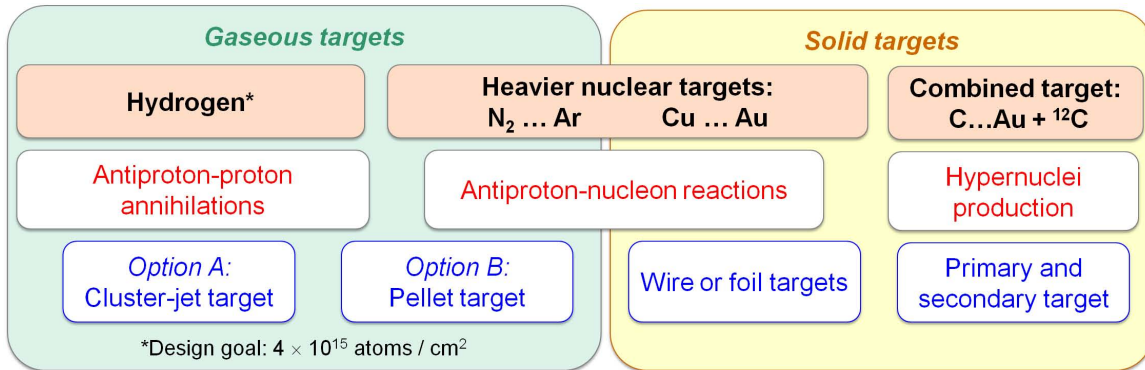


Abbildung 4.5: Zusammenfassung der Targetoptionen für  $\bar{P}$ ANDA [53]

*Cluster-Jet-Target* und das *Pellet-Target* näher eingegangen.

Im Fall des Cluster-Jet-Targets wird gekühltes Wasserstoffgas durch eine Düse gepresst, so dass durch die anschließende Expansion und Kondensation Cluster aus  $10^3 - 10^5$  Wasserstoffatomen entstehen. Vorteil eines solchen Cluster-Jet-Targets ist eine geringe Dichtefluktuation, so dass es nur zu geringen zeitlichen Luminositätsschwankungen im Betrieb kommt und damit kurzzeitige Ereignisratenschwankungen vermieden werden. Die für  $\bar{P}$ ANDA benötigte Targetdichte wird mit einem Prototypen im Originalmaßstab bereits erreicht.

Bei der alternativen Targetoption, dem Pellet-Target, ist das Erreichen der geforderten Targetdichte kein Problem. Es werden etwa zehntausend 24-40  $\mu\text{m}$  große gefrorene Wasserstofftröpfchen pro Sekunde erzeugt, die von oben durch den Antiprotonenstrahl fallen. Lücken zwischen den Pellets sorgen für eine zeitlich schwankende Ereignisrate, in deren Spitzen der Pile-up und die Zuordnung der einzelnen Signale zu den jeweiligen Ereignissen ein Problem darstellen. Ein Vorteil dieser Technik ist die Möglichkeit der Bestimmung des Wechselwirkungspunktes mit Hilfe vieler Kameras, die die Pellets beim Flug durch den Strahl verfolgen. [59]

### Micro-Vertex-Detektor

Der Micro-Vertex-Detektor (MVD) ist der dem Wechselwirkungspunkt am nächsten liegende Detektor. Er dient der exakten Bestimmung primärer Vertizes sowie der Erkennung und Bestimmung von eventuell auftretenden sekundären Vertizes. Diese entstehen durch die Produktion von schwereren Hadronen, die nach 0,1-200 ps zerfallen. Dabei legen sie Strecken von wenigen  $\mu\text{m}$  bis hin zu mehreren cm zurück, bevor sie wiederum in leichtere Hadronen zerfallen. Der MVD muss in der Lage sein, diese sekundären Teilchen einem Ursprungsort zuzuordnen. Dies wird durch mehrere Lagen von besonders strahlenharten Silizium-Pixel- und Silizium-Streifen-Detektoren, die eine single-hit-Auflösung von  $\sigma_{\text{pixel}} = 6,9 \mu\text{m}$  beziehungsweise  $\sigma_{\text{streifen}} = 12,4 \mu\text{m}$  besitzen, erreicht. In einem simulierten Zerfall  $p\bar{p} \rightarrow \psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi^+ \pi^-$  konnte so eine Ortsauflösung für das  $\psi(2S)$  von  $\sigma_x = 41 \mu\text{m}$  und  $\sigma_z = 56 \mu\text{m}$  erreicht werden. [53]

### Straw-Tube-Tracker und Gas-Electron-Multiplier zur Spurverfolgung

Die zentrale Spurverfolgung außerhalb des MVD übernimmt ein Straw-Tube-Tracker-Detektor. Dieser besteht aus 4636 einzelnen Straw-Tubes, die sowohl parallel als auch leicht geneigt zur Strahlachse verlaufen. Jede dieser Röhren ist 1,5 m lang und hat einen Durchmesser von

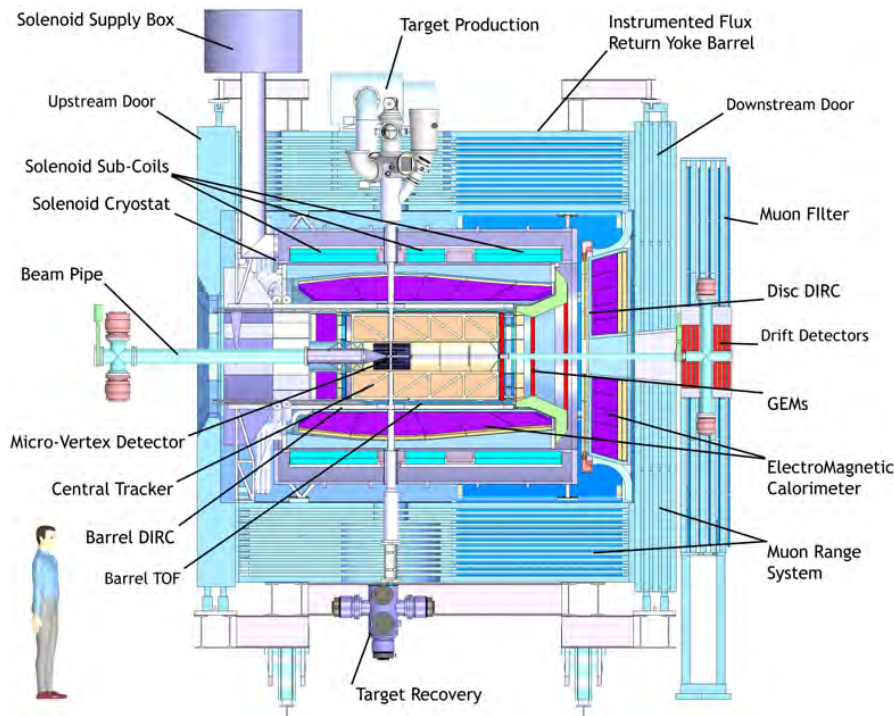


Abbildung 4.6: Seitenansicht des Targetspektrometers [53]

10 mm. Im Innern befindet sich ein  $20\ \mu\text{m}$  dünner, vergoldeter Wolfram-Rhenium Draht, der sich gegenüber dem Rand der Röhre auf einem um einige kV höheren Potenzial befindet. Die Hülle besteht aus zwei  $12\ \mu\text{m}$  dünnen, verklebten, aluminisierten Mylarstreifen<sup>3</sup>, deren Stabilität durch eine Drahtspannung von 50 g und einem Überdruck des Ar + 10% CO<sub>2</sub> Gasgemischs von 1 bar erreicht wird. Erste Ergebnisse aus Testmessungen und Simulationen zeigen, je nach Zerfallskanal, eine Ortsauflösung in allen Richtungen von  $<150\ \mu\text{m}$ . Neben der Spurverfolgung wird der STT auch Informationen zur Teilchenidentifikation über die Messung des Energieverlusts pro Wegeinheit ( $dE/dx$ ), für Teilchenimpulse  $<0,8\ \text{GeV}/c$  liefern. [60]

Für Teilchen, die unter einem Winkel von  $<22^\circ$  zur Strahlachse emittiert werden, liefert der STT keine vollständige Spurinformaton. Deshalb befinden sich in Vorwärtsrichtung drei Gas-Electron-Multiplier (GEM). Diese Detektoren sind aufgrund des Lorentz-Boosts besonders hohen Raten und Strahlenbelastungen ausgesetzt, so dass Driftkammern mit langen Driftzeiten für diesen Bereich nicht eingesetzt werden können.

Mit Hilfe der aufgezeichneten Spuren der MVD, STT und GEM-Detektoren sowie dem 2 T starken Magnetfeld können die Impulse von geladenen Teilchen anhand der Radien ihrer gekrümmten Bahnen bestimmt werden. [60]

### Cherenkov- und Time-of-Flight Detektoren zur Teilchenidentifikation

In der nächsten Schale des  $\bar{P}$ ANDA-Detektors befinden sich im Fass- und Vorwärtsbereich die DIRC-Detektoren (Detector for Internally Reflected Cherenkov Light). Diese Detektoren vermessen den Öffnungswinkel des Cherenkov-Lichtkegels, der entsteht, wenn Teilchen mit einer höheren Geschwindigkeit als die Lichtgeschwindigkeit des Mediums durch den Detektor flie-

<sup>3</sup>Mylar, Polyester Film, Registriertes Warenzeichen der Firma DuPont, [www.dupont.com](http://www.dupont.com)

gen. Das Licht wird sowohl im Barrel-DIRC als auch in dem in Vorwärtsrichtung befindlichen Disc-DIRC in Quarzglas erzeugt und durch Linsen auf *Micro-Channel-Plate PhotoMultiplier Tubes* (MCP PMTs) gelenkt, die die Lichtsignale auswerten. Mit Hilfe des Öffnungswinkels kann anschließend die Masse des Teilchens berechnet werden.

Zur Identifikation von langsamen Teilchen, die kein Cherenkov-Licht erzeugen, umschließt im Fassbereich ein Time-of-Flight-Detektor (TOF) den Barrel-DIRC. Bestehend aus 5670,  $28,5 \cdot 28,5 \text{ mm}^2$  großen Kacheln wird eine Zeitauflösung von 100 ps angestrebt. [60]

### Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) des Targetspektrometers besteht aus etwa 16.000 Bleiwolframat-Szintillatoren, die aufgrund einer um den Faktor 4 höheren Lichtausbeute bei einer Temperatur von  $-25^\circ\text{C}$  betrieben werden. Das elektromagnetische Kalorimeter ist wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit; daher werden der Aufbau und die Funktionsweise in Kapitel 4.2 näher beschrieben.

### Myon-Detektoren

Das umschließende Eisenjoch des Magneten beherbergt die Myon-Detektoren. Myonen wechselwirken nur sehr schwach mit Materie, so dass sie als einzige Teilchen die Eisenschichten des Magneten durchdringen und in Minidriftrohren (Mini Drift Tubes, MDT) ein Signal erzeugen. Im Fassbereich alternieren 13 Schichten aus Eisen und MDTs mit einer Dicke von je 3 cm. Der hadronische Untergrund, hauptsächlich Pionen, wird in den Eisenlagen absorbiert. Im Vorwärtsbereich mit deutlich höheren Teilchenenergien sind die Eisenschichten mit 6 cm doppelt so stark wie im Fass. [54]

### Vorwärtsspektrometer

Wie dargestellt fliegen in einem Fixed-Target-Experiment die meisten Teilchen in Vorwärtsrichtung; daher wird das Targetspektrometer für eine bessere Raumabdeckung um ein Vorwärtsspektrometer ergänzt. Das Vorwärtsspektrometer detektiert Teilchen, die unter einem Winkel von maximal  $5^\circ$  in vertikaler und  $10^\circ$  in horizontaler Richtung zur Strahlachse emittiert werden.

### Dipol-Magnet

Ein 2 Tm Dipol-Magnet zu Beginn des Vorwärtsspektrometers lenkt die in Vorwärtsrichtung fliegenden geladenen Teilchen ab, so dass mit Hilfe von Spurdetektoren innerhalb des Magneten eine Impulsbestimmung möglich ist. Der Magnet besitzt eine 2 m breite, 1 m hohe und 1,6 m tiefe Öffnung, die den gesamten oben genannten Raumbereich abdeckt. Neben den produzierten Teilchen wird auch der Antiprotonstrahl im Strahlrohr, bei maximalem Impuls, um  $2,2^\circ$  abgelenkt. Korrekturmagnete vor und hinter dem  $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor sowie eine dem Strahlimpuls angepasste Magnetfeldstärke des Dipols sorgen dafür, dass der Antiprotonstrahl durch die gebogene Strahlröhre gelenkt wird. [53]

### Vorwärts-Tracker

Zur Spurverfolgung dienen jeweils drei Paare von Driftkammern, die vor, im und hinter dem Dipol angebracht sind. Jede dieser Driftkammern besteht aus vier Doppellagen von Straw-Tubes; zwei sind vertikal angeordnet und zwei um einen kleinen Winkel gedreht. Der optimale Verschiebungswinkel muss noch durch Simulationen festgelegt werden. [60]



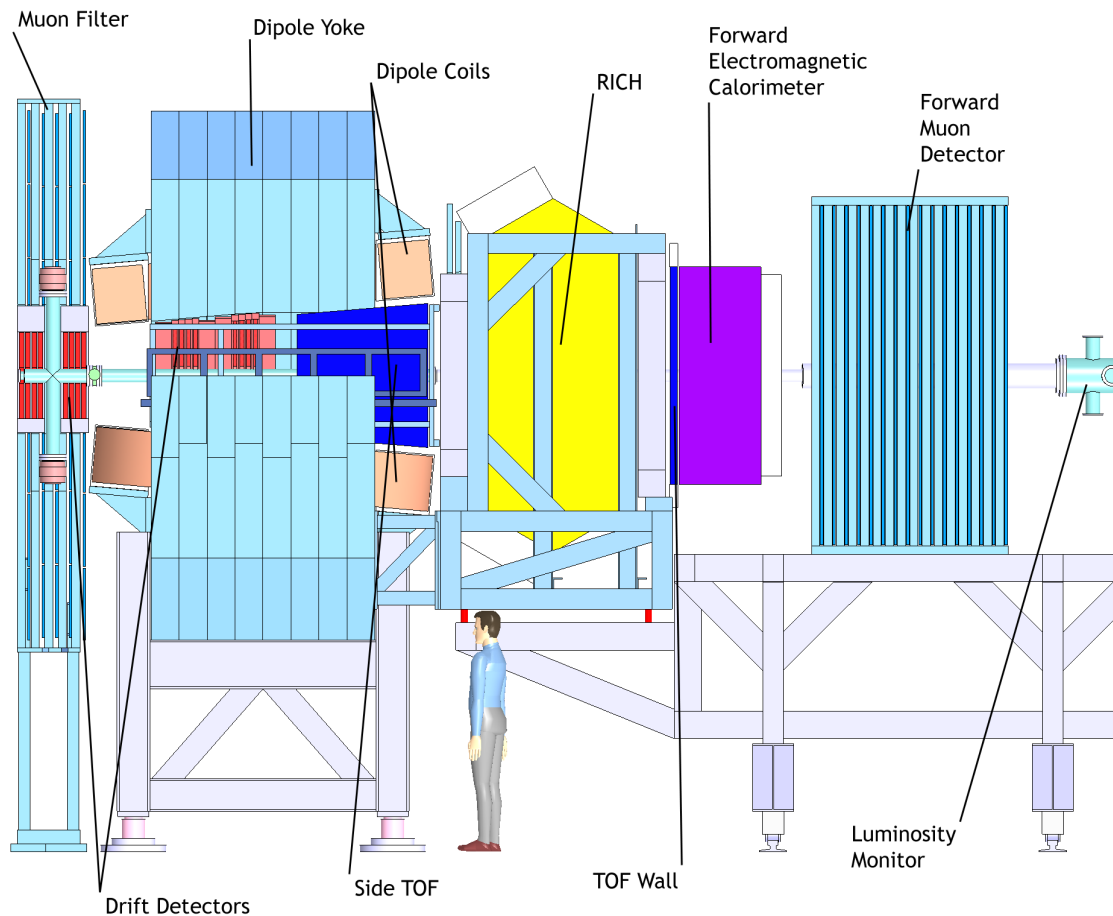


Abbildung 4.7: Seitenansicht des Vorwärtsspektrometers [53]

### Cherenkov- und Time-of-Flight-Detektoren zur Teilchenidentifikation

Die Teilchenidentifikation erfolgt, wie im Targetspektrometer, mit Cherenkov- und TOF-Detektoren. Teilchen mit niedrigsten Impulsen können den Dipol nicht verlassen, da ihre Flugbahnen zu stark gekrümmt werden, weshalb sich innerhalb des Dipols ein Time-of-Flight-Detektor befindet. Ein weiterer TOF-Detektor mit einer Zeitauflösung von rund 50 ps separiert  $\pi/K$  und  $K/p$  für Impulse bis  $2,8 \text{ GeV}/c$  beziehungsweise  $4,7 \text{ GeV}/c$ . Vor dieser TOF-Wand befindet sich ein RICH (**R**ing-**I**maging-**C**herenkov-**D**etektor), dessen Design am RICH des HERMES-Detektors [61] angelehnt ist. Er besteht aus den zwei Radiatormaterialien Silikat-Aerogel (Brechungsindex  $n = 1,0304$ ) und Decafluorobutan ( $C_4F_{10}$ ;  $n = 1,00137$ ), mit denen eine Pion/Kaon/Proton Separation in einem breiten Impulsbereich zwischen  $2 \text{ GeV}/c$ - $15 \text{ GeV}/c$  möglich ist. [53]

### Elektromagnetisches Vorwärtskalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter im Vorwärtsspektrometer ist ein Shashlyk-Kalorimeter mit jeweils 380 alternierenden Schichten aus Blei (Dicke:  $285 \mu\text{m}$ ) und einem Szintillator (SC-307; Dicke:  $1,5 \text{ mm}$ ) [62]. Der Szintillator wird mit wellenlängenschiebenden Fasern an Photomultiplier gekoppelt und ausgelesen. Mit ähnlich aufgebauten Modulen konnte eine Energieauflösung von  $4\%/\sqrt{E}/\text{GeV}$  erzielt werden. [53]

**Myon-Detektoren**

Etwa 9 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt befindet sich der Myon-Detektor des Vorwärtsspektrometers. Dieser ist analog zum Myon-Detektor im Targetspektrometer aufgebaut, besteht also aus Driftröhren, die in das Absorbermaterial eingelassen sind. [53]

**Luminositäts-Detektor**

Der dem Wechselwirkungspunkt am weitesten entfernt liegende Detektor ist der Luminositäts-Detektor. Er befindet sich zwischen dem Myon-Detektor und dem HESR-Korrekturmagnet, der den Antiprotonstrahl zurück in den HESR lenkt. Der Luminositäts-Detektor besteht aus vier doppelagigen Siliziumstreifendetektoren und rekonstruiert die Streuwinkel der elastischen Proton-Antiproton-Streuung in einem Winkel zwischen 3 mrad und 8 mrad zur Strahlachse. Die Messung der integrierten Luminosität wird mit einer Präzision von 3% erfolgen; sie spielt eine entscheidende Rolle in der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten. [53]

**Triggerkonzept und Datenauslese**

Bei der Wahl eines Triggerkonzeptes hat sich die  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Kollaboration für eine neue Methode entschieden, die die Komplexität des Experiments und die Vielfältigkeit des Physikprogramms bei Ereignisraten von bis zu  $2 \cdot 10^7$  Ereignissen pro Sekunde berücksichtigt. Jeder oben erwähnte Subdetektor erkennt Treffer, unterdrückt den Untergrund und bildet selbstständig Cluster, bevor die physikalisch relevanten Daten, mit einem präzisen Zeitstempel versehen, zusammengeführt werden. Im Anschluss wenden viele Computer-Nodes eine individuell angepasste Triggerlogik für die Ereignisselektion an und speichert die rekonstruierten Ereignisse ab. [53]

## 4.2 Das elektromagnetische Kalorimeter

Elektromagnetische Kalorimeter (EMC) werden hauptsächlich zur Energiemessung von Photonen und Elektronen bzw. Positronen eingesetzt. Ausgenutzt wird dabei, dass geladene Teilchen und Photonen beim Flug durch spezielle Materialien, den sogenannten Szintillatoren, Licht aussenden, das proportional zum Energieverlust der Teilchen beim Durchqueren des Szintillators ist. Dies ist der Szintillationsmechanismus, der in Kapitel 4.2.1 erklärt wird. Je mehr Energie die Teilchen im Kalorimeter verlieren, desto genauer kann ihre Energie bestimmt werden. Zwei Arten von elektromagnetischen Kalorimetern, die beide im PANDA-Detektor eingesetzt werden, kommen in Experimenten der Teilchenphysik zum Einsatz. Dies sind zum einen ein Kalorimeter, deren Szintillatoren die Funktionen des Absorbers und Szintillators vereinen, sowie ein Kalorimeter, bei dem Absorber und Szintillator aus unterschiedlichen Materialien bestehen.

Das Kalorimeter im Targetspektrometer besteht aus Bleiwolframat, einem Szintillator mit sehr großer Dichte, das Elektronen und Photonen im Szintillator stoppen kann. Dabei wird die gesamte Energie im Szintillator deponiert, so dass eine exzellente Energieauflösung möglich ist. Im Gegensatz dazu besteht das Shashlyk-Kalorimeter im Vorwärtsspektrometer aus sich abwechselnden Schichten von Absorbermaterial (Blei) und einem Szintillator. Diese Bauweise ist wegen des Einsatzes von Blei als Absorber relativ kostengünstig, mit dem Nachteil, dass der Energieverlust in der absorbierenden Schicht nicht gemessen werden kann und deshalb die Energieauflösung schlechter ist. Darüber hinaus liefert ein Kalorimeter, eine entsprechende Granularität vorausgesetzt, bei der Ortsbestimmung, insbesondere von Photonen, wichtige Daten zur Rekonstruktion der Viererimpulse. Weitere Einsatzmöglichkeiten sind die Verwendung der Signale als schneller Trigger für andere Detektoren, und durch Analyse der Schauerform eine Identifikation der Teilchen.

### 4.2.1 Szintillatoren

Trifft ein Teilchen in Materie ein, so wechselwirkt es mit den Molekülen und das Teilchen verliert Energie. Dabei hängt die Art der Wechselwirkung von der Art der Teilchen und deren Energie ab. In Abbildung 4.8 (a) sind die relevanten Wirkungsquerschnitte für Photonen in Blei und in Abbildung 4.8 (b) der Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei dargestellt. Für niederenergetische Photonen mit Energien unterhalb von 1 MeV dominiert der Photoeffekt, bei dem die Photonen ihre gesamte Energie an ein Hüllenelektron abgeben und es aus dem Atom herausschlagen. Bei Energien bis etwa 5 MeV wird das Photon an einem Hüllenelektron elastisch gestreut und gibt dabei einen Teil seiner Energie an das Elektron ab. Dies ist der Compton-Effekt. Oberhalb von 5 MeV erzeugen Photonen nahezu ausschließlich Elektron-Positron-Paare, wenn sie durch das Coulombfeld eines Atomkerns fliegen. Leichte geladene Teilchen, zum Beispiel die durch Paarbildung entstehenden Elektronen und Positronen, geben ihre Energie durch Ionisation oder Bremsstrahlung ab. Im ersten Fall löst das Teilchen ein Elektron aus dem Atomverbund heraus und im zweiten Fall gibt es Energie durch Aussendung von Photonen, genannt Bremsstrahlung, im Coulombfeld des Atomkerns ab.

Die oben genannten Prozesse lassen sich nun zu einem Gesamtbild kombinieren. Trifft ein hochenergetisches Photon auf Materie, so wird es ein Elektron-Positron-Paar erzeugen, deren Ausgangsprodukte anschließend einen Teil ihrer Energie in Bremsstrahlungsphotonen deponieren. Die Bremsstrahlungsphotonen können wieder durch Paarbildung neue Teilchen bilden,

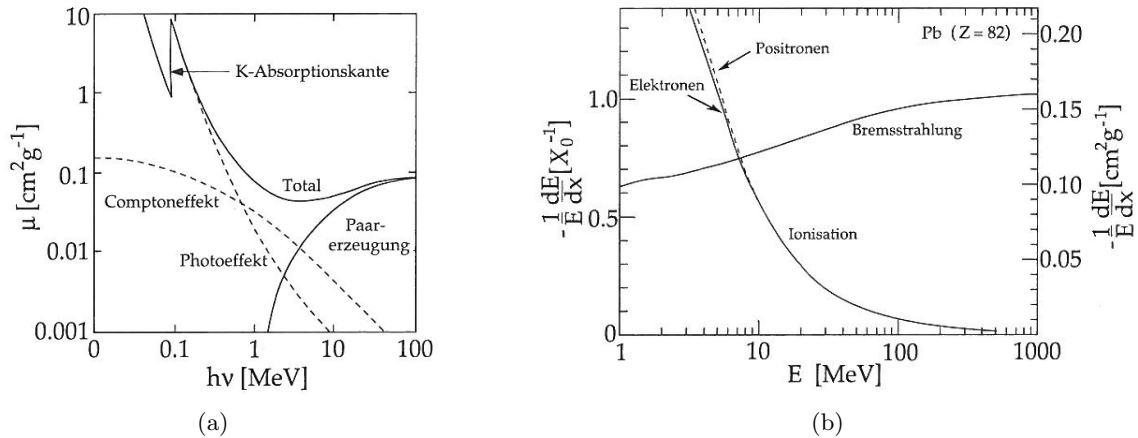


Abbildung 4.8: (a) Wirkungsquerschnitte für Photonen in Blei [26]

(b) Relativer Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei [26]

so dass sich dieser elektromagnetische Schauer kaskadenartig bis zur Paarbildungsschwelle fortsetzt, dargestellt in Abbildung 4.9 (a).

Die Kenngrößen, die den elektromagnetischen Schauer in einem Material beschreiben, sind die Strahlungslänge  $X_0$  und der Molière-Radius  $R_M$ . Die Strahlungslänge ist in etwa umgekehrt proportional zum Quadrat der Kernladungszahl und gibt die Schichtdicke an, nach der die Energie eines einfallenden Elektrons auf  $1/e$  seiner Anfangsenergie abgefallen ist. Der Molière-Radius bestimmt die seitliche Ausdehnung des Schauers, so dass innerhalb eines Zylinders mit Radius  $r = 3,5R_M$ , 99% der Energie deponiert werden. [26] [63]

Wandelt sich nun beim Durchgang von geladenen Teilchen oder Photonen die deponierte Energie zum Teil in Licht um, so spricht man von einem Szintillator. Damit das Licht detektiert werden kann, müssen die Szintillatoren für Licht im ultravioletten bis sichtbaren Bereich durchlässig sein. Neben den genannten wichtigen Eigenschaften, der Strahlungslänge und dem Molière-Radius, spielen noch die Lichtausbeute und die Abklingzeit eine wichtige Rolle. Die Lichtausbeute ist definiert als Quotient aus der im Kristall deponierten Energie und der nutzbaren Lichtmenge. Die Abklingzeit ist definiert als die Zeit, nach der die Amplitude des Signals auf  $1/e$  abgesunken ist. Der optimale Szintillator sollte eine möglichst kleine

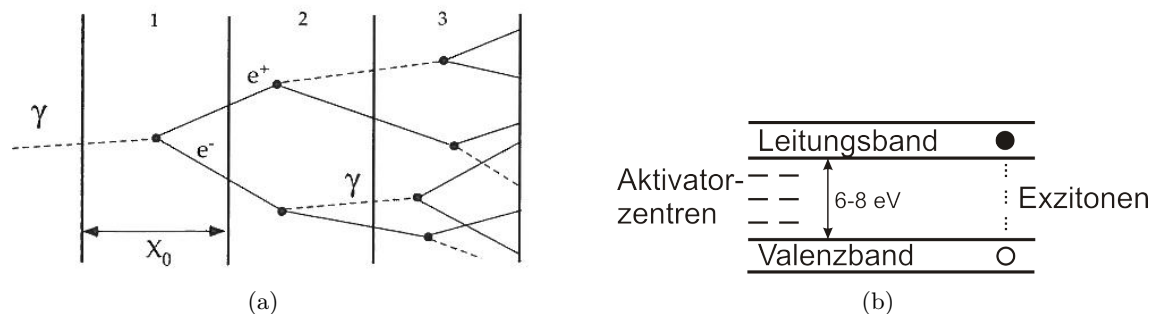


Abbildung 4.9: (a) Vereinfachtes Schauermodell eines elektromagnetischen Schauers [26]

(b) Bandstruktur in anorganischen Szintillatoren [63]

Strahlungslänge sowie einen kleinen Molière-Radius bei großer Lichtausbeute und kurzer Abklingzeit aufweisen. [26]

Szintillatoren werden in zwei Arten unterteilt: die organischen und die anorganischen Szintillatoren, die sich in der Produktion des Szintillationslichts grundlegend unterscheiden. Der Szintillationsprozess in organischen Szintillatoren geschieht durch Anregung von Fluoreszenzstoffen, die ultraviolettes Licht aussenden. Da dieses allerdings sehr schnell vom Material absorbiert wird, muss das UV-Licht mit Hilfe eines weiteren fluoreszierenden Stoffes, der als Wellenlängenschieber dient, in sichtbares Licht umgewandelt werden. Organische Szintillatoren besitzen kurze Abklingzeiten, die im Bereich von wenigen Nanosekunden liegen können. Der geometrischen Gestaltung sind durch Flüssigszintillatoren oder Polymeren kaum Grenzen gesetzt. Anorganische Szintillatoren sind hingegen Einkristalle, die mit sogenannten Farbzentren beziehungsweise Aktivatorzentren dotiert sind. Ionisierende Teilchen erzeugen in den Kristallen Elektron-Loch-Paare, sogenannte Exzitonen, indem sie Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband heben (vgl. Abbildung 4.9 (b)). Die Exzitonen wandern durch den Kristall, bis sie im Optimalfall an einem Aktivatorzentrum unter Aussendung von sichtbarem Licht rekombinieren, oder ihre Energie strahlungslos an das Kristallgitter (Phononen) abgeben. [63]

### Bleiwolframat als Szintillatormaterial

Bleiwolframat,  $\text{PbWO}_4$  oder auch PWO, ist ein anorganisches Szintillatormaterial, dessen Abklingzeit mit 6,5 ns so niedrig wie bei organischen Szintillatoren ist. Es ist somit hervorragend geeignet für Einsatzgebiete mit hoher Ereignisrate. Die hohe Dichte von  $\rho = 8,28 \text{ g/cm}^3$  und der daraus resultierenden kleinen Strahlungslänge von  $X_0 = 0,89 \text{ cm}$  sowie einem Molière-Radius von  $R_M = 2 \text{ cm}$ , ermöglichen den Aufbau eines kompakten Kalorimeters für vergleichsweise hohe Teilchenenergien. [52] Eingesetzt wird es unter anderem im elektromagnetischen Kalorimeter des Compact Muon Solenoid (CMS) am LHC (CERN), in dem höchste Teilchenenergien bei hoher Ereignisrate anzutreffen sind. In diesem Hochenergieexperiment fällt eine negative Eigenschaft des Bleiwolframats, eine extrem geringe Lichtausbeute (0,3 % von NaI), nicht weiter auf. Im  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment, dessen Strahlenergie um einen Faktor 1000 niedriger ist und in dem eine sehr gute Energieauflösung bei niedrigen Energien gefordert ist, stellt die geringe Lichtausbeute eine Herausforderung dar. Zur Verbesserung der Lichtausbeute werden die dort eingesetzten PWO-II Kristalle mit Molybdän und Lanthan dotiert, so dass die Lichtausbeute auf 0,6 % von NaI ansteigt. Eine weitere Eigenschaft, die von der  $\overline{\text{PANDA}}$ -Kollaboration ausgenutzt wird, ist die starke Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Temperatur. So kann die Lichtausbeute durch Abkühlen von Raumtemperatur auf  $-25^\circ\text{C}$  um einen Faktor 4 gesteigert werden. Gleichzeitig bedeutet dies aber auch, dass die Temperatur während des Betriebs sehr genau bekannt und möglichst konstant sein sollte. Die Materialeigenschaften von PWO-II sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. [52]

### 4.2.2 Photodetektoren

Der zweite wichtige Bestandteil eines Kalorimeters ist neben dem Szintillator der Photodetektor, der das Szintillationslicht in ein elektrisches Signal umwandelt. Im Folgenden werden die für das  $\overline{\text{PANDA}}$ -EMC zur Auswahl stehenden Photodetektoren vorgestellt und deren Funktionsweise beschrieben.

Parameter	PWO-II
Dichte $\rho$	8,28 g/cm <sup>3</sup>
Schmelzpunkt	1123°C
Strahlungslänge $X_0$	0,89 cm
Molière Radius $R_M$	2,00 cm
$dE/dx$ (MIP)	10,2 MeV/cm
$\lambda_I$	18 cm
Zerfallszeit $\tau_{\text{decay}}$	6,5 ns
$\lambda_{\text{max}}$	420 nm
Brechungsindex $n$	2,17 bei $\lambda_{\text{max}}$
Relative Lichtausbeute (% von NaI)	0,6 bei RT 2,5 bei -25°C
$d(\text{LY})/dT$	-3,0 %/°C bei RT -4,0 %/°C bei -25°C
hygroskopisch	nein

Tabelle 4.2: Wichtige Eigenschaften von PWO-II [52]

### Avalanche-Photodioden

Avalanche-Photodioden (Lawinen-Photodioden) wurden in Zusammenarbeit der CMS-Kollaboration mit der Firma Hamamatsu Photonics für die Auslese des CMS-EMC entwickelt. Im PANDA-EMC kommen Weiterentwicklungen mit vervierfachter sensitiver Fläche  $14 \times 6,8 \text{ mm}^2$  zum Einsatz. Die Photonen treffen auf eine dünne  $p^+$  dotierte Siliziumschicht, in der sie nach dem Prinzip des inneren Photoeffekts ein Elektron-Loch-Paar erzeugen. Das Verhältnis aus generierten Elektron-Loch-Paaren zu den eintretenden Photonen heißt Quanteneffizienz. Diese liegt im Wellenlängenbereich des Szintillationslichts von PWO, für die hier verwendeten APDs bei über 70 %.

Durch eine angelegte Sperrspannung werden die Elektronen zum PN-Übergang hin beschleunigt, wobei sie bei ausreichender Energie neue Elektron-Loch-Paare durch Stoßionisation erzeugen. Diese Kettenreaktion erzeugt aus dem einfallenden Photon eine Lawine von Elektronen, die an der  $n^{++}$  dotierten Schicht, der Elektrode, ein messbares Signal erzeugen (siehe Abbildung 4.10).

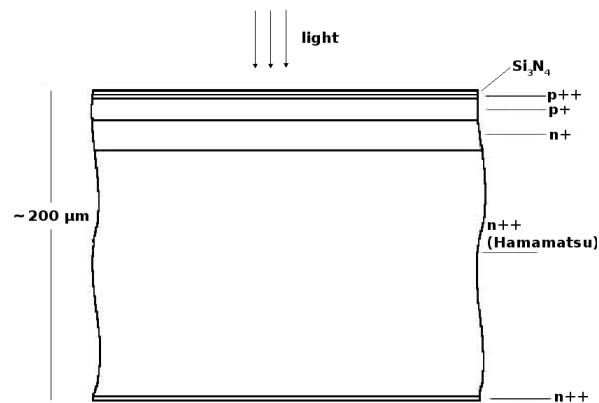


Abbildung 4.10: Schichtmodell eine Si-APD [52]

Neben der Verstärkung, die durch die angelegte Sperrspannung gesteuert wird, ist der Dunkelstrom eine wichtige Kenngröße bei APDs. Dieser ist, wie der Name vermuten lässt, der Strom, der an der Anode gemessen werden kann, wenn kein Licht auf die Frontfläche trifft. Das daraus resultierende Rauschen  $I_n$  setzt sich wie folgt zusammen:

$$I_n^2 = A \cdot (I_L + I_{dg}) \cdot M^2 \cdot F + B \cdot I_{ds} \quad (4.1)$$

$I_L$  ist der Photostrom bei Verstärkung  $M = 1$ ,  $I_{dg}$  ist die verstärkungsabhängige Komponente des Dunkelstroms und  $I_{ds}$  die verstärkungsunabhängige Komponente.  $F$  ist der *excess noise factor*, eine zusätzliche Rauschkomponente, die durch statistische Prozesse beim inneren Photoeffekt sowie der Lawinenausbildung entsteht.

$$F = M \cdot k + \left(2 - \frac{1}{M}\right) (1 - k) \quad (4.2)$$

Dabei steht  $k$  für das Ionisationsverhältnis aus Elektronen zu Löchern. [64]

Die Verstärkung von APDs ist stark temperaturabhängig; so sinkt sie bei gleicher Biasspannung, wenn sich die Temperatur erhöht, da vermehrte Gitterschwingungen die Elektronen bremsen. Ionisierende Strahlung verursacht Defekte im Halbleiter, die die Biasspannung für die gleiche Verstärkung ansteigen lassen und den Dunkelstrom stark erhöhen. Dies schränkt den Einsatz von APDs in der besonders strahlenbelasteten Vorwärtsendkappe ein. Eine weitere negative Eigenschaft von Halbleiterdetektoren ist der *Nuclear-Counter-Effekt*. Das von der APD erzeugte elektrische Signal ist proportional zum Szintillationslicht, das auf die APD trifft, solange keine Teilchen, wie zum Beispiel Myonen, die im Szintillator nicht gestoppt werden oder leakende  $e^\pm$  aus dem Schauer, durch die Halbleiterschicht fliegen und ihrerseits eine Lawine auslösen. Keinen Einfluss hat das starke Magnetfeld des Solenoiden auf die Funktionsweise der APDs.

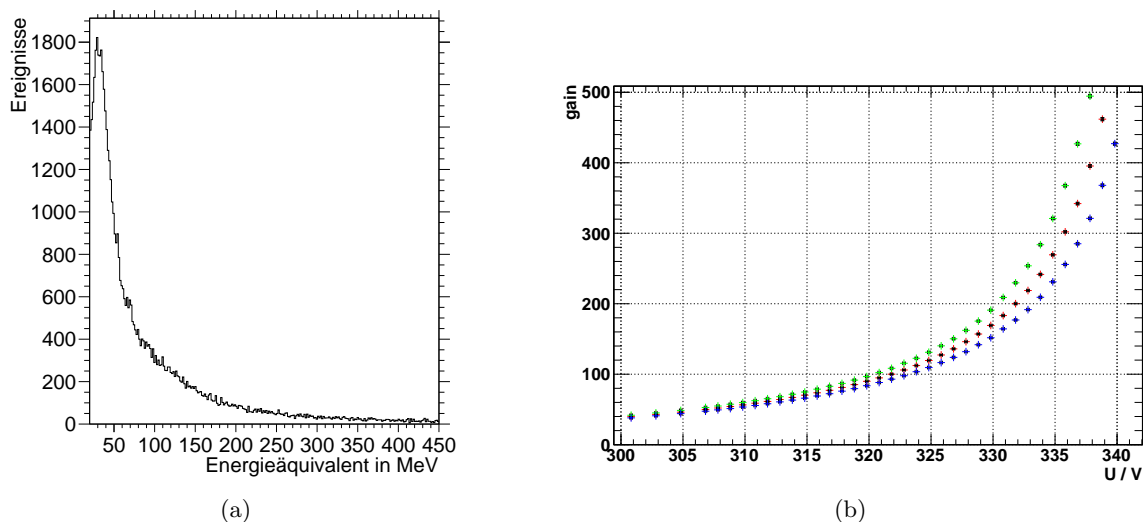


Abbildung 4.11: (a) Nuclear-Counter-Effekt - Energieäquivalent von 1 MeV Elektronen [65]  
 (b) Temperaturabhängigkeit der Verstärkung von APDs, grün -27°C,  
 rot -25°C, blau -23°C [66]

### Vakuum-Phototrioden/-tetroden

Eine Alternative zu Halbleiter-Photodetektoren für die Auslese des  $\bar{\text{PANDA}}$ -EMC sind Photoelektronvervielfacherröhren (Photomultiplier, kurz: PMT). In herkömmlichen Photomultipliern trifft das einfallende Photon auf eine auf der Innenseite einer Vakuumröhre aufgedampfte Photokathode, an der es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, der Quanteneffizienz, ein Photoelektron auslöst. Dieses wird über elektrische Felder zu Dynoden hin beschleunigt, an denen es mehrere Elektronen herausschlägt. Sie wachsen durch die Kollision mit weiteren Dynoden zu einer Elektronenlawine mit  $10^5$ - $10^8$  Elektronen<sup>4</sup> an, die an der abschließenden Anode ein starkes elektrisches Signal erzeugen. Solche Photomultiplier sind für das elektromagnetische Kalorimeter im Targetspektrometer des  $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors aufgrund des Magnetfeldes nicht einsetzbar, während sie für das Shashlyk-Kalorimeter im Vorwärtsspektrometer die optimale Photodetektorlösung darstellen.

Vakuum-Phototrioden/-tetroden besitzen nur eine beziehungsweise zwei Dynoden. Für eine optimale Verstärkung beim Betrieb im Magnetfeld sind die Photokathode, Dynode und Anode hintereinander in einer Ebene angeordnet, so dass keine Fokussierung der Elektronen nötig ist, die das Magnetfeld stören könnte. Die für das  $\bar{\text{PANDA}}$ -EMC zur Auswahl stehenden Vakuumphototrioden (VPT) der Firma Hamamatsu Photonics bestehen aus einer Photokathode, Dynode und Gitteranode, die, wie in Abbildung 4.12 (a) dargestellt, angeordnet sind. Die Photokathode liegt während des Betriebs auf einem elektrisch negativerem Potenzial als die Dynode, die wiederum ein negativeres Potenzial als die Gitteranode besitzt. Wird die Photokathode auf die elektrische Masse gelegt, so müssen Dynode und Anode mit positiver Hochspannung betrieben werden. Die Funktionsweise wird im Folgenden für die Vakuum-Phototriode beispielhaft erläutert.

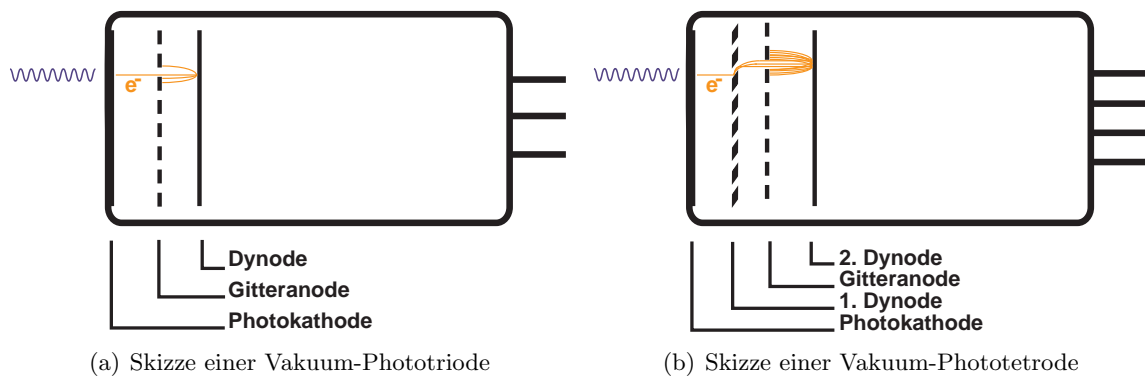


Abbildung 4.12: Funktionsweise von Vakuumphotoröhren.

Das aus dem Szintillationsprozess stammende Photon trifft auf das aus Cäsium-Kalium bestehende Kathodenmaterial, wo es, sofern die Energie größer als die Austrittsarbeit eines Elektrons ist, das Photoelektron auslöst. Die Wahrscheinlichkeit, dass dies geschieht, heißt Quanteneffizienz und liegt für Cäsium-Kalium Kathoden bei 20-25 %. Wegen des positiveren Potenzials von Gitteranode und Dynode werden die Photoelektronen in diese Richtung beschleunigt und fliegen im Idealfall durch ein Loch des Anodengitters, treffen auf die massive Dynode und schlagen dort Sekundärelektronen aus. Diese Elektronen werden vom positiveren Anodengitter angezogen und erzeugen beim Auftreffen ein Signal. Sekundärelektronen,

<sup>4</sup>Beispielhafter Wert für einen Phillips XP2020 Photomultiplier



die durch ein Gitterloch fliegen, werden durch das elektrische Feld zwischen Anode und Kathode abgebremst und wieder Richtung Gitteranode beschleunigt. Die Verstärkung einer solchen VPT (Hamamatsu R11375-MOD3) liegt im Mittel bei  $G=8$  und ist damit einige Größenordnungen kleiner als die eines Photomultipliers.

Um eine höhere Verstärkung zu erhalten und dennoch einen Betrieb innerhalb eines Magnetfeldes zu gewährleisten, wurden Vakuum-Phototetroden entwickelt, die, wie in Abbildung 4.12 (b) dargestellt, zwischen Kathode und Gitteranode eine Gitterdynode zur Elektronenvervielfachung besitzen. Mit Hilfe der weiteren Dynode sind Verstärkungen von bis zu  $G=60$  möglich. Für den Einsatz im  $\overline{\text{PANDA-EMC}}$  stehen jeweils ein Modell des russischen Herstellers Research Institute Electron (RIE) und der Firma Hamamatsu Photonics Typ R11375-MOD zur Auswahl.

Vakuumphtoröhren sind im Gegensatz zu Avalanche-Photodioden auch für den Einsatz in stark strahlenbelasteten Regionen geeignet, sofern der Glaskörper aus einem speziellen, strahlenbeständigen Quarzglas gefertigt ist. Die Verstärkung ist nicht temperaturabhängig und der Dunkelstrom ist vernachlässigbar klein. Innerhalb eines Magnetfeldes zeigen sie hingegen eine von der Stärke und Richtung des Magnetfeldes abhängige Verstärkung. So sinkt die Verstärkung im wesentlichen mit steigendem Magnetfeld sowie bei einer Vergrößerung des Winkels zwischen Magnetfeld und dem elektrischen Feld in der VPT(T). Daher sind die Photoröhren für den Fassbereich des Elektromagnetischen Kalorimeters vollkommen ungeeignet, da hier, bei einem Winkel von  $90^\circ$  zwischen B- und E-Feld, die Photoelektronen direkt auf die Aussenwand der Röhre abgelenkt werden. Für Winkel  $<20^\circ$  sinkt die Verstärkung von Hamamatsu VPTs um maximal 8 % und für VPTTs um 40-50 % [67, 68]. Trotz dieses starken Abfalls der Verstärkung ist die effektive Verstärkung der Tetroden noch deutlich größer als die der Trioden; eine Verstärkung von  $G > 150$ , wie bei den APDs, kann aber nicht erreicht werden. Wichtiger als die Verstärkung ist das Produkt aus Quanteneffizienz und Verstärkung, so dass der Abstand zwischen VPTTs und APDs noch weiter anwächst.

### 4.2.3 Anforderungen an das $\overline{\text{PANDA-EMC}}$

Die Anforderungen an das elektromagnetische Kalorimeter in Bezug auf die Orts-, Zeit-, und Energieauflösung sowie die Rekonstruktionseffizienz von Elektronen, Positronen und Photonen ergeben sich aus dem breit aufgestellten Physikprogramm. So steht am Ende der Zerfallskette von schweren Mesonen meist ein leichtes Meson wie zum Beispiel das  $\pi^0$  oder das  $\eta$ , die anschließend in zwei Photonen zerfallen. Von diesen Photonen sollte möglichst keins undetektiert bleiben, um die Effizienz der Rekonstruktion nicht zu verschlechtern und eine Fehlinterpretation der Ereignisse zu vermeiden. Aus diesem Grund besitzt das elektromagnetische Kalorimeter eine Raumwinkelabdeckung von 93,4 %, wobei sich die Lücken auf den rückwärtigen Bereich nahe des Strahlrohrs und den Durchführungen des Targets im Fassbereich beschränken. Der Vorwärtsbereich, der, bedingt durch den Lorentz-Boost, bevorzugt getroffen wird, ist durch die Biegung des Strahlrohrs im Dipol auch unter kleinsten Winkeln komplett abgedeckt. Darüber hinaus zeigen die Kristalle des Targetspektrometers auf einen Punkt, der nicht dem Wechselwirkungspunkt entspricht, so dass keine Photonen durch die Haltestruktur der Kristalle undetektiert das Kalorimeter durchfliegen können. Damit niederenergetische Photonen detektiert werden können, muss die untere Energieschwelle möglichst klein sein. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen von  $\pi^0$ -Zerfällen, dargestellt in Abbildung 4.13 (a), wurde eine untere Schwelle von  $E_{thresh} = 10 \text{ MeV}$  als Zielmarke festgelegt, so dass maximal 1 % aller Photonen verloren geht. Ein Wert von  $E_{thresh} \leq 20 \text{ MeV}$  ist Voraussetzung,

um das Physikprogramm abarbeiten zu können. Aus diesen Energieschwellen, die für ein Cluster aus mehreren Kristallen gelten, ergibt sich eine Einzelkristallschwelle von  $E_{xtl} = 3(6)$  MeV sowie ein maximales Detektorrauschen von  $\sigma_{noise} = 1(2)$  MeV. Essentiell zum Erreichen dieser Werte mit dem Szintillatormaterial Bleiwolframat ist der Betrieb bei  $-25^\circ\text{C}$ , der eine um den Faktor 4 höhere Lichtausbeute als bei Raumtemperatur bedeutet. [52]

Die optimale Größe der Bleiwolframatkristalle ergibt sich neben dem Molière-Radius aus dem Zerfall eines  $\pi^0$  in zwei Photonen. Betrachtet man diesen Zerfall kinematisch, so fliegen die beiden Photonen aus einem ruhenden Pion in exakt gegenüberliegende Richtungen, der Öffnungswinkel beträgt somit  $180^\circ$ . Für Pionen mit maximalem Impuls hingegen beträgt der minimale Öffnungswinkel nur etwa  $0,5^\circ$ , dargestellt in Abbildung 4.13 (b), was an der Vorwärtsendkappe einem Abstand von ca. 26 mm entspricht. Die Kantenlänge an der Frontseite der Kristalle, deren Bemaßung in Abbildung 4.14 (a) zu sehen ist, wurde mit 24,4 mm beziehungsweise  $0,47^\circ$  hinreichend klein gewählt. [52]

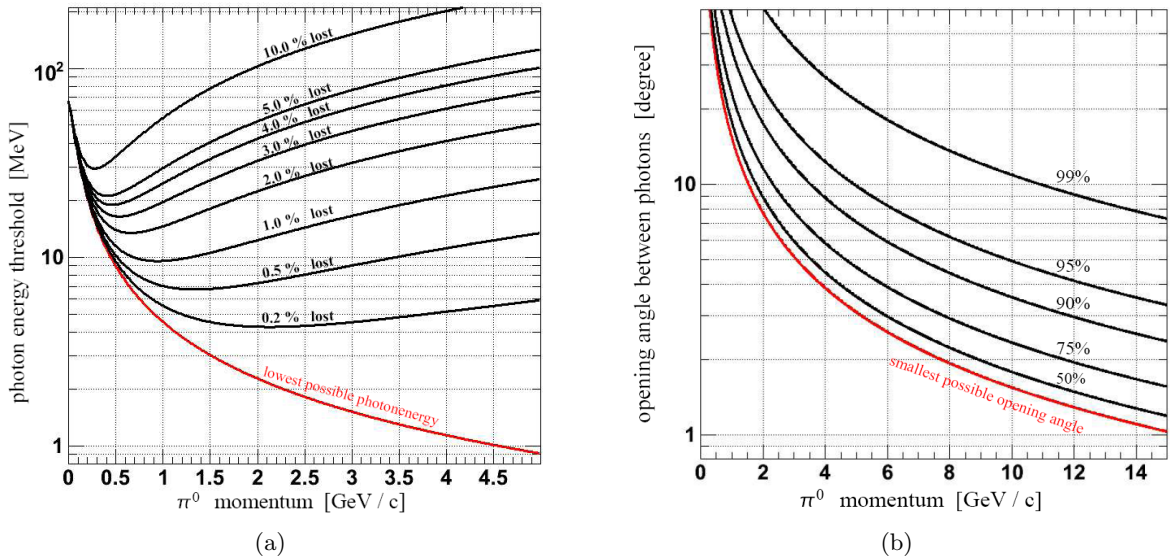


Abbildung 4.13: (a) Verlust an  $\pi^0$  als Funktion der Energieschwelle [52]  
 (b) Öffnungswinkel der Photonen aus einem  $\pi^0$ -Zerfall als Funktion des Pionimpulses. [52]

Eine gute Energieauflösung ist für eine präzise E/p Bestimmung sowie eine untergrundfreie Erkennung leichter Mesonen ( $\pi^0$ ,  $\eta$ ) unumgänglich. Gestützt durch Simulationen wird für das elektromagnetische Kalorimeter folgende minimale Energieauflösung gefordert:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 1\% \oplus \frac{2\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \quad (4.3)$$

Die gesamten Anforderungen müssen im gegebenen Umfeld des PANDA-Detektors erreicht werden, so dass zum Beispiel das 2 T Magnetfeld, die Auswahl der möglichen Photodetektoren stark einschränkt. Darüber hinaus werden bei Verwendung des Cluster-Jet-Targets Einzelkristallraten von bis zu  $10^6$  1/s erwartet, die beim Pellet-Target kurzzeitig auch doppelt so hoch ausfallen können. Die erwartete Ratenbelastung der Vorwärtsendkappe ist in Abbildung 4.14 (b) dargestellt. Diese Raten müssen von der Ausleselektronik verarbeitet werden

können, ohne dass eine Überlagerung zweier aufeinanderfolgender Signale (Pile-up) auftritt. Eine hohe Teilchenrate bedeutet gleichzeitig auch eine hohe Strahlendosis (für die innersten Vorwärtsendkappenkristalle 125 Gy pro Jahr, bei 5000 Betriebsstunden), der die Bleiwolframatkristalle, Photodetektoren und Ausleseelektronik ausgesetzt sind. [52]

Die Kalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters muss deutlich präziser als die geforderte Energieauflösung sein; ihre Berechnung muss aufgrund des Online-Trigger-Konzepts direkt im Anschluss eines Runs geschehen. Dies erfolgt durch eine zeitnahe ständige Rekonstruktion von  $\pi^0$ , die in zwei Photonen zerfallen, weil die neutralen Pionen häufig produziert werden, ihre Masse und geringe Breite sehr gut bekannt sind und die  $\pi^0$  in einem großen Impulsbereich entstehen und damit ein großes Energiespektrum abdecken. [52] [69]

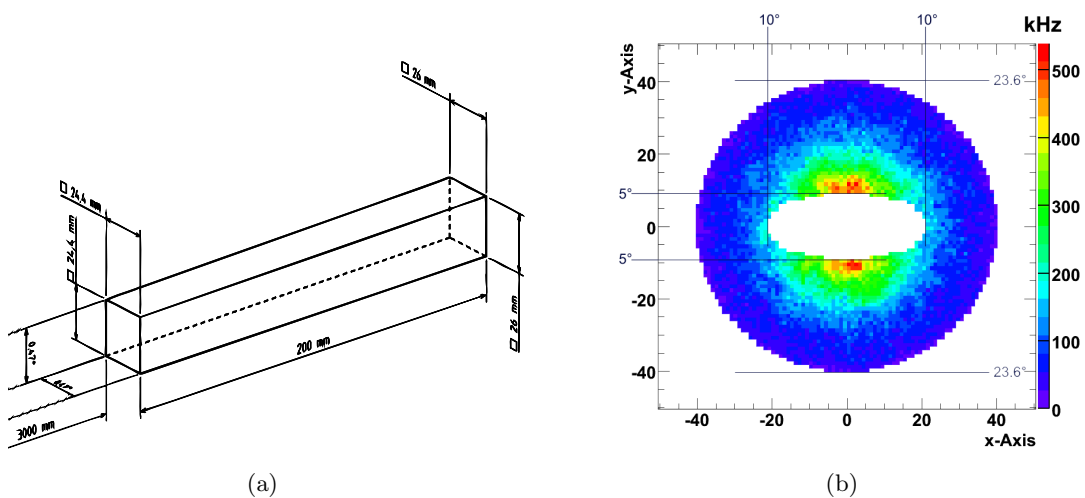


Abbildung 4.14: (a) Geometrie eines Vorwärtsendkappenkristalls [52]  
(b) Einzelkristallraten in der Vorwärtsendkappe nach EMC-TDR [52]

#### 4.2.4 Aufbau des $\overline{\text{PANDA}}$ -EMC im Targetspektrometer

Das elektromagnetische Kalorimeter ist in drei Teile, einem Fass mit zwei Endkappen, unterteilt und verwendet Bleiwolframat (kurz: PWO,  $\text{PbWO}_4$ ) als Szintillatormaterial. Die einzelnen Teile sind in Abbildung 4.15 dargestellt und deren Kenndaten in Tabelle 4.3 aufgelistet. Die Rückwärtsendkappe besteht aus nur 528 PWO-Kristallen, die alle die gleiche Form haben und mit Hilfe von Hüllen aus Kohlefaser (Kohlefaseralveole) von einer Aluminiumplatte gehalten werden. Durch das innere Loch führen neben dem Strahlrohr alle für die Trackingdetektoren benötigten Versorgungsleitungen für Strom und Kühlung sowie die Signalleitungen. Dieses Loch ist für den Großteil der Lücke in der Raumwinkelabdeckung verantwortlich, aber auch am wenigsten kritisch, da nur wenige Teilchen in den rückwärtigen Bereich fliegen werden.

Das Fass des elektromagnetischen Kalorimeters wird aus 16 identischen Streifen mit jeweils 710 Kristallen zusammengesetzt. Alle Kristalle zeigen auf einen, um 37 mm zum Wechselwirkungspunkt verschobenen Punkt, damit keine Teilchen undetektiert durch die Haltestruktur, ebenfalls aus Kohlefaser, fliegen können. Aus diesem Grund werden in jedem Streifen 11 unterschiedliche Kristallgeometrien verbaut. Die einzigen Akzeptanzlücken im Fassbereich befinden

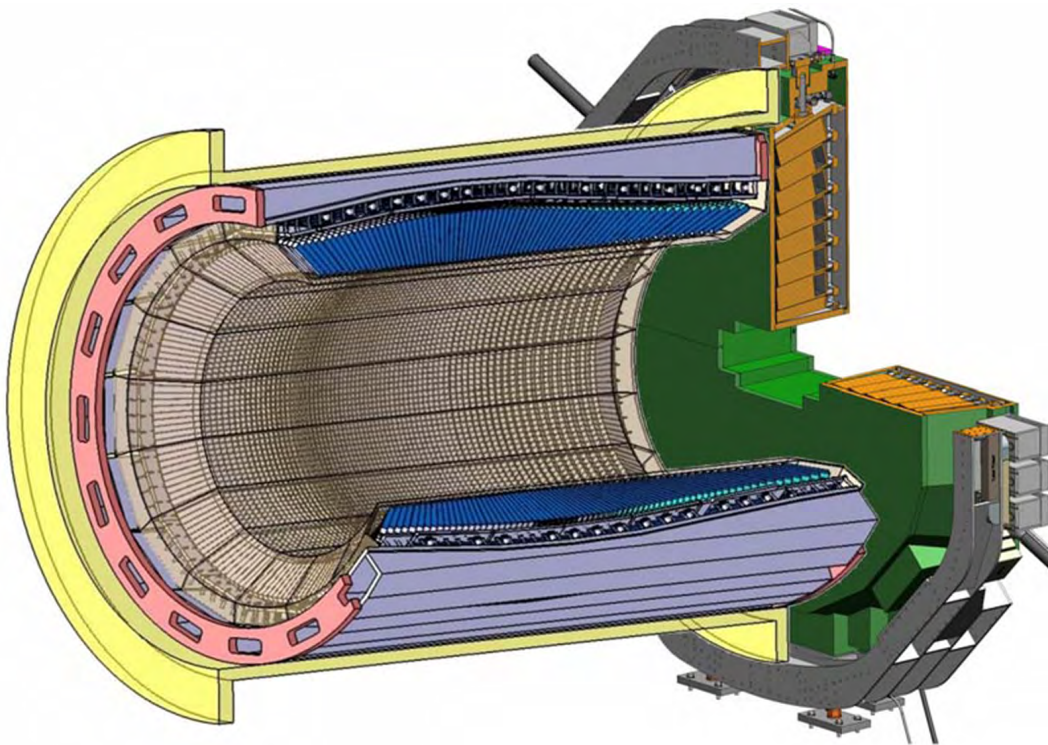


Abbildung 4.15: Das elektromagnetische Kalorimeter mit Barrel und Vorwärtsendkappe [52]

	Vorwärtsendkappe	Fass	Rückwärtsendkappe
Anzahl der Kristalle	3856	11360	528
Winkelbereich	5° vertikal - 23,6° 10° horizontal - 23,6°	22°-140°	151,4°-169,7°
Entfernung von der Achse	-	2,5 m	-
Entfernung vom Target	2,05 m	-	0,55 m
Innenradius	0,18 m	0,57 m	0,10 m
Außenradius	0,92 m	0,94 m	0,30 m
Energiebereich: 10(20) MeV-	14,6 m	7,3 GeV	0,7 GeV
erwartete Dosisleistung gy/a	125	7	0,15

Tabelle 4.3: Kenndaten der drei EMC-Teile des Targetspektrometers [52]

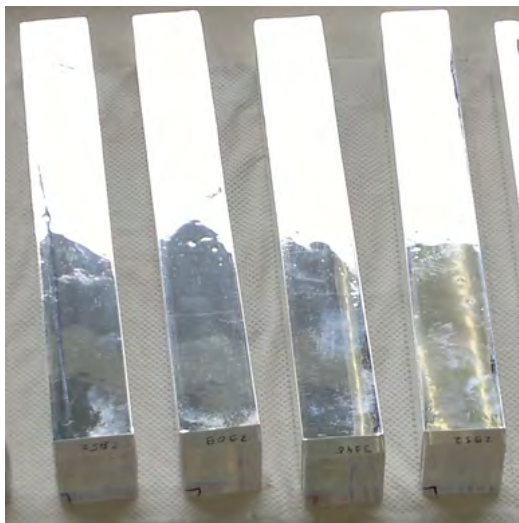
sich an den Zu- und Abflussdurchführungen für das Target.

Die Vorwärtsendkappe ist ähnlich wie die Rückwärtsendkappe aufgebaut. Eine rückwärtige Aluminiumplatte dient zur Halterung der mit den Kristallen und Auslesedektoren gefüllten Kohlefaseralveolen, sogenannte Subunits, deren Auf- und Zusammenbau in Kapitel 4.3 genau erklärt wird. Für die gesamte Abdeckung des Vorwärtsbereiches kommen zwei unterschiedliche Subunits zum Einsatz, die mit jeweils 16 oder 8 gleich geformten Kristallen bestückt sind. Die Materialbelegung im mittigen Loch ist so gering wie möglich zu halten, um die Akzeptanz

der im Vorwärtsspektrometer befindlichen Detektoren nicht zu verringern.

Von den in Kapitel 4.2.2 vorgestellten Photodetektoren wurden für den Einsatz in der Rückwärtsendkappe Avalanche-Photodioden ausgewählt. Sie besitzen eine deutlich höhere Verstärkung und Quanteneffizienz, und die negativen Eigenschaften, wie zum Beispiel die fehlende Strahlenhärte, fallen in diesem Bereich kaum auf. Im Fassbereich können aufgrund des Winkels zwischen Magnetfeld und E-Feld von Vakuumphotoröhren von fast  $90^\circ$  ausschließlich Avalanche-Photodioden zum Einsatz kommen. Im inneren Teil der Vorwärtsendkappe sind aufgrund der Strahlen- und Ratenbeständigkeit Vakuum-Phototetroden vorgesehen, während im äußeren Bereich auch APDs zum Einsatz kommen können.

Alle eingebauten Bleiwolframatkristalle werden zur weiteren Erhöhung der Lichtausbeute mit einer Spiegelfolie ummantelt, so dass auch Photonen, die unter einem kleineren als dem kritischen Winkel der Totalreflexion  $\theta_c = 27^\circ$  auf den Kristallrand treffen, reflektiert und dann detektiert werden können. Mit dieser speziellen Spiegelfolie kann die Lichtausbeute um einen Faktor 2,3 erhöht werden [70]. Die bereits erwähnte Kühlung des Kalorimeters auf  $-25^\circ\text{C}$  stellt eine Herausforderung dar, die es in bisherigen Teilchendetektoren noch nicht gegeben hat. Die Temperaturen werden mit eigens für diesen Zweck entwickelten ultradünnen Temperatursensoren, die zwischen den Kristallen fixiert sind, überwacht. Zur genauen Energiebestimmung ist, insbesondere beim Einsatz von temperatursensitiven APDs, eine gute Temperaturstabilität von  $< 0,1^\circ\text{C}$  und aufgrund der temperaturabhängigen Lichtausbeute von PWO ein maximaler Temperaturgradient über der gesamten Kristalllänge von  $< 2^\circ\text{C}$  erforderlich. Zusätzlich ist durch ständiges Spülen des kalten Volumens mit trockener Luft beziehungsweise Stickstoff die Luftfeuchtigkeit niedrig zu halten, um Eisbildung, die die Elektronik zerstört oder die Lichtausbeute senkt, zu vermeiden [71, 67].



(a)



(b)

Abbildung 4.16: (a) Mit Spiegelfolie ummantelte PWO-Kristalle

(b)  $100\ \mu\text{m}$  dünner Temperatursensor aus auf Kaptonfolie gewickeltem Platindraht



#### 4.2.5 Aufbau einer Subunit für die Vorwärtsendkappe

Für die Befestigung der jeweils etwa 1,1 kg schweren Kristalle ist eine Haltestruktur notwendig, die diese zuverlässig in Position hält und dabei eine möglichst geringe Materialbelegung besitzt, um nicht detektierbare Energieverluste von Teilchen zu minimieren. Materialien, die diese Eigenschaften erfüllen, sind Kohlefaserverbundwerkstoffe. Aus diesen werden pyramidal zulaufende Alveolen mit  $180\ \mu\text{m}$  dünnen Wänden geformt, die jeweils 16 oder 8 Kristalle zu einer Einheit zusammenschließen (siehe Abbildung 4.17). Zur genauen Positionierung der Kristalle werden die Alveolen an der Frontseite mit Stoppern verschlossen, wobei sich eine vollflächige Lösung gegenüber einem ausschließlich in einer Ecke befindlichen Stopper durchgesetzt hat.

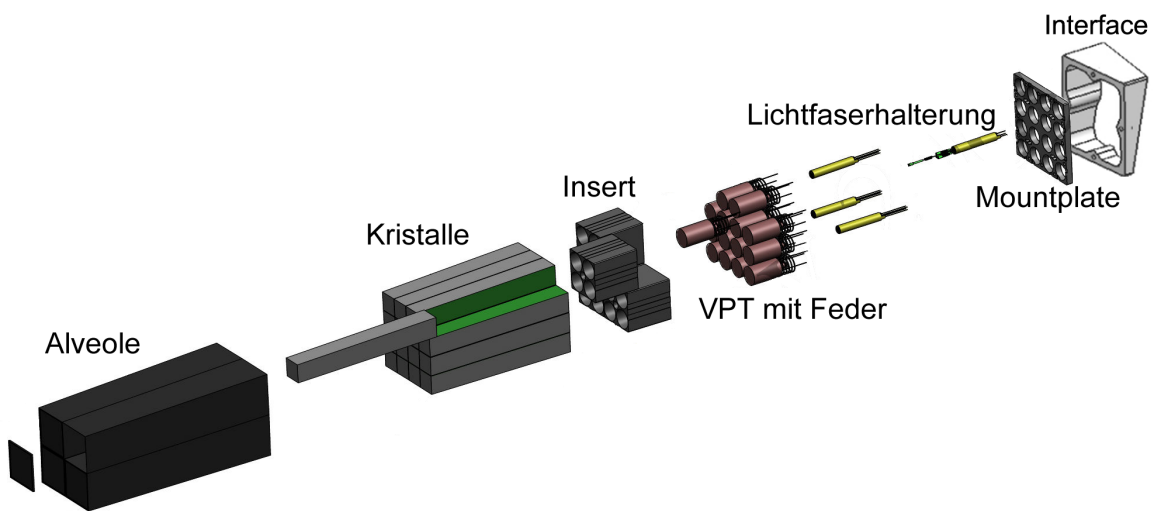


Abbildung 4.17: Bestandteile einer Subunit

Von der anderen Seite werden 4(2) Inserts aus Aluminium, die die Halterung für die Photodetektoreinheiten bilden, in die Alveolen geklebt und auf diese Weise die Kristalle in allen Dimensionen fixiert. Ein Insert besitzt fünf Löcher, wobei vier mit einem Durchmesser von jeweils  $25,2\ \text{mm}$  für die Ausleseeinheiten vorgesehen sind. Die Form dieser Löcher ist so ausgelegt, dass sie sowohl für APDs als auch für VPT(T)s gleichermaßen geeignet sind. Im mittigen Loch werden Lichtfaserhülsen gehalten, die das Licht eines Lichtpulsers in die Szintillationskristalle einkoppeln. Nuten an den Aussenseiten der Inserts dienen der Kabeldurchführung für die in Abbildung 4.16 dargestellten Temperatursensoren.

Die Inserts werden gemeinsam an eine Aluminiumplatte (Mountplate) geschraubt, deren 16 Löcher für die Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten einen um  $1\ \text{mm}$  kleineren Durchmesser haben. Dieser Rand bietet die Option, die Photodetektoren mit Hilfe einer Feder an die Kristalle zu pressen und auf diese Weise für eine stabile optische Kopplung zu sorgen. Des Weiteren befindet sich an der Rückseite der Mountplate eine Gewindestange zur Zusammenführung der elektrischen Massen der verbauten Vorverstärker.

Das Ausrichten der Subunit an der rückwärtigen Haltestruktur (Backplate) der Vorwärtsendkappe übernimmt ein zwischen Mountplate und Backplate verschraubtes Winkelstück (Interface).

### 4.2.6 Die Auslekette

Das im Bleiwolframat entstehende Szintillationslicht wird vom Photodetektor erfasst und in einen verstärkten Ladungsimpuls umgewandelt. Er wird von einem speziell für das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Kalorimeter entwickelten ladungsintegrierenden Vorverstärker aufgenommen. Zu den Besonderheiten des Vorverstärkers zählt eine geringe Leistungsaufnahme, die essentiell für den Betrieb im auf  $-25^\circ\text{C}$  gekühlten Bereich ist, sowie eine rauscharme Verstärkung kleinster Ladungen. Auf dem Vorverstärker ist ein RC-Glied zur Filterung der Hochspannung integriert und im Fall von Vakuum-Photoröhren ein zusätzlicher passiver Spannungsteiler, um die Kathode, Anode sowie die Dynode(n) mit der entsprechenden Spannung zu versorgen. Der Spannungsteiler ist zur Senkung der Verlustleistung aus  $10\text{ M}\Omega$  Widerständen aufgebaut, der - je nach Röhrentyp - bei einer Versorgungsspannung von  $750\text{ V}$ - $1200\text{ V}$  eine thermische Verlustleistung von  $15\text{ mW}$ - $25\text{ mW}$  pro Röhre erzeugt. Das Signal der auf positiver Hochspannung gelegenen Anode wird über einen Koppelkondensator in die rauscharme Eingangsstufe (J-FET-Transistor BF862) des Vorverstärkers gekoppelt. Die Verstärkung findet in einem stromrückgekoppelten Operationsverstärker (AD8011AR) mit niedriger Leistungsaufnahme statt, der die Eingangsladung in einen Spannungsimpuls mit schnellem Anstieg und langsamer Abklingzeit ( $10\ \mu\text{s}$ ) wandelt.

Das Signal verlässt den Vorverstärker mit einer Impedanz von  $50\ \Omega$  und wird mittels dünner Koaxialkabel beziehungsweise Platinen vom gekühlten Bereich ins Warme transportiert. Dort wird das Signal von einem Signalformer (Shaper) mit 3 Integrationsstufen zu einem schnellen Signal mit kurzer Abklingzeit geformt. Zur Vermeidung von Signalüberlagerungen (Pile-Up) sollte der Shaper eine Integrationszeit von maximal  $100\text{ ns}$  besitzen. Um die Kosten des anschließenden ADCs (Analog-Digital-Wandler) zu senken und gleichzeitig den gesamten Energiebereich von  $10\text{ MeV}$ - $15\text{ GeV}$  mit der erforderlichen Auflösung abzudecken, besitzt der Shaper zwei Ausgänge mit verschiedenen Verstärkungswerten. Der unverstärkte Ausgang des Shapers (1x) wird Signale oberhalb von  $\approx 1\text{ GeV}$  abdecken, und der 16-fach verstärkte Ausgang wird Signale für den niedrigen Energiebereich liefern.

Über Glasfaserkabel werden die digitalisierten Signale aus dem Detektor geleitet und dort von der DAQ verarbeitet.

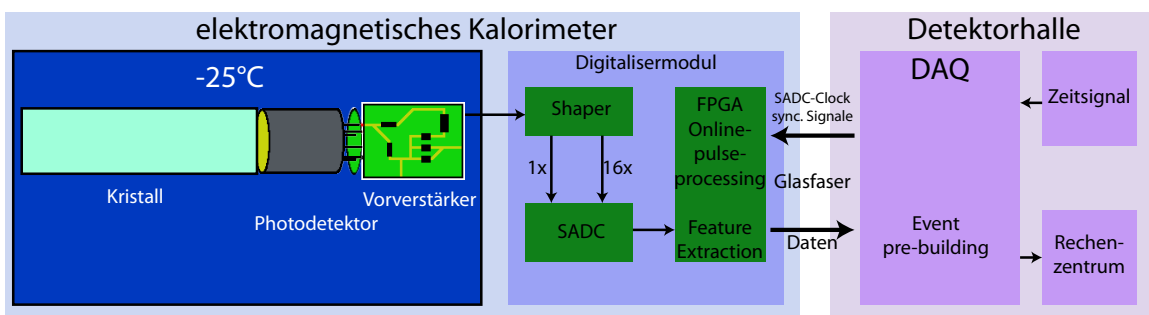


Abbildung 4.18: Auslekette des  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -EMC

### 4.3 Entwicklung von Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten

Im Folgenden wird die Entwicklung und Montage der Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten, wie sie im Prototypen der Vorwärtsendkappe montiert sind und im PANDA-Detektor verbaut werden, vorgestellt. Die dabei aufgetretenen Probleme sowie die Lösungswege werden erläutert.

#### 4.3.1 Vakuum-Phototrioden/-tetroden-Vorverstärker-Einheiten

Erste Tests zum Aufbau eines Auslesekanals aus Vakuumphototriode und Vorverstärker werden in der Masterarbeit [67] erläutert. Zum Einsatz kommt dabei eine Vakuumphototriode der Firma Hamamatsu, R2148MOD, deren Besonderheit eine Aussenhülle aus Metall ist (siehe Tabelle 4.4) und die daher in der Länge besonders kurz gebaut werden kann. Der Vorverstärker SP883c [72], entwickelt an der Universität Basel, kann auf die Rückseite der Phototriode an die Anschlusspins für Anode, Dynode und Kathode gesteckt werden (siehe Abbildung 4.19 (b) Oben). Auf der  $18 \times 48 \times 0,8 \text{ mm}^3$  großen Vorverstärkerplatine befindet sich neben der verstärkenden Einheit ein Spannungsteiler, der die Hochspannung auf die für die Anode und Dynode benötigte Spannung teilt, sowie eine Filterschaltung für die Hoch- und Niederspannung. Die zusammengebaute Einheit aus 30 mm langer Triode und 48 mm langem Vorverstärker kann passgenau in das 61 mm lange Insert eingesetzt werden. Der überstehende Teil wird durch eine 8 mm dicke Mountplate und dem Winkelstück, das an der schmalsten Stelle 12,5 mm misst, aufgenommen. Der für die Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten zur Verfügung stehende Platz ist in Abbildung 4.19 (a) dargestellt.

Nach den Tests der R2148MOD Trioden im Magnetfeld [67] wurde in Zusammenarbeit mit Hamamatsu entschieden, das Mantelgehäuse aus Quarzglas statt Metall zu fertigen, wie es für die meisten Photoelektronenvervielfacher üblich ist. Die neue Bauart hat im Inneren den gleichen Aufbau und dadurch die gleichen Verstärkungswerte, wie die vorherige Bauform. Der Nachteil dieser Röhren mit Glasmantel ist ihre Länge, die mit 40 mm sowie zusätzlichen 13 mm für den Pumpstutzen zum Erzeugen des Vakuums deutlich länger sind. Mit der oben beschriebenen Vorverstärker Version SP883c sind sie zu groß für das kompakte elektromagnetische Kalorimeter.

Aus diesem Grund wurde eine neue Version des Vorverstärkers, SP883d [72], entwickelt, bei

	Ham. R2148MOD	Ham. R11375MOD3	Ham. R11375MOD	RIE Tetrode
Typ:	Triode	Triode	Tetrode	Tetrode
Material:	Metall	Quarzglas	Quarzglas	Quarzglas
Länge:	30 mm	40+13 mm	40+13 mm	46 mm
Durchmesser:	24 mm	24 mm	24 mm	23 mm
Verstärkung $G$ :	8	8	$20 \leq G \leq 60$	$30 \leq G \leq 45$
Betriebsspannung:	750 V	750 V	750 V	1200 V
Photokathode:	K-Cs	K-Cs	K-Cs	Sb-K-Cs
Quanteneffizienz $\eta$ :	0,23	0,23	0,23	$\geq 0,15$
$\eta \cdot G$ :	$\approx 2$	$\approx 2$	$\geq 4,5$	$\geq 4,5$

Tabelle 4.4: Parameter der verwendeten Vakuumphotoröhren



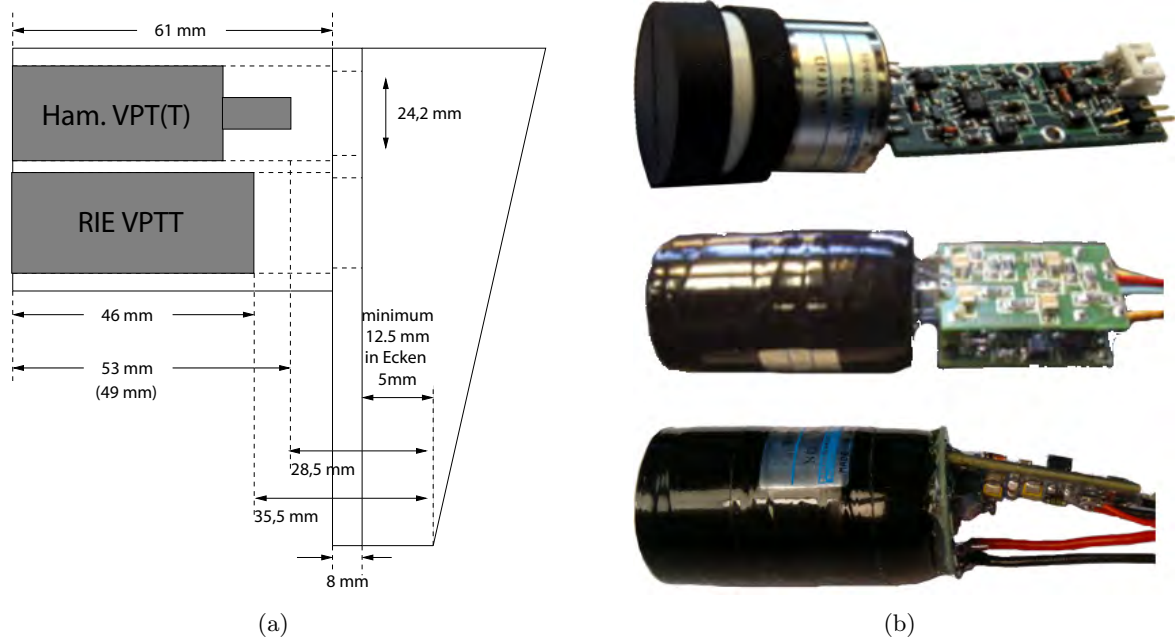


Abbildung 4.19: (a) Platzverhältnisse in einer Subunit.

(b) Unterschiedliche Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten.

Oben: R2148MOD mit langem Vorverstärker.

Mitte: R11375MOD3 mit 2 Platinen in Sandwichbauweise.

Unten: R11375MOD3 mit runder Spannungsteilerplatine und SP883d.

dem die elektrischen Bauteile auf zwei kleinere Platinen  $18 \times 28 \times 0,8 \text{ mm}^3$  aufgeteilt und durch 4 Kontakte in den Ecken miteinander mechanisch und elektrisch verbunden sind. Auf einer Platine ist die HochspannungsfILTER- und Teilerschaltung implementiert, während sich der eigentliche Verstärker und die NiederspannungsfILTERung auf den beiden Seiten der zweiten Platine befinden. Der Abstand zwischen den Platinen kann variabel gestaltet werden, so dass der Pumpstutzen zwischen den Platinen liegen und mit dieser Bauart 10 mm in der Länge gewonnen werden kann. Eine Photodetektor-Vorverstärker-Einheit befindet sich in der Mitte von Abbildung 4.19 (b). Der Vorverstärker und insbesondere der Spannungsteiler kann in dieser Version alle in Tabelle 4.4 gelisteten Vakuum-Phototrioden auslesen.

Zur Verbesserung der Leistungsfähigkeit des elektromagnetischen Kalorimeters kommen neben den Vakuum-Phototrioden auch die bereits in Kapitel 4.2.2 erwähnten Vakuum-Phototetroden in Frage. Die von der Firma Hamamatsu Photonics für das PANDA-Kalorimeter entwickelten VPTTs besitzen die gleichen Dimensionen und das gleiche Kathodenmaterial wie die Trioden, jedoch eine um den Faktor 3-7 größere Verstärkung (vgl. Tabelle 4.4). Sowohl für die Trioden als auch für die Tetroden von Hamamatsu existiert eine neue, runde Version der Spannungsteilerplatine, die mit gleichem Durchmesser wie die Röhren und einem Loch in der Mitte für den Pumpstutzen auf die Anschlusspins der Vakuumröhre gesetzt werden kann, dargestellt in Abbildung 4.19 (b) unten. Dies reduziert den mechanischen Stress auf die Pins und vereinfacht die Fertigung.

Der Hersteller der Vakuum-Phototrioden für das CMS-Experiment, Research Institute Electron aus Russland, entwickelte ebenfalls speziell für den Einsatz in der Vorwärtsendkappe

geeignete Tetroden. Sie sind inklusive starrer Anschlusspins und Pumpstutzen 46 mm lang. Die Vorverstärker Typ SP883d können in diesem Fall nicht um den Pumpstutzen herum angebracht werden und auch die Benutzung des oben erwähnten runden Spannungsteilers ist nicht möglich, allerdings aus Platzgründen auch nicht erforderlich, siehe Skizze 4.19 (a).

Für den Prototypen der Vorwärtsendkappe (siehe Kapitel 4.4.1) wurden rund 100 der beschriebenen Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten (PV-Einheiten) mit verschiedenen Kombinationen aus Photodetektor und Vorverstärker gebaut, so dass diese auf ihre Tauglichkeit hin getestet und Fehlerquellen eliminiert werden konnten.

So konnte zum Beispiel das Verbiegen der elastischen Drähte (Pins) mit der neuen runden Spannungsteilerplatine vermieden werden. Dadurch wird kein mechanischer Stress auf die aus dem Glas kommenden Drähte ausgeübt und ein möglicher Vakuumverlust im Glaskolben ist ausgeschlossen. Nach Absprache mit Entwicklungsingenieuren von Hamamatsu soll zwischen Röhre und Platine ein wenige Millimeter dünner Abstandshalter, zum Beispiel aus PVC, angebracht werden, so dass die Drähte an der Durchführung keinen hohen Temperaturen ausgesetzt sind, wenn sie an den Vorverstärker gelötet werden.

Verbindungen zwischen den Röhren und dem Vorverstärker, die wie im Falle der RIE Tetroden über Kabel hergestellt werden, sind sehr gut elektrisch zu isolieren, da schon kleinste nicht sichtbare Überschlüge mit wenigen Elektronen für Störsignale am ladungsempfindlichen Vorverstärker sorgen.

Als weitere Fehlerquelle konnten Verschmutzungen auf Platinen ausgemacht werden. Zu den Verschmutzungen zählen salz- und fetthaltige Ablagerungen von Fingerabdrücken beziehungsweise Flussmittelrückstände, die während der Lötvorgänge auf der Platine entstehen. Aufgrund der sehr kompakten Bauweise fließen durch wenige Millimeter voneinander getrennte Leiterbahnen elektrische Ströme mit Spannungsdifferenzen von mehreren 100 V. Das Rauschniveau des Vorverstärkers liegt je nach Kapazität des Photodetektors zwischen 500 und 2000 Elektronen, so dass kleinste Kriechströme das Ausgangssignal empfindlich stören können. Aus diesem Grund sind bei der Montage zwingend Handschuhe zu tragen und nach dem Verbinden von Photodetektor und Vorverstärker insbesondere der Spannungsteiler mit einem Lösungsmittel für Leiterplatten zu reinigen. Eine abschließende Lackschicht bewahrt die Leiterbahnen vor neuen Verschmutzungen. Eine Fehlerquelle, die die gleichen Störsignale liefert, ist ein nicht genau auf dem Lötpad verlöteter Koppelkondensator. Dieser koppelt die sekundären Elektronen aus der auf Hochspannung liegenden Anode aus; hier können bei nicht exakter Verlotung Kriechströme um den 3,2 mm kleinen Kondensator herum fließen und das Anodensignal beeinflussen.

Zusammengesetzte PV-Einheiten werden während dieses Prozessschritts in einem Teststand mit Hoch- und Niederspannung versorgt und das Signal am Oszilloskop beobachtet. Einige der fehlerhaft zusammengebauten Einheiten zeigen scheinbar zufällige, positive wie auch negative Signale, die in willkürlichen Zeitabständen mit unterschiedlicher Amplitude und Abklingzeit erscheinen. Diese Störsignale sind meist abhängig von der angelegten Hochspannung und deuten somit auf beschmutzte oder fehlerhafte Stellen am Spannungsteiler hin. Eine Einheit, die bei einer Betriebsspannung von 750 V einwandfrei funktioniert, kann bei der maximal zugelassenen Betriebsspannung von 1000 V die beschriebenen Störungen verursachen. Die Erhöhung der Betriebsspannung von 750 V auf 1000 V erhöht die Verstärkung um etwa 15 %. Andere Einheiten wiederum zeigen Signale, die denen aus einem Lichtpuls sehr stark ähneln, was auf Kriechströme im Koppelkondensator hindeutet, die in unregelmäßigen Abständen Ladung in den Vorverstärker einkoppeln. Der Ausschuss bei erstmals zusammengebauten Tetroden von RIE ist deutlich größer, da diese mit einer Hochspannung von 1200 V

betrieben werden. Im Laufe des Zusammenbaus konnte eine positive Entwicklung in der Ausbeute funktionstüchtiger Einheiten beobachtet werden, so dass die Produktion für die rund 3856 Auslesekanäle der Vorwärtsendkappe ohne großen, irreparablen Ausschuss bewerkstelligt werden kann.

Essentiell zum Erreichen der geforderten Energieschwellen ist ein niedriges Rauschniveau, und damit einhergehend eine sehr gute elektrische Schirmung des Vorverstärkers. Der Vorverstärker befindet sich innerhalb des Aluminiuminserts, das durch Verschraubungen mit der Haltekonstruktion auf der elektrischen Masse liegt. Frühere Tests zeigten [67], dass das Rauschniveau deutlich verringert werden kann, wenn die elektrische Masse des Vorverstärkers auf kürzestem Weg mit der umgebenden, elektrisch schirmenden Hülle verbunden ist. Für die Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten wurde deshalb ein Kupferrohr mit einem Innendurchmesser von 20 mm und einem Außendurchmesser von 22 mm, der etwas kleiner als der Durchmesser der Photoröhren ist, gewählt. Die dabei entstehende Stufe dient als Auflagefläche für die Feder, die die Einheit an den PWO-Kristall drücken soll. Zur mechanischen Stabilisierung wird anschließend sowohl die Photoröhre als auch das Kupferrohr mit einem breiten Streifen elektrisch leitender, selbstklebender Aluminiumfolie ummantelt (siehe Abbildung 4.20). Die elektrische Masse des Vorverstärkers wird zur optimalen Schirmung direkt mit dem Kupferrohr verbunden und anschließend über ein Kupfergeflechtband an der Mountplate befestigt, die alle 16 beziehungsweise 8 elektrischen Massen der Subunit zusammenführt.



Abbildung 4.20: VPTT-Vorverstärker-Einheit mit Schirmung aus Kupferrohr und darüber geklebtem, leitendem Aluminiumklebeband.

Zwischen Kupferrohr und Vorverstärker muss sich eine elektrisch isolierende Schicht befinden, um Kurzschlüsse der Hochspannung oder Niederspannung zu vermeiden. Dieses Problem wurde zuerst durch die Verwendung einer dickeren Plastikfolie gelöst; dabei erwies sich als nachteilig, dass das offene Ende des Zylinders, aus dem die Kabel herausgeführt werden, wegen der wenig flexiblen Folie nicht richtig verschlossen werden konnte. Abhilfe schaffte eine Folie aus Silikonelastomer, die darüber hinaus noch ein guter Wärmeleiter ist und die Abwärme des J-FETs an das Kupferrohr leitet. Allerdings wies die Folie eine erhöhte Oberflächenleitfähigkeit auf, die zu Störsignalen führten. Letztendlich kam in den im Prototypen verbauten Einheiten ein 0,2 mm dünnes Silikonelastomer zum Einsatz, welches alle oben genannten Kriterien erfüllt. Das hintere Ende des Kupferrohrs wurde, nachdem die elektrischen Kontakte mit dem Silikonelastomer verschlossen wurden, mit einem Aluminiumklebeband zur elektrischen Schirmung verschlossen. Tests zum Abschirmen der kristallseitigen Öffnung durch Ummanteln der Kristalle mit Folie aus Aluminium konnten keine Verbesserungen beim Rauschniveau liefern. Die Kabel für die Spannungsversorgungen sowie des Signals werden auf die Vorverstärkerplatinen gelötet, da aus Platzgründen keine Stecker zum Einsatz kommen können. Die Befestigung der Kabel für die Spannungsversorgung erfolgt durch das Löten der Kabel in durch die Platine gebohrte Löcher. Das Signal wird über ein Koaxialkabel mit  $50\ \Omega$  Impedanz herausgeführt,

dessen Befestigung sich bei Tests mit dem Prototypen als Fehlerquelle herausgestellt hat. Löt oder bricht die Lötstelle der feinen Schirmdrähte, hat dies großen Einfluss auf das Rauschen dieses Auslesekanals, und löst sich der Innenleiter, so ist dieser Auslesekanal verloren. Dieses Problem lässt sich unter anderem mit speziellen Hülsen lösen, die an die Kabel gekrimpt und anschließend auf die Platine gelötet werden. Alternativ kann die Schirmung an einer Öse befestigt und der Innenleiter direkt auf die Platine gelötet werden. Beide Varianten sind in Abbildung 4.21 dargestellt.

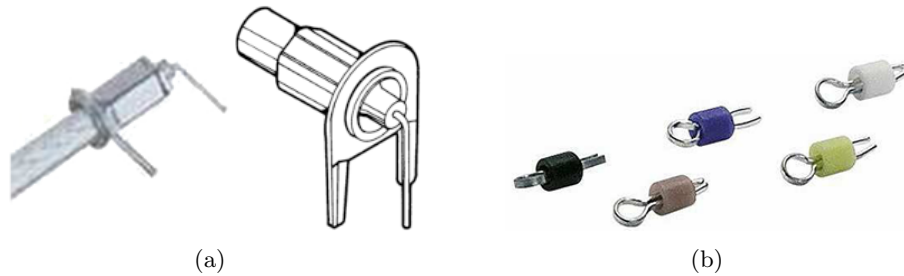


Abbildung 4.21: (a) Löthilfen für Koaxialkabel [72]  
 (b) Testpunkte, an denen der Außenleiter befestigt werden kann [72]

Eine Zugentlastung der Kabel sollte zur Reduzierung der wirkenden Kräfte angebracht werden. In den im Prototypen verbauten Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten geschieht dies durch einen speziellen Schrumpfschlauch, an dessen Innenseite sich eine Klebeschicht befindet, die sich beim Erhitzen verflüssigt und die Kabel sowie die oben erwähnte, klebende Folie aus Aluminium zur elektrischen Abschirmung zu einer Einheit verschmelzen lässt, so dass sich die Zuglast auf alle Kabel und die Folie verteilt.

Während Reparaturarbeiten für die Strahlzeit am MAMI-Beschleuniger in Mainz (siehe Kapitel 4.4.2) wurde bei einigen Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten der Vorverstärker mit einer Vergussmasse auf Silikonbasis (Elastosil RT601<sup>5</sup>) vergossen. Die Vergussmasse ist nicht elektrisch leitend und verhindert Schmutzablagerungen sowie die Bildung von Kondenswasser oder Eis auf sensiblen Bauteilen während des Betriebs bei  $-25^{\circ}\text{C}$ . In einem Versuch konnte die vergossene Einheit, wie sie in Abbildung 4.22 dargestellt ist, unter Wasser betrieben werden. Bei Einheiten mit rundem Spannungsteiler wurde das elektrisch abschirmende Kupferrohr

<sup>5</sup>ELASTOSIL RT601 A/B, ein Produkt der Wacker Chemie AG.

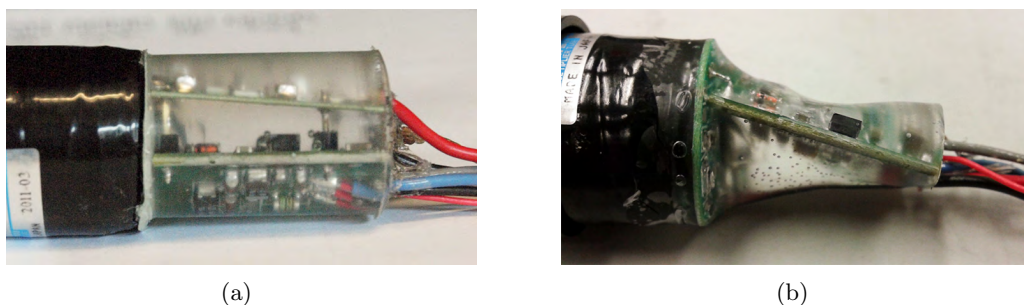


Abbildung 4.22: (a) In Elastosil vergossener Vorverstärker in Sandwichbauweise [73]  
 (b) In Elastosil vergossener Vorverstärker mit rundem Spannungsteiler [73]

durch selbstklebende, dünne Kupferfolie ersetzt, wobei sich die Performance durch diese Modifikation nicht geändert hat. Eine komplette Einheit dieser Variante ist in Abbildung 4.23 dargestellt.



Abbildung 4.23: VPTT-Vorverstärker-Einheit ummantelt mit Elastosil, Kupfer und Aluminiumklebestreifen.

#### 4.3.2 Avalanche-Photodioden-Vorverstärker-Einheit

Die Szintillatoren, deren Auslese nicht über Vakuum-Photoröhren erfolgt, werden mit zwei in Kapitel 4.2.2 vorgestellten Avalanche-Photodioden ausgelesen. Die Halterung der APDs am Kristall geschieht über eine sogenannte *Capsule*, einem aus Polyetheretherketon (PEEK) hergestelltem Rahmen, dargestellt in Abbildung 4.24 (a), der die APDs im Insert positioniert. Die Photodioden werden mit einem herkömmlichen Sekundenkleber auf Cyanacrylatbasis mit ihrer Rückseite in die Capsule geklebt und die Anschlusspins durch Löcher auf die Rückseite geführt.

Die Verwendung von zwei APDs pro Kristall hat mehrere Vorteile. So bietet sie eine Redundanz bei Ausfall einer APD oder sogar eines ADCs, falls die beiden Signale auf unterschiedliche Analog-Digital-Wandler geleitet werden. Durch Vergleichen der Signalamplituden kann der nicht zu vernachlässigende Nuclear-Counter-Effekt (vgl. Abbildung 4.11) erkannt und korrigiert oder die Energieauflösung durch die Kombination beider Signale verbessert werden. Aus Kosten- und Platzgründen wird ein Kristall jedoch nur mit einer Hochspannung versorgt, so dass die APDs für einen Kristall im Vorfeld - hinsichtlich ihrer Relation von Verstärkung zu Biasspannung - passend ausgewählt werden müssen, um die zur Verfügung stehende ADC-Eingangsspannung optimal auszunutzen. Darüber hinaus teilen sich die beiden



Abbildung 4.24: (a) Capsule für lange Vorverstärker mit Schraublöchern zur Befestigung  
(b) Capsule für kurze Vorverstärker mit quadratischer HV-Filter-Platine

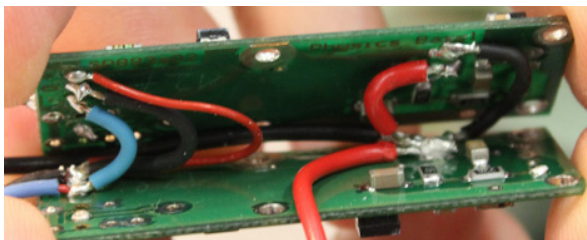


Vorverstärker auch eine Niederspannungszuführung, so dass die Hoch- und Niederspannung vom angeschlossenen Vorverstärker zum anderen weitergeleitet werden muss. Diese Verbindung ist in Abbildung 4.25 (a) zu sehen.

Die Bauhöhe einer Capsule beträgt 4 mm und ist damit deutlich geringer als die Länge der Vakuum-Photodioden, weshalb bei der Verwendung von APDs keine Platzprobleme aufgrund der Länge der PV-Einheiten auftreten. Somit stehen beide im vorherigen Kapitel vorgestellten Bauformen des Vorverstärkers zur Auswahl, die kurze  $18 \times 28 \text{ mm}^2$  und die lange  $18 \times 48 \text{ mm}^2$  Version. Die kleine Platine beherbergt auf der einen Seite den Vorverstärker und auf der anderen Seite die Filterschaltung der Niederspannungsversorgung, so dass neben den beiden Vorverstärkerplatinen für die APDs noch eine weitere hinzukommt, die das RC-Glied der Hochspannungsfilterschaltung aufnimmt. Diese ist als Quadrat mit 18 mm Kantenlänge designed und wird auf die Rückseite der Capsule geklebt, dargestellt in Abbildung 4.24 (b). In der größeren Version sitzen die Verstärkungsschaltung und die Niederspannungsfilterschaltung auf der Vorderseite, die Bauteile der Hochspannungsfilterschaltung sind auf der Rückseite platziert.

Nach umfangreichen Tests während des Zusammenbaus von Avalanche-Photodioden-Vorverstärker-Einheiten für den Prototypen der Vorwärtsendkappe, wurde die Version mit langem Vorverstärker gegenüber der kurzen bevorzugt ausgewählt. Zu den Gründen zählen eine einfachere Montage und eine stabilere Befestigung von Capsule und Vorverstärker, da sie mit Hilfe von PVC-Schrauben zusammengehalten werden.

Die elektrische Abschirmung zur Rauschunterdrückung ist äquivalent zu der bei den Vakuum-Photodioden verwendeten aufgebaut. Ein durch Silikonelastomer nach innen isoliertes Kupferrohr wird über die Vorverstärker gestülpt und mit einem Kupfergeflechtband an der elektrischen Masse des Vorverstärkers verlötet. Dieses wird zur optimalen Erdung an der Mountplate befestigt. Das offene Ende wird mit selbstklebender Aluminiumfolie verschlossen und zusammen mit den Kabeln durch den an der Innenseite klebebeschichteten Schrumpfschlauch fixiert (siehe Abbildung 4.25 (b)).



(a)



(b)

Abbildung 4.25: (a) Weiterleitung der Spannungsversorgung zwischen den Vorverstärkern [74]  
(b) Komplette APD-Vorverstärker-Einheit [74]

Die bei den VPT(T)s aufgetretenen Störsignale, verursacht durch Leckströme oder Überschlüsse, konnten bei den APDs nicht beobachtet werden, da die maximale Biasspannung der APDs mit  $\approx 350 \text{ V}$  zu niedrig ist und durch die Wahl der größeren Vorverstärkerplatine deutlich mehr Platz zur Verfügung steht.

In einigen Fällen begann der stromrückgekoppelte Vorverstärker zu schwingen, wenn er während des Betriebs auf  $-25^\circ\text{C}$  abgekühlt wurde. Die Amplitude und die Frequenz waren mit  $\approx 70 \text{ mV}$  und  $250 \text{ MHz}$  zu groß, um einen Betrieb zu ermöglichen. Behoben werden kann

dieser Effekt durch das Abschalten und, nach einigen Sekunden Wartezeit, wieder Anschalten der Niederspannungsversorgung. Zur Bekämpfung der Ursache wurde der Wert eines Kondensators in der Kompensationsschaltung verändert sowie die Abschirmung und der Querschnitt der Niederspannungszuführung verbessert beziehungsweise vergrößert, um die elektromagnetische Einkopplung von Signalen in die Spannungsversorgung zu minimieren.

### 4.3.3 Einbau der PV-Einheiten in eine Subunit

Der Zusammenbau einer Subunit beginnt mit dem Einpacken der Bleiwolframatkristalle in die Hüllen aus Spiegelfolie sowie der Anbringung der ultradünnen Temperatursensoren an ausgewählte Kristalle. Nachdem die Kristalle in der Alveole auf Position geschoben wurden, werden die Inserts von hinten auf die Kristalle geschoben und mit ein paar Tropfen Kleber an der Alveole fixiert.

Sind alle Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten für eine Subunit fertiggestellt und getestet worden, können sie nun in die Subunit eingesetzt werden. Für den Prototypen wurden für die optische Kopplung zwischen Photodetektor und Kristall sowohl optisches Gel<sup>6</sup> als auch das bereits erwähnte Elastosil benutzt. Vorteil beider Varianten ist, dass sie sich nach dem Test rückstandslos und ohne viel Kraftaufwand lösen lassen. Beim späteren Zusammenbau für das PANDA-EMC wird die optische Kopplung durch einen dauerhaften, starken Kleber<sup>7</sup> realisiert.

Nachdem die Photodetektoren, mit optischem Gel versehen, in den Inserts platziert wurden, müssen für jeden der 16 Auslesekanäle alle sechs Kabel (3x Niederspannung, 2x Hochspannung und ein Signalkabel) und das Kupferband zur elektrischen Schirmung durch die Löcher der Mountplate gefädelt werden. Im Folgenden Schritt muss die Mountplate an die in Abbildung 4.26 (a) dargestellten Inserts geschoben und mit 16 Schrauben fixiert werden. Dies stellte sich als ein schwieriger und langwieriger Schritt heraus, da sich die Federn zwischen Insert und Mountplate verklemmen können und kein Kabel eingeklemmt werden darf. Trotz der kleinen Federkonstante bedarf es beim Zusammendrücken der 16 Federn eines hohen Kraftaufwandes, der vor allem die vormals saubere Kopplung zwischen Photodetektor und Kristall, wie aus Abbildung 4.27 (a) ersichtlich, wieder zerstören konnte. Nach der Montage des Winkelstücks, wie in Abbildung 4.26 (b) dargestellt, ist die Subunit bereit für die abschließenden Funktionstests.

Vor der dritten Strahlzeit mit dem Prototypen wurden die Subunits, unter anderem wegen der teilweise schlechten Kopplung, zerlegt und neu aufgebaut. Dabei wurden die Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten mit Elastosil an die Kristalle geklebt und die Feder, die den Photodetektor auf den Kristall drücken soll, entfernt. Die Subunits ließen sich auf diese Weise deutlich einfacher mit PV-Einheiten versehen und anschließend mit der Mountplate verschrauben. Eine Alternativlösung, die Mountplate in drei Teile zu unterteilen, um sie so besser an die Inserts zu schrauben, wurde vor dem Hintergrund, dass die späteren Detektoren ebenfalls geklebt werden, verworfen.

Die fertig bestückte Subunit wird anschließend in einem Klimaschrank auf Funktionsfähigkeit getestet. Dazu wird die komplette Verkabelung angeschlossen und das mittlere kleine Loch jedes Inserts mit einem Lichtfaserbündel versehen. Die Auslesekanäle werden zu Beginn mit einem Lichtpulsler, der die Szintillationssignale simuliert, getestet und der Klimaschrank, nach erfolgreichem Abschluss, auf  $-25^{\circ}\text{C}$  herunter gekühlt. Nach Überprüfung der gekühlten PV-

<sup>6</sup>Saint Gobain BC630, Silicon Grease.

<sup>7</sup>Dow Corning 3145 RTV MIL-A-46146.

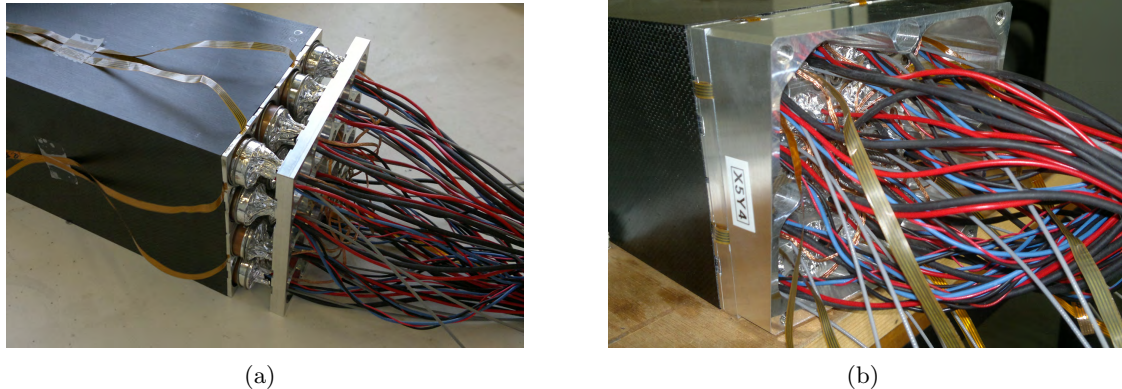


Abbildung 4.26: (a) Ansicht einer Subunit nachdem alle Kabel durch die Mountplate gefädelt wurden  
 (b) Fertige Subunit inklusive Winkelstück

Einheiten auf die oben beschriebenen Störsignale oder Schwingungen werden über mehrere Stunden die Signale aufgezeichnet, die die Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung im Bleiwolframat erzeugen.

Die Myonen entstehen in der Erdatmosphäre und sind Teil eines Teilchenschauers, der entsteht, wenn nieder- und hochenergetische Teilchen aus dem Weltraum auf die Luftmoleküle der Erde treffen. Dabei erreichen etwa 100 relativistische Myonen pro Sekunde und Quadratmeter die Erdoberfläche. Für einen waagrecht liegenden Bleiwolframatkristall der Vorwärtsendkappe bedeutet dies, dass etwa alle zwei Sekunden ein Myon durch den Kristall fliegt und entsprechend Energie in ihm deponiert. Der sich dabei im Myonenspektrum ausbildende Peak liegt, wie aus Abbildung 4.27 (b) ersichtlich wird, bei etwa 25 MeV, so dass für Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten, die den Anforderungen des Experiments genügen sollen, dieser vom Rauschen unterscheidbar sein muss.

Eine alternative Testmethode ist die senkrechte Montage der Alveole im Klimaschrank, bei der die exakt senkrecht durch den Kristall gehenden Myonen die zehnfache Strecke im Kristall zurücklegen und der entstehende Peak im Spektrum bei etwa 230 MeV liegt. Ein großer Nachteil ist, dass die Querschnittsfläche und damit auch die Anzahl der Myonen, die den Kristall passieren, auf drei Myonen pro Minute sinkt und dementsprechend die Messzeit ansteigt. Fallen einzelne Auslesekanäle bei diesen Tests durch, so sind die defekten Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten zu tauschen und der Testprozess zu wiederholen.

Zur Montage der Subunit an die Backplate ist die getestete Alveole an das Loch der ihr zugewiesenen Position zu fahren, um im Anschluss die vier Lichtfaserbündel in die entsprechenden Löcher zu versenken und zu fixieren. Die rund 100 Kabel pro Subunit sind durch das Loch in der Backplate auf die Rückseite zu führen, um im letzten Schritt die Subunit mit vier Schrauben an der Backplate zu befestigen.



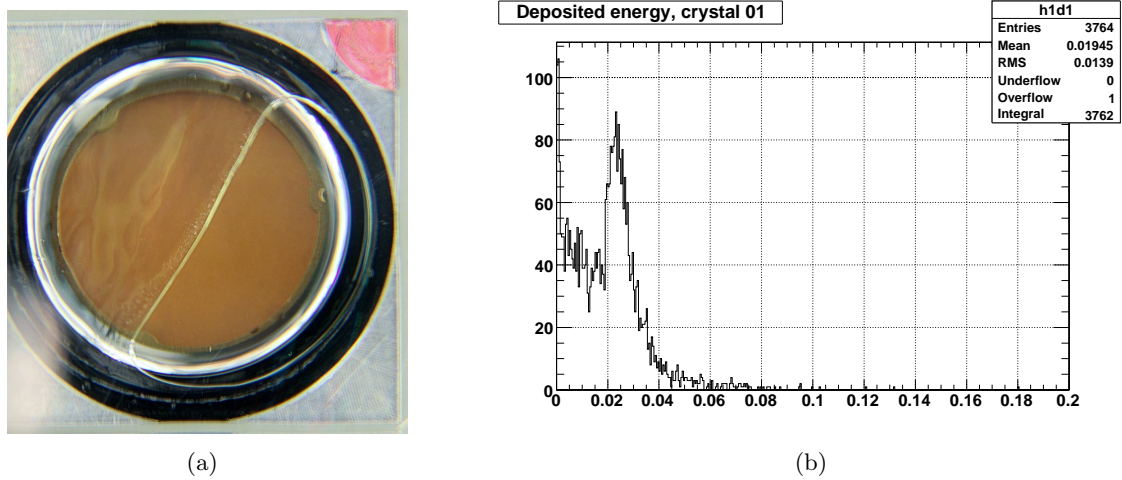


Abbildung 4.27: (a) Schlechte optische Kopplung mit optischem Gel, von vorne in den Kristall fotografiert. [73]  
 (b) Monte Carlo Simulation eines kosmischen Myonenspektrums mit liegendem PWO-Kristall. [75]

## 4.4 Tests bei Strahlzeiten mit dem Prototypen der EMC-Vorwärtsendkappe

In diesem Kapitel wird zunächst der Prototyp der Vorwärtsendkappe, der vom Lehrstuhl für Experimentalphysik I, der Ruhr-Universität Bochum entwickelt wurde, kurz vorgestellt und dann die Ergebnisse der Strahlzeiten im Hinblick auf das Design und eventuelle Änderungen der Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten diskutiert.

### 4.4.1 Der Prototyp der Vorwärtsendkappe

Der Prototyp, dargestellt in Abbildung 4.28 (a), bildet einen Ausschnitt vom inneren Rand der Vorwärtsendkappe und beinhaltet 216 PWO-Kristalle, die in 13 Subunits á 16 Kristalle und einer Subunit mit acht Kristallen untergebracht sind. Die Backplate ist drehbar in einem Gestell aus Aluminiumprofilen aufgehängt und sie lässt sich, zur Anpassung an die unterschiedlichen Strahlhöhen der Messplätze an den Beschleunigerzentren, in der Höhe verstellen. Die Verbindung zwischen der Backplate und den Drehlagern wird über Stangen aus glasfaserverstärktem Kunststoff hergestellt, die eine besonders hohe Schubspannung und zugleich eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit besitzen. Dies ist besonders wichtig, da die Backplate direkt gekühlt wird und der kälteste Ort im Prototypen ist.

Das Innere des Prototypen ist luftdicht durch eine mehrteilige Hülle verschlossen, um die Luftfeuchtigkeit im Innern so gering wie möglich zu halten. Die Hülle an der Vorderseite umschließt die montierten Alveolen und wird mit der Backplate verschraubt. Sie besteht, bis auf den inneren Rand, der in der späteren Endkappe das Loch zum Vorwärtsspektrometer umschließt, aus Aluminiumplatten. Im Inneren Loch sollte die Materialbelegung so gering wie möglich sein, um die in Vorwärtsrichtung fliegenden Teilchen nicht zu beeinflussen, so dass im Prototypen PVC-Platten verbaut wurden. Hinter der Backplate, dort, wo die Kabel und Lichtfasern verlegt werden, schließt sich um die Backplate ein 3 cm tiefer PVC-Rahmen an;

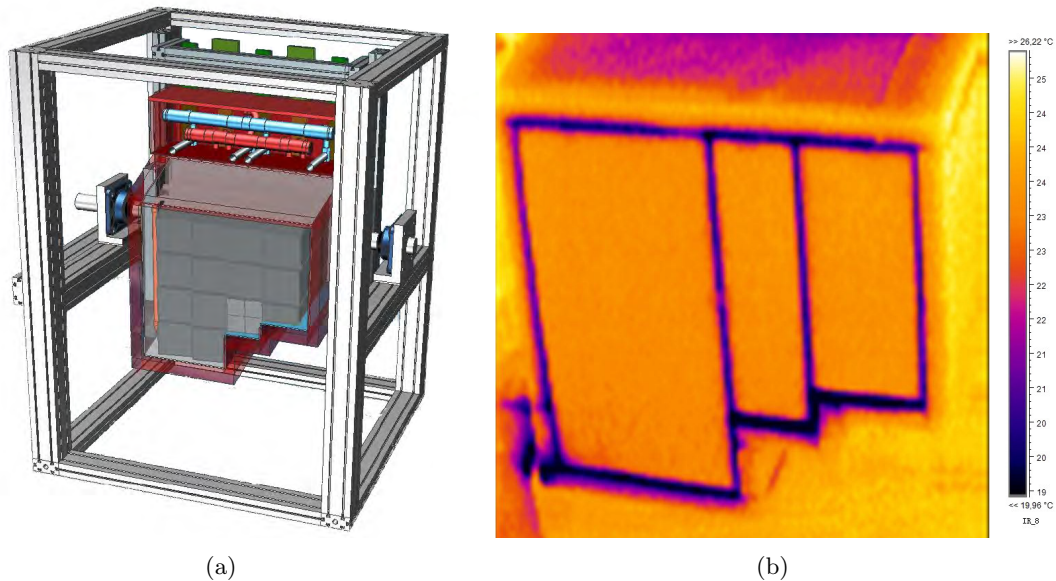


Abbildung 4.28: (a) Frontansicht des Proto192 als CAD-Modell [76]  
 (b) Frontansicht mit einer Wärmebildkamera; man erkennt die Klebenähte sowie die geringere Temperatur auf der Oberseite, verursacht durch ein beschädigtes VIP. [77]

dies ist genau der Platz, der in der späteren Vorwärtsendkappe zur Verlegung der Kabel und Lichtfasern zur Verfügung steht. Verschlussen wird der rote PVC-Rahmen (siehe Abbildung 4.29) durch eine Aluminiumplatte. Die Luftdichtigkeit wird durch umlaufende Gummiringe (O-Ringe) und Schraubverbindungen im Abstand vom ca. 3 cm gewährleistet.

Die thermische Isolierung übernehmen Vakuumisolierpaneele<sup>8</sup>, die eng an der Hülle anliegen. Die Paneele bestehen aus in Polyesterfolie vakuumisiert verschweißtem, pyrogenem Kieselsäurepulver, die eine sehr schlechte Wärmeleitfähigkeit von  $\lambda = 0,0053 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  aufweisen und im Falle eines Vakuumverlustes immer noch eine geringere Wärmeleitfähigkeit ( $\lambda = 0,02 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ) besitzen als herkömmliche Polyurethanschaumplatten. Während der Montage beziehungsweise während des Betriebs wurden leider einige der Vakuumpaneele beschädigt, so dass bei Verwendung dieses Produktes in der Endkappe über eine zusätzliche Schutzschicht aus dünnen Kohlefaser- oder PVC-Platten nachgedacht werden sollte.

Die Temperatur im Prototypen wird über zwei voneinander unabhängige Kühlkreisläufe geregelt. Dies ist zum einen die Frontkühlung mit auf der Innenseite der Fronthülle verlegten Kühlschlaufen, und die rückwärtige Kühlung (Hauptkühlung), die das Kühlmittel durch senkrechte Bohrungen in der Backplate leitet. Die Temperaturregelung erfolgt über eine FUZZY-Logik<sup>9</sup>, die für eine möglichst homogene Temperaturverteilung an den Kristallen sorgen soll [78]. Des Weiteren wird die getrocknete Luft der Luftspülung vor Eintritt in den Prototypen durch ein zusätzliches Kälteaggregat gekühlt. Die Luft trägt, wegen der geringen Wärmekapazität, kaum zur Kühlung bei, sorgt mit dem stetigen Luftfluss im Prototypen aber für eine homogenere Temperaturverteilung.

<sup>8</sup>va-Q-vip B, der Firma va-Q-tec.

<sup>9</sup>engl. fuzzy - verwischt, verschwommen, unbestimmt.

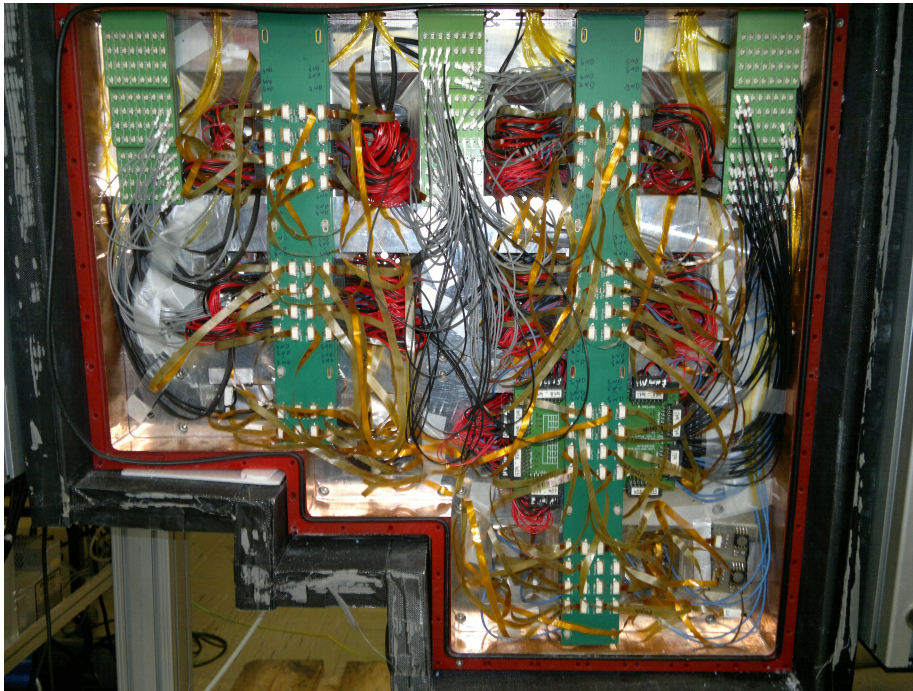


Abbildung 4.29: Rückansicht auf den Proto192 nach Montage aller Subunits, Verlegung der Lichtfasern und Anschließen der Kabel

Die elektrische Verbindung der Auslese und Spannungsversorgung zwischen warmem Außenbereich und kühlem Innenvolumen erfolgt über lange Platinen, die luftdicht durch den PVC-Rahmen geführt werden. Aus Platzgründen werden mehrere Hoch- und Niederspannungskabel aus den Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten in einem Stecker zusammengeführt und dann in die entsprechende Buchse auf der Platine gesteckt. Für jede Subunit stehen auf den Versorgungsplatinen zwei Stecker mit jeweils 16 Kontakten für die Hochspannung und drei Stecker mit ebenfalls jeweils 16 Kontakten für die Niederspannung zur Verfügung. Auf der Platine werden jeweils vier Hochspannungskanäle sowie alle Niederspannungsleitungen zusammengelegt. Die Signale werden über geschirmte Platinen mit U.FL. Buchsen auf der Innenseite und MMCX-Buchsen auf der Außenseite nach außen geführt. Zwei zusätzliche Platinen dienen zur Durchleitung der Temperatursensor-, Luftfeuchtigkeits- und Druckdaten.

#### 4.4.2 Ergebnisse der Strahlzeiten und daraus folgende Modifikationen der Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten

Der Prototyp der EMC-Vorwärtsendkappe wurde auf vier Strahlzeiten diversen Teilchenstrahlen mit unterschiedlichen Impulsen beziehungsweise Energien ausgesetzt. Getestet wurden die Slow-Control, unter anderem zur Überwachung der Betriebstemperatur und Luftfeuchtigkeit des Kalorimeters sowie die mechanischen Eigenschaften wie zum Beispiel die Stabilität oder die thermische Isolierung. Darüber hinaus bieten die unterschiedlichen Strahlparameter eine gute Umgebung zur Bestimmung der Leistungsfähigkeit der Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten und daraus folgernd die Wahl des letztendlich verbauten Photodetektortyps beziehungsweise das Verhältnis aus Vakuum-Phototrohren zu Avalanche-Photodioden in der Vorwärtsendkappe.

## Übersicht der Strahlzeiten

Im August 2011 sowie ein Jahr später wurde der Prototyp am SPS-Beschleuniger des CERN bei Genf getestet. In der EHN1 Halle am Messplatz H4A auf dem Preveessin-Gelände des CERN steht ein Tertiärstrahl des SPS-Beschleunigers zur Verfügung, der je nach Konfiguration Elektronen, Positronen, Myonen, Antimyonen oder diverse Hadronen bereitstellen kann. Der Impuls dieser Teilchen kann variabel eingestellt werden und auch die für das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment maximal auftretende Energie von 15 GeV erreichen.

Im späten Herbst des Jahres 2011 stand der Prototyp am Strahlplatz hinter dem Crystal-Barrel-Experiment am ELSA-Beschleuniger an der Universität Bonn. In die Kristalle wurden energiemarkierte Bremsstrahlungsphotonen mit einer Energie bis zu 3,2 GeV geschossen, von denen nur Ereignisse aufgezeichnet wurden, bei denen die Photonenergie zwischen  $967 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 978 \text{ MeV}$ ,  $2112 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 2122 \text{ MeV}$  oder  $3101 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 3107 \text{ MeV}$  lagen. Die tatsächliche Ereignisrate lag deutlich höher und konnte für Ratentests zwischen 100 kHz und 2 MHz variiert werden.

Im Juli 2012 wurden Tests am Mainzer Mikrotron (MAMI), ebenfalls mit energiemarkierten Bremsstrahlungsphotonen, durchgeführt. Die maximale Energie wurde von uns auf 415,5 MeV festgelegt und Ereignisse für 32 verschiedene Energien aufgezeichnet. Wegen der besonders präzisen Photonmarkierungsanlage steht ein Strahl mit sehr guter Energieschärfe zur Verfügung, der ideal für Messungen zur Energieauflösung bei niedrigen Energien geeignet ist.

Während der Strahlzeiten befand sich der Prototyp auf einem XY-Verfahrtisch, so dass jeder Kristall einzeln angefahren und getestet werden konnte. Die Strahlparameter aller Strahlzeiten sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst.

Strahlzeit	Teilchensorte	Strahlimpulse/Energien	Besonderheiten
CERN 2011	Positronen $e^+$	10, 15 GeV/c	max. Energiebereich für $\bar{\text{PANDA}}$
	Antimyonen $\mu^+$	150 GeV/c	dep. Energie ca. 230 MeV
ELSA 2011	Photonen $\gamma$	1; 2,1; 3,1 GeV	Raten von 100 kHz- 2 MHz
MAMI 2012	Photonen $\gamma$	20 - 415 MeV	gute Strahlauflösung
CERN 2012	Elektronen $e^-$	5; 7,5; 10; 12,5; 15 GeV/c	
	gem. Hadronen	15 und 50 GeV/c	$\pi^-$ , $K^-$ , $\bar{p}$

Tabelle 4.5: Übersicht über die Strahlzeiten

## Ergebnisse der Strahlzeit am SPS-Beschleuniger (2011)

Zur ersten Strahlzeit waren 96 Kristalle des Prototypen mit Photosensoren bestückt. Davon entfielen 36 auf Vakuumphototetroden von RIE, 3 Kristalle wurden mit VPTTs von Hamamatsu ausgelesen, 39 mit der Triodenversion von Hamamatsu und 18 Kristalle waren mit jeweils zwei APDs bestückt. Die Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten wurden dabei in Gruppen angeordnet, da je nach Auftreffwinkel nur etwa 80 % der Energie im Zentralkristall deponiert wird und sich der restliche Teil auf die Ringe um den Zentralkristall aufteilt. Alle zusammenhängenden Kristalle, deren Energieeinträge oberhalb der Energieschwelle liegen, werden zu einem Cluster zusammengefasst. Die Anordnung der Photodetektoren im Prototypen während der ersten Strahlzeit ist in Abbildung 4.30 dargestellt.

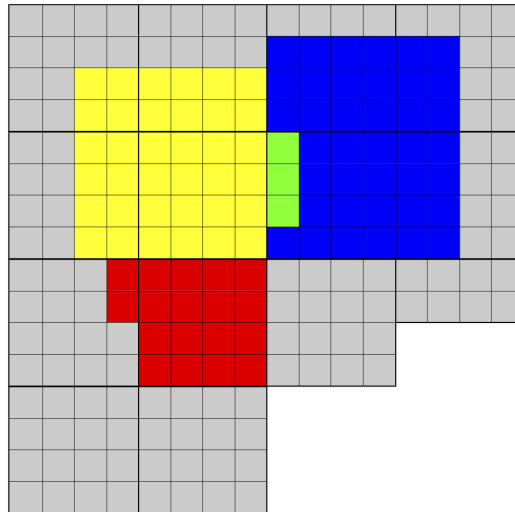


Abbildung 4.30: Photodetektorkonfiguration zur CERN-Strahlzeit 2011 [73]

gelb: RIE-VPTTs  
 grün: Ham.-VPTTs  
 blau: Ham.-VPTs  
 rot: APDs

Aufgrund von Ausfällen einzelner Auslesekanäle konnte nur mit den Tetroden von RIE eine funktionierende Matrix aus  $5 \times 5$  Kristallen gebildet werden. Bei den APDs steht eine Matrix aus  $3 \times 3$  Kristallen zur Auswertung zu Verfügung. Die Energiekalibrierung, Bestimmung des Rauschens und die Berechnung der Energieauflösung erfolgten in der Masterarbeit [73]; die Ergebnisse für die Strahlzeit am CERN sind in Tabelle 4.6 zusammengefasst.

	Rauschen	arith. Mittel	Einzelkristallschwelle	Energieauflösung
	$\sigma_{Noise}$	$\langle \sigma_{Noise} \rangle$	$E_{xtl}$	$\frac{\sigma_E}{E}$ bei 10 GeV
RIE-VPTTs	2-13 MeV	5,1 MeV	20 MeV	$5 \times 5 : (1,49 \pm 0,07) \%$
Ham. APDs	14-26 MeV	19 MeV	60 MeV	$3 \times 3 : (1,4 \pm 0,2) \%$
TDR Ziel	1 MeV		3 MeV	1,18 %

Tabelle 4.6: Rauschen, Einzelkristallschwellen und Energieauflösung bei der CERN-Strahlzeit 2011. [73]

Das Rauschniveau sowohl der Tetroden als auch der APDs war deutlich zu hoch. Der dominierende Teil des Rauschens stammte allerdings nicht aus den Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten, sondern aus den Shapern und den ADCs. Die Shaper besaßen darüber hinaus eine zu kleine Verstärkung, so dass nicht der gesamte Eingangsbereich der ADCs genutzt werden konnte. Aus diesen Gründen ist keine Aussage zur Leistungsfähigkeit der Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten möglich, jedoch ist eine niedrigere Ausfallrate der PV-Einheiten zwingend erforderlich.



### Modifikationen nach der Strahlzeit am CERN

Nach Beendigung der Strahlzeit am CERN musste der Prototyp aufgrund der defekten Einheiten vollständig demontiert werden. Die Defekte beschränkten sich dabei auf die im vorherigen Kapitel beschriebenen Störsignale, verursacht durch Kriechströme oder Überschläge. Die Vorverstärker- und Hochspannungsteilerplatten wurden daraufhin gesäubert und einzelne Kontakte zwischen Photosensor und Platine sowie einige Bauteile erneuert. Nach diesen Verbesserungen konnten die PV-Einheiten mit Vakuumphototrioden/-tetroden von Hamamatsu mit einer höheren Versorgungsspannung betrieben werden. Daraus ergab sich eine um bis zu 15 % höhere Verstärkung, ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis und eine bessere Energieauflösung.

### Ergebnisse der Strahlzeit am ELSA-Beschleuniger in Bonn (2011)

In der Umbauphase wurde die Anzahl an VPTTs von RIE auf 34 verringert, indem die nicht funktionstüchtigen Einheiten innerhalb der  $5 \times 5$  Matrix durch funktionierende ersetzt wurden. Die Anzahl der Tetroden von Hamamatsu konnte durch eine weitere Lieferung auf acht erhöht werden. Die Anzahl der restlichen PV-Einheiten blieb konstant, wobei deren Positionierung im Prototypen verändert wurde (siehe Abbildung 4.31).

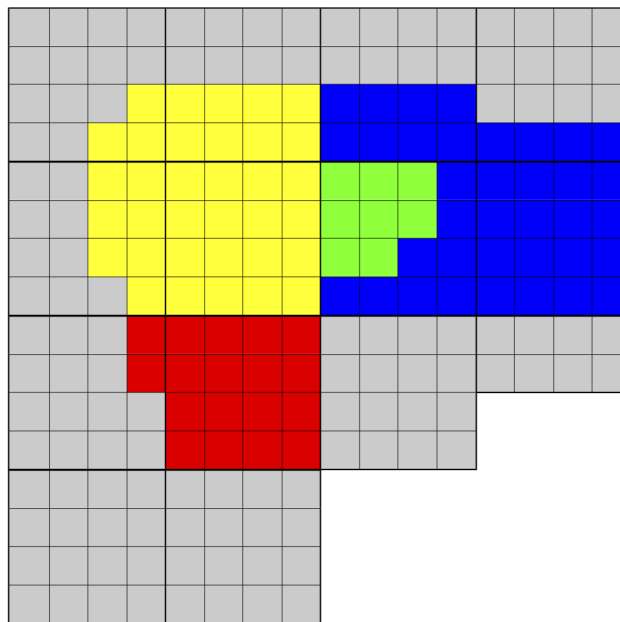


Abbildung 4.31: Photodetektorkonfiguration zur ELSA-Strahlzeit 2011 [73]  
gelb: RIE-VPTTs, grün: Ham.-VPTTs, blau: Ham.-VPTs, rot: APDs

Die Strahlzeit am ELSA-Beschleuniger diente zur Bestimmung der Auflösung im Energiebereich zwischen 1 und 3 GeV sowie zur Bestimmung der Ratenabhängigkeit der Verstärkung von Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten.

Eine umfassende Analyse aller Photodetektoren zu den beschriebenen Fragestellungen war aufgrund verschiedener Faktoren nur eingeschränkt möglich. Während des Transports des Prototypen hatten sich im Inneren Bereich einige Steckverbindungen der Signalkabel von den Durchführungsplatten gelöst, so dass sich insbesondere bei den VPTs einige Photodetektor-

Vorverstärker-Einheiten nicht auslesen ließen. Darüber hinaus gab es während der Datennahme Probleme mit der DAQ, die einige aufgezeichnete Dateien unlesbar macht. Aus diesen Gründen kann für die Analyse der Hamamatsu Photoröhren keine Matrix aus mindestens  $3 \times 3$  Kristallen gebildet werden.

Für die Auslese der APDs kamen neue, für die  $\bar{P}$ ANDA-Kollaboration entwickelte Sampling-ADCs des Typs AVM/AVX-16 der Firma Wiener zum Einsatz. Von den aufgezeichneten Waveforms, die aus 256 Samples bestehen, besitzt jedes zweite Sample einen zu großen digitalen Wert, so dass eine Auswertung der APD-Daten zur Energieauflösung nicht sinnvoll ist. Einzig die Signale der RIE-VPTT-Matrix konnten zur Auswertung herangezogen werden, allerdings lag das Gesamtrauschen eines Auslesekanals deutlich über dem ebenfalls schlechten Wert der CERN-Strahlzeit. Als Ursache konnten abermals die Shaper ausgemacht werden, deren Modifikationen zur Anpassung der Verstärkung das Rauschen deutlich erhöhten, anstatt es zu senken. Die aus den Daten dieser Strahlzeit bestimmten Werte für das Rauschen und die Energieauflösung sind in Tabelle 4.7 aufgelistet. Leider ist aufgrund dieser Umstände keine Aussage über die Qualität der Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten möglich.

	$\sigma_{Noise}$	$\langle \sigma_{Noise} \rangle$	$E_{xtl}$	$\frac{\sigma_E}{E}$
RIE-VPTTs	5-25 MeV	12,8 MeV	38 MeV	$1,65\% \oplus \frac{4,42\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$
TDR Ziel	1 MeV		3 MeV	$1\% \oplus \frac{2\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$

Tabelle 4.7: Rauschen, Einzelkristallschwellen und Energieauflösung bei der ELSA-Strahlzeit 2011. [73]

Die Daten, die zur Untersuchung der Ratenabhängigkeit aufgezeichnet wurden, waren für alle Photodetektoren brauchbar und konnten in der Masterarbeit [79] ausgewertet werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.32 dargestellt.

Es ist zu sehen, dass die Verstärkung der APDs deutlich stärker einbricht als die der Vakuum-Photoröhren. Erstere brechen bei Raten von ca. 1,2 MHz um bis zu 17 % ein und Vakuum-Photoröhren um knapp 5 %. Diese Schwankungen in der Verstärkung sind bei variierenden Raten nicht tolerabel, da dies die Energieauflösung deutlich verschlechtert.

### Modifikationen nach der ELSA-Strahlzeit

Der Grund für die starke Ratenabhängigkeit der APD-Vorverstärker-Einheiten liegt in der Ladung, die die APD kurzzeitig benötigt. Die Biasspannung wird auf dem Vorverstärker über einen Tiefpass gefiltert, der in der alten Version aus einem  $10\text{ M}\Omega$  Widerstand und einem Kondensator mit  $4,7\text{ nF}$  Kapazität besteht. Danach fließt die Biasspannung über einen  $22\text{ M}\Omega$  Widerstand zur Kathode und die Anode liegt auf der elektrischen Masse. Bei kurzzeitigen Stromspitzen erzeugen die Widerstände einen zu großen Spannungsabfall, der wiederum die Verstärkung der APD senkt. Dieser Spannungsabfall beträgt für einen maximalen Strom von  $140\text{ nA}$  und der  $32\text{ M}\Omega$  Serienschaltung  $4,5\text{ V}$ . Die Sensitivität der APD im Verstärkungsbereich von 100 liegt bei etwa 3 % pro Volt. Daraus resultiert ein Verstärkungsverlust von etwa 13,5 %, der mit den Messungen übereinstimmt. Nach anschließenden Tests wurden die  $10\text{ M}\Omega$  und  $22\text{ M}\Omega$  Widerstände durch  $50\text{ k}\Omega$  und  $100\text{ k}\Omega$  ersetzt. Mit diesen Werten ergibt sich ein zu vernachlässigender Spannungsabfall, mit der Folge eines Anstiegs der Rauschbeiträge am Vorverstärkerausgang. Am Ausgang des Shapers war keine Erhöhung des

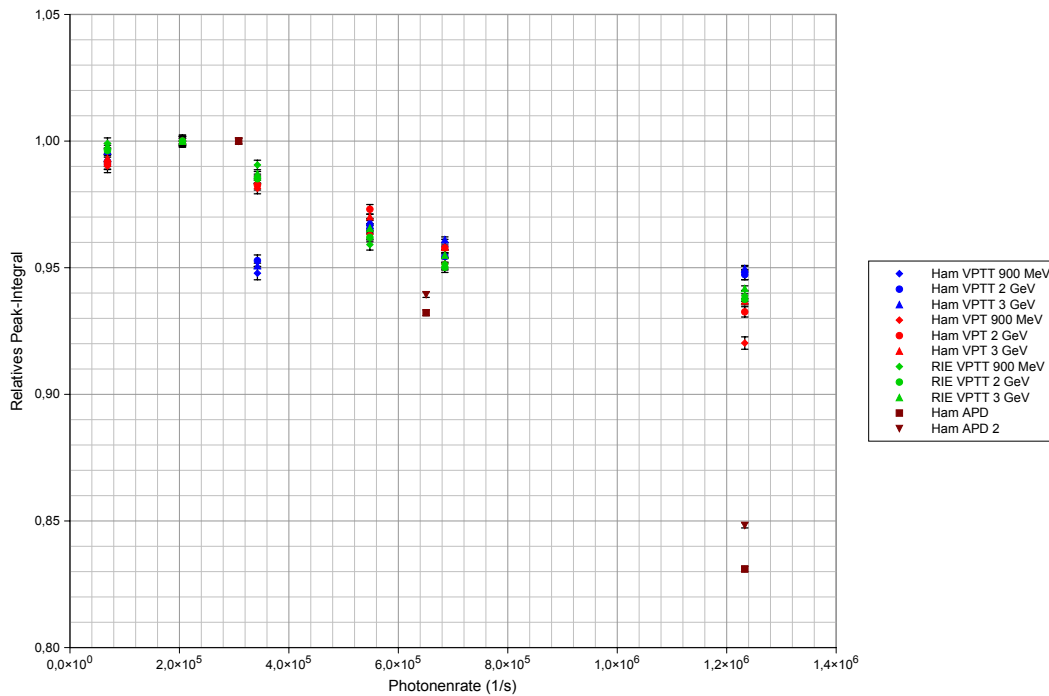


Abbildung 4.32: Ratenabhängigkeit der Verstärkung von Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten, gemessen bei der ELSA-Strahlzeit 2011. [79]

Rauschniveaus festzustellen.

Die Vakuum-Phototroden sind von diesen Änderungen nicht betroffen, da ihre Dunkel- und Betriebsströme einen Faktor 100 kleiner sind. Nach Absprache mit Entwicklungsingenieuren von Hamamatsu werden neue Vakuumphototetroden gebaut, deren Photokathoden von Aluminiumstreifen durchzogen sind, um die Resistivität der Kathodenoberfläche zu erhöhen und damit eine mögliche Ursache für eine Ratenabhängigkeit auszuschließen.

Zur Vermeidung der bereits erwähnten Schwingungen der APD-Vorverstärker wurde während dieser Umbaumaßnahme die Kapazität der Kompensationsschaltung von 47 pF auf 100 pF erhöht und die Verstärkung des Vorverstärkers gesenkt.

Die Vakuum-Phototetroden und ein Teil der Trioden wurde auf die neuen - in Kapitel 4.3.1 angesprochenen - runden Spannungsteiler umgerüstet und mit Elastosil vergossen.

Vor der Demontage der PV-Einheiten aus der Subunit wurde während dieses Reparaturzeitraums die Spiegelfolie an der Kristallvorderseite entfernt und eine schlechte Kopplung durch das optische Gel festgestellt. Aus verschiedenen mechanischen Gründen konnten die Federn nicht die komplette Photokathode an die Kristalle drücken und eine optimale Kopplung war nicht gegeben. Zur Vermeidung von Photonverlusten an dieser Stelle wurden sämtliche Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten mit Elastosil an die Kristalle geklebt.

Die weiteren Fehlerquellen, die nicht die PV-Einheiten betreffen, und die für die schlechten Ergebnisse während der vorherigen Strahlzeiten verantwortlich sind, wurden ebenfalls entfernt. Die Eingangsstufe der neuen ADCs konnte durch eine Modifikation repariert und damit das digitale Rauschen eliminiert werden. Desweiteren wurde der Rauschanteil des Shapers deutlich reduziert und die Signalkabel auf den Durchführungsplatten mit einer zusätzlichen Haltevorrichtung fixiert.



### Ergebnisse der Strahlzeit am Mainzer Mikrotron 2012

Zur dritten Strahlzeit, am Mainzer Mikrotron, waren 25 Tetroden von RIE in einer  $5 \times 5$ -Matrix, 9 VPTTs von Hamamatsu in einer  $3 \times 3$  Anordnung sowie weitere VPTs und APDs in dem Prototypen verbaut. Zum Zeitpunkt der Teststrahlzeit war jedoch abzusehen, dass die Tetroden von RIE nicht für die Vorwärtsendkappe des  $\bar{P}$ ANDA-EMC in Frage kommen und aus diesem Grund nicht bestrahlt wurden. Von den APDs wurde mangels fehlender ADCs und der kleinen Schauer bei den zur Verfügung stehenden Energien nur eine  $4 \times 4$ -Matrix ausgelesen.

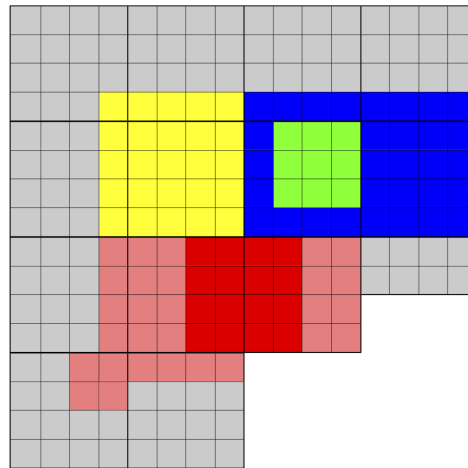


Abbildung 4.33: Photodetektorkonfiguration zur MAMI- und CERN-Strahlzeit 2012 [73]  
gelb: RIE-VPTTs, grün: Ham.-VPTTs, blau: Ham.-VPTs, hellrot: verbaute APDs, dunkelrot: ausgelesene APDs

Im Gegensatz zu den vorangegangenen Strahlzeiten tauchten jetzt keine Probleme auf, so dass alle bestrahlten Photodetektoren einwandfrei ausgelesen werden konnten. Es gab keine Störsignale durch Kriechströme und die sich vorher lösenden Signalkabel waren alle durch die zusätzliche Halterung fixiert. Die Shaper und ADCs funktionierten ebenfalls ohne Probleme und das Gesamttrauschen wurde nicht durch diese Geräte dominiert. Die Ergebnisse zum Rauschen und zur Energieauflösung sind in Tabelle 4.8 aufgelistet.

	$\sigma_{Noise}$	$\langle \sigma_{Noise} \rangle$	$E_{xtl}$	$\frac{\sigma_E}{E}$
Ham. VPTTs	0,9-2,1 MeV	1,51 MeV	4,53 MeV	$1,85 \% \oplus \frac{2,35 \%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$
Ham. VPTs	5,1-11,5 MeV	7,59 MeV	22,78 MeV	$1,77 \% \oplus \frac{4,12 \%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$
Ham. APDs	7,4-14,5 MeV	11,9 MeV	35,9 MeV	$3,51 \% \oplus \frac{5,04 \%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$
2 APDs kombiniert			24 MeV	$3,18 \% \oplus \frac{4,74 \%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$
TDR Ziel	1 MeV		3 MeV	$1 \% \oplus \frac{2 \%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$

Tabelle 4.8: Rauschen, Einzelkristallschwellen und Energieauflösung bei der MAMI-Strahlzeit 2012. [73]

Vergleicht man die Ergebnisse miteinander, so wird deutlich, dass die Tetroden den Trioden vorzuziehen sind. Die TDR-Werte können mit den Tetroden im niedrigen Energiebereich fast erreicht werden. Die Auslese mit den APDs muss hingegen noch deutlich verbessert werden, um als alternative Lösung für die Auslese in Betracht zu kommen. Durch die Kombination beider APDs kann die Energieauflösung deutlich verbessert werden.

### Ergebnisse der Strahlzeit am SPS-Beschleuniger (2012)

Zwei Monate nach der Strahlzeit am Mainzer Mikrotron wurde der Prototyp ein weiteres Mal am SPS-Beschleuniger des CERN getestet. Die Photodetektorkonfiguration wurde in der Zwischenzeit nicht verändert, einzig die Verstärkung der APDs wurde neu berechnet und deutlich erhöht. Wie sich herausstellte, wurden die APDs bei den vergangenen Strahlzeiten mit einer Biasspannung versorgt, die einer Verstärkung von etwa 50 entspricht. Diese liegt weit unterhalb des geplanten Wertes der Verstärkung während des Betriebs im PANDA-Experiment, weshalb die Verstärkung auf etwa 200 angehoben wurde, was zu einem deutlich besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnis führen sollte. Die erzielten Werte für die Energieauflösung bei verschiedenen Elektronenstrahlimpulsen sind in Tabelle 4.9 aufgeführt.

	5 GeV/c <sup>2</sup>	7,5 GeV/c <sup>2</sup>	10 GeV/c <sup>2</sup>	12,5 GeV/c <sup>2</sup>	15 GeV/c <sup>2</sup>
Ham. VPTTs - 3x3	1,47 %	1,16 %	1,12 %	1,04 %	1,00 %
Ham. APDs - 3x3	1,27 %	1,12 %	1,19 %	1,19 %	1,23 %
Ham. APDs - 5x5	1,18 %	1,02 %	1,09 %	1,09 %	1,13 %
TDR Ziel	1,34 %	1,24 %	1,18 %	1,15 %	1,13 %

Tabelle 4.9: Energieauflösung  $\frac{\sigma_E}{E}$  der Photodetektoren bei der CERN-Strahlzeit 2012. [80]

Das Rauschen der Photodetektoren lag zwischen 1 und 2 MeV, so dass eine Einzelkristallschwelle von 6 MeV gewählt wurde. Die APDs und VPTTs erfüllen in den meisten Fällen die Vorgaben des Technical Design Reports. Bei der Auslese mit APDs ist deutlich zu sehen, wie eine Vergrößerung des Clusters von 3x3 auf 5x5 Kristalle die Energieauflösung verbessert, so dass für eine 5x5 Matrix aus Vakuumphototetroden ebenfalls Verbesserungen zu erwarten sind.

In Abbildung 4.34 sind die berechneten Werte für die Energieauflösung der MAMI- und CERN-Strahlzeit 2012 dargestellt sowie die TDR-Vorgabe eingezeichnet. Bei niedrigen Energien bedarf es weiterer Verbesserungen wie zum Beispiel einer vollflächigen Verspiegelung der Kristalle sowie Optimierungen in der weiteren Ausleseketten, um das Rauschniveau und damit die Energieschwelle zu senken.

## 4.5 Zusammenfassung

Der PANDA-Detektor wird als zukünftiges Proton-Antiproton-Experiment einen bedeutenden Beitrag zum Verständnis der starken Wechselwirkung leisten und neue Erkenntnisse über die Existenz exotischer Teilchen liefern. Die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters ist aufgrund des Vorwärtsboosts von entscheidender Bedeutung, um diese neue Welt der Physik zu erkunden. In dieser Arbeit wurde die Entwicklung von Ausleseeinheiten, bestehend aus Photodetektor und Vorverstärker, vorgestellt, um die im kompakten Kalorimeter

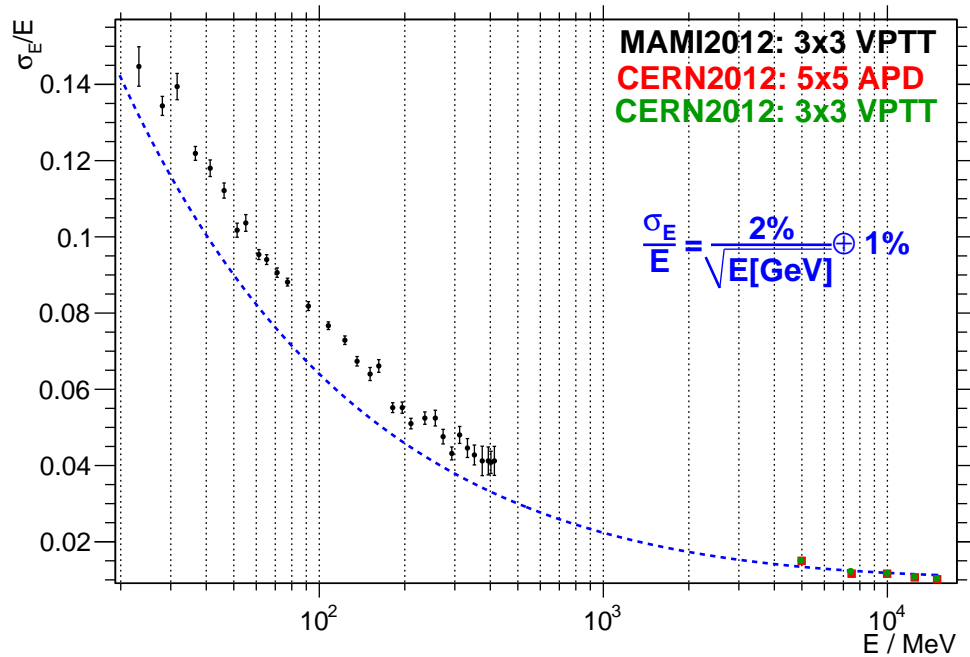


Abbildung 4.34: Energieauflösung der Photodetektoren bei der MAMI- und CERN-Strahlzeit 2012 [80]

verbauten Bleiwolframatzintillatoren auszulesen.

Die Herausforderungen während der Entwicklungsphase lagen in den gegebenen Randbedingungen, zu denen unter anderem die beschränkten Platzverhältnisse, die niedrige Temperatur von  $-25^\circ\text{C}$  und die zu erwartenden hohen Ereignisraten zählen. Die produzierten Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten konnten auf diversen Strahlzeiten unter realen Bedingungen getestet, und Fehlerquellen lokalisiert und beseitigt werden.

Zur Vermeidung der aufgetretenen Fehler ist auf eine saubere und exakte Arbeitsweise zu achten, und alle Steck- und Lötverbindungen sind mechanisch zu stabilisieren. Während der Strahlzeiten und den Reparaturphasen konnte eine positive Entwicklung sowohl bei der Produktionsausbeute als auch bei der Ausfallrate im eingebauten Zustand festgestellt werden.

Die Leistungsfähigkeit der Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten konnte leider nur mit den Daten der letzten beiden Strahlzeiten zufriedenstellend getestet werden, da während der beiden vorhergehenden Strahlzeiten andere Elemente der Auslekette das Rauschen dominiert haben. Die Vakuum-Phototetroden lieferten insgesamt die besten Ergebnisse, so dass die Werte für die Energieauflösung und die untere Energieschwelle schon sehr nahe an die im Technical Design Report vorgesehenen Werte heranreichen. Zu beachten ist allerdings die Tatsache, dass das Magnetfeld im  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor die Verstärkung der Tetroden im Extremfall halbieren kann und dies die Ergebnisse negativ beeinflusst.

Zur Verbesserung der Lichtausbeute ist in Zukunft eine vollflächige Verspiegelung der Kristalle vorgesehen, die bei der nächsten Überholung des Prototypen getestet wird. Weiteres Verbesserungspotential steckt im finalen Design der Auslekette; so befinden sich die Shaper mit dem ADC auf einer Platine und letzterer wird über Softwarealgorithmen in einem FPGA ausgelesen.



## 5 Zusammenfassung

Die Analyse der Zerfälle von Resonanzen in den Endzustand  $\pi^+\pi^-\eta$  aus radiativen  $\psi(2S)$ - und  $J/\psi$ -Zerfällen ist Gegenstand des ersten Teils der vorliegenden Arbeit. Die analysierten Daten wurden mit dem BES III-Detektor am BEPC II, IHEP in Beijing, China aufgezeichnet. Der Fokus wurde auf die  $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenregion unterhalb von  $1,5 \text{ GeV}/c^2$  gelegt, um neue Erkenntnisse über die Natur des  $\eta(1405)$  und des  $\eta(1295)$  zu gewinnen. Die Einordnung dieser Resonanzen in das pseudoskalare Mesonennonett wird derzeit kontrovers diskutiert. Für die selektierten Ereignisse aus dem  $J/\psi$ -Zerfall wurde eine Partialwellenanalyse durchgeführt, um die Resonanzbeiträge zu bestimmen.

Die Analyse des Zerfalls  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  basiert auf 106 Millionen  $\psi(2S)$ -Ereignissen. Die Anzahl der Ereignisse nach der Selektion und Untergrundunterdrückung ist insbesondere für die Resonanzen im Massenbereich um  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  und  $1,4 \text{ GeV}/c^2$  zu gering, um eine Aussage über die beitragenden Partialwellen machen zu können. Es wurden die folgenden Verzweigungsverhältnisse bestimmt:

	$\mathcal{B} \pm \Delta\mathcal{B}_{stat.} \pm \Delta\mathcal{B}_{sys.}$
$\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \gamma\eta' \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$(5,19 \pm 0,32 \pm 0,32) \cdot 10^{-5}$
$\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \gamma\eta_c \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$(7,28 \pm 0,45 \pm 0,45) \cdot 10^{-5}$
$\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \gamma\eta(1405) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$(9,40 \pm 1,47 \pm 0,58) \cdot 10^{-6}$
$\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \gamma\eta(1295)/f_1(1285) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$(5,68 \pm 1,14 \pm 0,36) \cdot 10^{-6}$

Diese Verzweigungsverhältnisse stimmen im Rahmen der Fehler mit den bisher gemessenen Verzweigungsverhältnissen überein und für den Zerfall  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\eta(1295)/f_1(1285) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  konnte erstmalig eine Zerfallswahrscheinlichkeit bestimmt werden. Die hohe Anzahl an Ereignissen erlaubte die Bestimmung mit deutlich kleineren Fehlern im Vergleich zu anderen Experimenten.

Die Anzahl der Ereignisse bei der Analyse des gleichen Endzustands über den Zerfall  $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  reichte aus, um die Zerfallswinkel des bevorzugten Zwischenzustands  $a_0(980)\pi$  in den Massenbereichen um  $1,3 \text{ GeV}/c^2$  und  $1,4 \text{ GeV}/c^2$  zu untersuchen. Die Bestimmung der beitragenden Resonanzen und der Verzweigungsverhältnisse ist aufgrund von Überlappungen und Interferenzen nur mit einer Partialwellenanalyse möglich. Die Partialwellenanalyse ist sehr komplex, da eine Vielzahl von Resonanzen über diverse Zwischenresonanzen in den Endzustand zerfallen können. Daher beschränkt sich die massenabhängige Partialwellenanalyse auf den Bereich zwischen  $1,2 \text{ GeV}/c^2$  und  $1,46 \text{ GeV}/c^2$ . Als Signifikant haben sich das  $\eta(1405)$ , das  $f_1(1285)$ , das  $\eta(1295)$  und das  $f_1(1420)$  erwiesen. Sie zerfallen alle nach  $a_0(980)\pi$  und die pseudoskalaren Resonanzen zusätzlich nach  $(\pi\pi)_s\eta$ . Die Verzweigungsverhältnisse sind der umseitigen Tabelle zu entnehmen.

Für die Zerfälle  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1295) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  und  $J/\psi \rightarrow \gamma f_1(1420) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta$  konnte aufgrund der hohen Ereigniszahl, erstmals eine Zerfallswahrscheinlichkeit bestimmt werden. Die weiteren Verzweigungsverhältnisse sind mit den bisher existierenden Ergebnissen konsistent und konnten mit zum Teil kleineren Fehlern bestimmt werden.

	$\mathcal{B} \pm \Delta\mathcal{B}_{stat.} \pm \Delta\mathcal{B}_{sys.}$
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma\eta' \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$(2,78 \pm 0,04 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$(3,86 \pm 0,20 \pm 0,31) \cdot 10^{-4}$
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1405) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$(7,93 \pm 0,34 \pm 1,67) \cdot 10^{-4}$
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma f_1(1285) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$(1,56 \pm 0,21 \pm 0,11) \cdot 10^{-4}$
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1295) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$(2,65 \pm 0,27 \pm 0,19) \cdot 10^{-4}$
$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma f_1(1420) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta)$	$(6,89 \pm 1,66 \pm 1,46) \cdot 10^{-5}$

Im übrigen Massenbereich wurden mit einer abschnittsweise durchgeführten massenunabhängigen PWA die beitragenden Partialwellen bestimmt. Sie können zum großen Teil mit bereits von anderen Experimenten gefundenen Resonanzen in Verbindung gebracht werden. Dazu zählen unter anderem das  $f_1(1510)$ , das  $f_2(1810)$ , das  $\eta_2(1875)$ , das  $f_2(2010)$ , das  $X(1835)$  und das  $X(2370)$ . Letztere beiden besitzen nach den hier diskutierten Ergebnissen die Quantenzahlen  $J^{PC}=0^{-+}$ .

In Bezug auf die Motivation dieser Arbeit - neue Erkenntnisse über die pseudoskalaren Mesonen  $\eta(1405)$  und  $\eta(1295)$  zu sammeln - kann gesagt werden, dass bei Hinzunahme einer  $\eta(1295)$ -Resonanz die Daten deutlich besser beschrieben werden können. Eine mögliche Lösung des Problems der Überbesetzung, die Nichtexistenz des  $\eta(1295)$ , kann nach den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen nicht bestätigt werden. Die Verhältnisse der Zerfallswahrscheinlichkeiten aus  $\psi(2S)$ - und  $J/\psi$ -Zerfällen liegen für das  $\eta'$ , das  $\eta(1405)$  und  $f_1(1285)/\eta(1295)$  im Rahmen der Fehler in den gleichen Größenordnungen.

Die Hadronenspektroskopie ist ebenfalls Teil des Physikprogramms des  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiments, das am zukünftigen Beschleunigerzentrum FAIR in Darmstadt in Betrieb gehen wird. In dieser Arbeit wurde die Entwicklung und Optimierung der zur Auslese für die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters verwendeten Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten dargestellt. Es wurden eine Vielzahl dieser Detektoreinheiten für einen Prototypen der Vorwärtsendkappe produziert, die in anschließenden Teststrahlzeiten unter realen Bedingungen getestet wurden. Die dabei aufgetretenen Fehlerquellen konnten lokalisiert und beseitigt werden.

Die Herausforderungen während der Entwicklungsphase lagen in den gegebenen Randbedingungen, zu denen unter anderem die beschränkten Platzverhältnisse bei gleichzeitiger Verwendung von Hochspannung bis 1200 V, die niedrige Temperatur von  $-25^\circ\text{C}$  und die zu erwartenden hohen Ereignisraten zählen.

Während der letzten beiden Strahlzeiten am Mainzer Mikrotron und am SPS-Beschleuniger des CERN wurden die im Technical Design Report geforderten Werte für die Energieauflösung und Einzelkristallschwellen für hohe Strahlpulse erreicht. Zum Erreichen der Ziele im niedrigen Energiebereich sind weitere Verbesserungen bei der Lichtausbeute und im weiteren Teil der Auslekette in Planung.

Die Vakuum-Phototetroden der Firma Hamamatsu lieferten insgesamt die besten Ergebnisse, so dass sie für den inneren Bereich der Vorwärtsendkappe den alternativen Photodetektoren vorzuziehen sind. Zu beachten ist allerdings die Tatsache, dass das Magnetfeld im  $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor die Verstärkung der Tetroden im Extremfall halbieren kann und dies die Ergebnisse negativ beeinflusst.

Die Effizienz bei der Fertigung voll funktionsfähiger Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten konnte auf ein sehr gutes Maß angehoben werden, so dass die Massenproduktion von 3856 Einheiten in den nächsten zwei Jahren erfolgen kann.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Feynman-Diagramme zur elektromagnetischen-, schwachen- und starken Wechselwirkung . . . . .	3
1.2	SU(3) Nonett der leichtesten pseudoskalaren Mesonen . . . . .	5
1.3	Lattice QCD Vorhersagen zu Gluebällen sowie die gefundenen Teilchen mit ausgewählten Quantenzahlen. . . . .	7
2.1	Schematische Schnittansicht des BES III-Detektors . . . . .	13
2.2	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse der Vierervektoren nach der 4C-Anpassung . . . . .	16
2.3	(a) Invariante Masse des $\pi^+\pi^-$ -Rückstoßsystems (b) Invariante Masse des $\eta$ -Rückstoßsystems . . . . .	19
2.4	Invariante $\gamma_{rad}\gamma$ -Masse . . . . .	20
2.5	Invariante $\gamma_{rad}\gamma_{low}$ -Masse . . . . .	21
2.6	(a) Invariante $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse aus $\psi(2S) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^0$ MC-Ereignissen (b) Invariante $\gamma_{rad}\gamma_{low}$ -Masse aus $\psi(2S) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^0$ MC-Ereignissen . . . . .	22
2.7	Invariante $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse aus 106M generierten MC $\psi(2S)$ -Ereignissen . . . . .	23
2.8	Invariante $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse . . . . .	24
2.9	(a) Invariante $\pi\eta$ -Masse (schwarz) und phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse (rot) (b) Invariante $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse aufgetragen gegen die inv. $\pi\eta$ -Masse . . . . .	25
2.10	(a) Invariante $\pi^+\pi^-$ -Masse (schwarz) und phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse (rot) (b) Invariante $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse aufgetragen gegen die inv. $\pi^+\pi^-$ -Masse . . . . .	25
2.11	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse . . . . .	28
2.12	(a) Invariante Masse des $\pi^+\pi^-$ -Rückstoßsystems (b) Invariante Masse des $\eta$ -Rückstoßsystems . . . . .	30
2.13	Invariante $3\gamma$ -Masse aufgetragen gegen die invariante $\gamma\gamma$ -Masse der Kombinationen $\gamma_{rad}\gamma$ . . . . .	30
2.14	(a) Invariante $\pi^+\pi^-\gamma_{rad}$ -Masse (b) Invariante $\pi^+\pi^-\gamma_{rad}\gamma_{low}$ -Masse . . . . .	31
2.15	Invariante $\gamma_{rad}\gamma$ -Masse . . . . .	32
2.16	Invariante $\gamma_{rad}\gamma_{low}$ -Masse . . . . .	33
2.17	Invariante $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse aus $J/\psi \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^0$ Monte-Carlo-Ereignissen . . . . .	33
2.18	Invariantes $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrum . . . . .	35
2.19	(a) Invariante $\pi\eta$ -Masse der Messdaten (schwarz) und phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse (rot) (b) Invariante $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse aufgetragen gegen die inv. $\pi\eta$ -Masse . . . . .	35
2.20	(a) Invariante $\pi^+\pi^-$ -Masse der Messdaten (schwarz) und phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse (rot) (b) Invariante $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse aufgetragen gegen die inv. $\pi^+\pi^-$ -Masse . . . . .	36

2.21	Dalitzplot des Dreikörperzerfalls vom $\eta(1405)$ . . . . .	36
2.22	Zerfallswinkel des Pions für die Massenbereiche $1,26-1,30 \text{ GeV}/c^2$ und $1,38-1,41 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	37
3.1	Definition des Koordinatensystems im (a) Helizitätsformalismus und im (b) kanonischen Formalismus . . . . .	41
3.2	$(\pi\pi)_s$ -Welle-T-Matrix-Intensität . . . . .	43
3.3	Winkelverteilungen von Zerfällen verschiedener Quantenzahlen I . . . . .	48
3.4	Winkelverteilungen von Zerfällen verschiedener Quantenzahlen II . . . . .	49
3.5	Invariantes $\pi^+\pi^-\eta$ -Massenspektrum zwischen $(1,0-3,1) \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	50
3.6	Partialwellenbeiträge aus der massenunabhängigen Anpassung nach AIC-Gewichtung . . . . .	52
3.7	Partialwellenbeiträge aus der massenunabhängigen Anpassung nach BIC-Gewichtung . . . . .	53
3.8	Mittels PWA an die Messdaten im Massenbereich $(1,36-1,40) \text{ GeV}/c^2$ angepasste Monte-Carlo-Ereignisse. . . . .	53
3.9	Mittels PWA an die Messdaten angepasste Monte-Carlo-Ereignisse . . . . .	57
4.1	(a) Massen der mit $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ erreichbaren Hadronen (b) Erzeugung von Charmonia bei $e^+e^-$ -Experimenten . . . . .	64
4.2	Aufbau der FAIR Beschleunigeranlage . . . . .	65
4.3	Layout des HESR . . . . .	66
4.4	Der $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ Detektor . . . . .	67
4.5	Zusammenfassung der Targetoptionen von $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ . . . . .	68
4.6	Seitenansicht des Targetspektrometers . . . . .	69
4.7	Seitenansicht des Vorwärtsspektrometers . . . . .	71
4.8	(a) Wirkungsquerschnitte für Photonen in Blei (b) Relativer Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei (b) . . . . .	74
4.9	(a) Vereinfachtes Schauermodell eines elektromagnetischen Schauers (b) Bandstruktur in anorganischen Szintillatoren . . . . .	74
4.10	Schichtmodell eine Si-APD . . . . .	76
4.11	(a) Nuclear-Counter-Effekt - Energieäquivalent von 1 MeV Elektronen (b) Temperaturabhängigkeit der Verstärkung von APDs, grün $-27^\circ\text{C}$ , rot $-25^\circ\text{C}$ , blau $-23^\circ\text{C}$ . . . . .	77
4.12	Funktionsweise von Vakuumphotoröhren . . . . .	78
4.13	(a) Verlust an $\pi^0$ als Funktion der Energieschwelle (b) Öffnungswinkel der Photonen aus einem $\pi^0$ -Zerfall als Funktion des Pionimpulses . . . . .	80
4.14	(a) Geometrie eines Vorwärtsendkappenkristalls (b) Einzelkristallraten in der Vorwärtsendkappe nach EMC-TDR . . . . .	81
4.15	Das elektromagnetische Kalorimeter mit Barrel und Vorwärtsendkappe . . . . .	82
4.16	(a) Mit Spiegelfolie ummantelte PWO-Kristalle (b) $100 \mu\text{m}$ dünner Temperatursensor aus auf Kaptonfolie gewickeltem Platindraht . . . . .	83
4.17	Bestandteile einer Subunit . . . . .	84
4.18	Ausleseketten des $\overline{\text{P}}\text{ANDA-EMC}$ . . . . .	85



---

4.19 (a) Platzverhältnisse in einer Subunit	
(b) Unterschiedliche Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten . . . . .	87
4.20 VPTT-Vorverstärker-Einheit mit Schirmung aus Kupferrohr . . . . .	89
4.21 (a) Löthilfen für Koaxialkabel	
(b) Testpunkte, an denen der Außenleiter befestigt werden kann . . . . .	90
4.22 (a) In Elastosil vergossener Vorverstärker in Sandwichbauweise	
(b) In Elastosil vergossener Vorverstärker mit rundem Spannungsteiler . . . . .	90
4.23 VPTT-Vorverstärker-Einheit ummantelt mit Elastosil, Kupfer und Alumini- umklebestreifen . . . . .	91
4.24 (a) Capsule für lange Vorverstärker mit Schraublöchern zur Befestigung	
(b) Capsule für kurze Vorverstärker mit quadratischer HV-Filter-Platine . . .	91
4.25 (a) Weiterleitung der Spannungsversorgung zwischen den Vorverstärkern	
(b) Komplette APD-Vorverstärker-Einheit . . . . .	92
4.26 (a) Ansicht einer Subunit nachdem alle Kabel durch die Mountplate gefädelt wurden	
(b) Fertige Subunit inklusive Winkelstück . . . . .	94
4.27 (a) Schlechte optische Kopplung mit optischem Gel, von vorne in den Kristall fotografiert	
(b) Monte Carlo Simulation eines kosmischen Myonenspektrums mit liegendem PWO-Kristall . . . . .	95
4.28 (a) Frontansicht des Proto192 als CAD-Modell	
(b) Frontansicht mit einer Wärmebildkamera . . . . .	96
4.29 Rückansicht auf den Proto192 nach Montage aller Subunits, Verlegung der Lichtfasern und Anschließen der Kabel . . . . .	97
4.30 Photodetektorkonfiguration zur CERN-Strahlzeit 2011 . . . . .	99
4.31 Photodetektorkonfiguration zur ELSA-Strahlzeit 2011 . . . . .	100
4.32 Ratenabhängigkeit der Verstärkung von Photodetektor-Vorverstärker-Einhei- ten, gemessen bei der ELSA-Strahlzeit 2011. . . . .	102
4.33 Photodetektorkonfiguration zur MAMI- und CERN-Strahlzeit 2012 . . . . .	103
4.34 Energieauflösung der Photodetektoren bei der MAMI- und CERN-Strahlzeit 2012 . . . . .	105



# Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften der Leptonen . . . . .	1
1.2	Eigenschaften der Quarks . . . . .	2
1.3	Eigenschaften der vier fundamentalen Wechselwirkungen . . . . .	2
1.4	Die $I = 0, J^{PC} = 0^{-+}$ Mesonen aus dem Meson Summary Table der Particle Data Group . . . . .	7
2.1	Erwartete Anzahl an Ereignissen im BES III-Detektor pro Jahr . . . . .	12
2.2	Anzahl der Ereignisse pro Untergrundkanal aus dem simuliertem Datensatz, vor und nach den Vetos . . . . .	19
2.3	Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse für verschiedene Massenfenster . . . . .	22
2.4	Rekonstruktions- und Selektionseffizienz . . . . .	26
2.5	Systematische Unsicherheiten auf die gemessenen Verzweigungsverhältnisse . . . . .	27
2.6	Zusammenfassung der Verzweigungsverhältnisse . . . . .	27
2.7	Anzahl der selektierten Ereignisse pro Zerfallskanal aus 225 Millionen simulierten $J/\psi$ -Ereignissen, vor und nach den Vetos. . . . .	29
2.8	Anzahl der erwarteten $J/\psi \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^0$ Untergrundereignisse für verschiedene Massenfenster . . . . .	34
2.9	$\chi^2/ndf$ für verschiedene Anpassungen an die Winkelverteilungen der Massenbereiche 1,26-1,30 GeV/ $c^2$ und 1,38-1,41 GeV/ $c^2$ . . . . .	37
3.1	Basis-Hypothese . . . . .	54
3.2	Ermittelte Anpassungsgüten für verschiedene Hypothesen . . . . .	55
3.3	Ermittelte Anpassungsgüten für verschiedene Subzerfälle . . . . .	55
3.4	Ermittelte Anpassungsgüten für verschiedene Subzerfälle . . . . .	56
3.5	Mit Hilfe der Partialwellenanalyse bestimmten Massen und Breiten der beitragenden Resonanzen, die im radiativen $J/\psi$ -Zerfall produziert werden, im Vergleich mit den Werten des <i>Particle Data Listings</i> . . . . .	56
3.6	Systematische Unsicherheiten für die gemessenen Verzweigungsverhältnisse . . . . .	59
3.7	Zusammenfassung der Verzweigungsverhältnisse . . . . .	59
3.8	Gemessene Verzweigungsverhältnisse für $\psi(2S)$ - und $J/\psi$ -Zerfälle und ihr Verhältnis $\frac{\mathcal{B}(\psi(2S))}{\mathcal{B}(J/\psi)}$ . . . . .	60
4.1	Betriebsmodi des HESR . . . . .	66
4.2	Wichtige Eigenschaften von PWO-II . . . . .	76
4.3	Kenndaten der drei EMC-Teile des Targetspektrometers . . . . .	82
4.4	Parameter der verwendeten Vakuumphotoröhren . . . . .	86
4.5	Übersicht über die Strahlzeiten . . . . .	98
4.6	Rauschen, Einzelkristallschwellen und Energieauflösung bei der CERN-Strahlzeit 2011 . . . . .	99

4.7	Rauschen, Einzelkristallschwellen und Energieauflösung bei der ELSA-Strahlzeit 2011 . . . . .	101
4.8	Rauschen, Einzelkristallschwellen und Energieauflösung bei der MAMI-Strahlzeit 2012 . . . . .	103
4.9	Energieauflösung der Photodetektoren bei der CERN-Strahlzeit 2012 . . . . .	104

# Literaturverzeichnis

- [1] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group). Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology. *Phys. Rev. D*, 86, Juli 2012.
- [2] Bogdan Povh, Klaus Rith, Christoph Scholz, und Frank Zetsche. *Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte.* Springer-Verlag GmbH, 8th, 2009.
- [3] V. Crede und C.A. Meyer. The Experimental Status of Glueballs. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 63:74–116, 2009.
- [4] F.E. Close und A. Kirk. The mixing of the  $f_0(1370)$ ,  $f_0(1500)$  and  $f_0(1710)$  and the search for the scalar glueball. *Phys. Lett. B*, 483:345, 2000.
- [5] A. Chodos et al. New extended model of hadrons. *Phys. Rev. D*, 9:3471, 1974.
- [6] N. Isgur und J.E. Paton. A Flux Tube Model for Hadrons in QCD. *Phys. Rev. D.*, 31:3910, 1985.
- [7] M. Iwasaki et al. Flux tube model for glueballs. *Phys. Rev. D*, 68:074007, 2003.
- [8] Y. Chen et al. Glueball spectrum and matrix elements on anisotropic lattices. *Phys. Rev. D*, 73:014516, 2006.
- [9] C. Amsler. Note on non- $q\bar{q}$  mesons. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 33:1–1232, 2006.
- [10] F. Iddir und L. Semmla.  $1^{++}\pi_1(1400)$  cannot be hybrid meson. *arxiv*, 2005.
- [11] Robert L. Jaffe. Multi-Quark Hadrons. 1. The Phenomenology of (2 Quark 2anti-Quark) Mesons. *Phys.Rev.*, D15:267, 1977.
- [12] Mark G. Alford und R.L. Jaffe. Insight into the scalar mesons from a lattice calculation. *Nucl.Phys.*, B578:367–382, 2000.
- [13] G. 't Hooft, G. Isidori, L. Maiani, A.D. Polosa, und V. Riquer. A Theory of Scalar Mesons. *Phys.Lett.*, B662:424–430, 2008.
- [14] John D. Weinstein und Nathan Isgur.  $K\bar{K}$ -Molecules. *Phys.Rev.*, D41:2236, 1990.
- [15] P.H. Baillon, D. Edwards, C. d'Andlau, und A. Astier. Further Study of the e-Meson in Antiproton Proton Annihilation at Rest. *Nuovo Cim.*, A50:393, 1967.
- [16] D.L. Scharre, G. Trilling, G.S. Abrams, M.S. Alam, C.A. Blocker, et al. Observation of the Radiative Transition  $J/\psi \rightarrow \gamma E(1420)$ . *Phys.Lett.*, B97:329, 1980.
- [17] A. Bertin et al. A search for axial vectors in  $\bar{p}p \rightarrow K^\pm K_0(\text{miss})\pi^\mp \pi^+ \pi^-$  annihilations at rest in gaseous hydrogen at NTP. *Phys.Lett.*, B400:226–238, 1997.

- 
- [18] J.E. Augustin et al. Partial wave analysis of DM2 data in the  $\eta(1430)$  energy range. *Phys.Rev.*, D46:1951–1958, 1992.
- [19] J.J. Manak et al. Partial-wave analysis of the  $\eta\pi^+\pi^-$  system produced in the reaction  $\pi^-p \rightarrow \eta\pi^+\pi^-n$  at 18-GeV/c. *Phys.Rev.*, D62:012003, 2000.
- [20] M. Acciarri et al. Light resonances in  $K_S^0K^\pm\pi^\mp$  and  $\eta\pi^+\pi^-$  final states in  $\gamma\gamma$  collisions at LEP. *Phys.Lett.*, B501:1–11, 2001.
- [21] Ludvig Faddeev, Antti J. Niemi, und Ulrich Wiedner. Glueballs, closed fluxtubes, and  $\eta(1440)$ . *Phys. Rev. D*, 70:114033, Dec 2004.
- [22] R. Ahohe et al. The Search for  $\eta(1440) \rightarrow K_S^0K^\pm\pi^\mp$  in two-photon fusion at CLEO. *Phys.Rev.*, D71:072001, 2005.
- [23] Eberhard Klempt und Alexander Zaitsev. Glueballs, Hybrids, Multiquarks. Experimental facts versus QCD inspired concepts. *Phys.Rept.*, 454:1–202, 2007.
- [24] M. Ablikim et al. Design and construction of the BESIII detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 614(3):345 – 399, 2010.
- [25] M. Ablikim et al. The construction of the BESIII experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 598(1):7 – 11, 2009.
- [26] C. Amsler. *Kern- und Teilchenphysik*. vdf Hochschulverlag AG, 2007.
- [27] D.M. Asner, T. Barnes, J.M. Bian, I.I. Bigi, N. Brambilla, et al. Physics at BES-III. *Int.J.Mod.Phys.*, A24:S1–794, 2009.
- [28] M. Ablikim, M. N. Achasov, und D. J. Ambrose. Determination of the number of  $\psi(2S)$  events at BESIII. *ArXiv e-prints*, September 2012.
- [29] Yan Liang, He Rang-Lin, Li Wei-Guo, Bian Jian-Ming, Fu Cheng-Dong, Huang Bin, Liu Ying, Lü Qi-Wen, Ning Fei-Peng, Sun Sheng-Sen, Xu Min, Zhang Jian-Yong, und Zhu Yong-Sheng. Lagrange multiplier method used in BESIII kinematic fitting. *Chinese Physics C*, 34(2):204, 2010.
- [30] Roy A. Briere et al. Observation of thirteen new exclusive multi-body hadronic decays of the  $\psi(2S)$ . *Phys.Rev.Lett.*, 95:062001, 2005.
- [31] S.U. Chung. Spin Formalisms. *CERN-71-08*, 2008.
- [32] Klaus J. Peters. A Primer on partial wave analysis. *Int.J.Mod.Phys.*, A21:5618–5624, 2006.
- [33] Jeffrey D. Richman. An Experimenter’s Guide to the Helicity Formalism. *DOE Research And Development Report CALT-68-1148*, 1984.
- [34] S.U. Chung and E. Klempt. A Primer on K-matrix Formalism. *Uni-Mainz IP-92-03*, 1995.

- [35] V.V. Anisovich und A.V. Sarantsev. K matrix analysis of the  $(I J^{**}(\text{PC}) = 00^{++})$ -wave in the mass region below 1900 MeV. *Eur.Phys.J.*, A16:229–258, 2003.
- [36] Michael I. Mishchenko, Larry D. Travis, und Daniel W. Mackowski. T-matrix computations of light scattering by nonspherical particles: A review. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 55(5):535 – 575, 1996. [Light Scattering by Non-Spherical Particles](#).
- [37] <http://www.boost.org/>.
- [38] [http://www-meg.phys.cmu.edu/williams/qft++/index.php/main\\_page](http://www-meg.phys.cmu.edu/williams/qft++/index.php/main_page).
- [39] [http://root.cern.ch/root/html/MATH\\_MINUIT2\\_Index.html](http://root.cern.ch/root/html/MATH_MINUIT2_Index.html).
- [40] John Aldrich. R. A. Fisher and the making of maximum likelihood 1912–1922. *Stat. Sci.*, 12(3):162–176, 1997.
- [41] R. A. FISHER. The use of multiple measurements in taxonomic problems. *Annals of Eugenics*, 7(2):179–188, 1936.
- [42] Lukas Gernand. Understanding AIC and BIC in Model Selection. Seminar: Modellwahl und Modelldiagnostik, LMU, Sommersemester 2009.
- [43] M. Ablikim et al. Confirmation of the  $X(1835)$  and observation of the resonances  $X(2120)$  and  $X(2370)$  in  $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta'$ . *Phys.Rev.Lett.*, 106:072002, 2011.
- [44] M. Ablikim et al.  $\eta\pi^+\pi^-$  Resonant Structure around 1.8 GeV/ $c^2$  and  $\eta(1405)$  in  $J/\psi \rightarrow \omega\eta\pi^+\pi^-$ . *Phys.Rev.Lett.*, 107:182001, 2011.
- [45] Claude Amsler, A.V. Anisovich, C.A. Baker, B.M. Barnett, C.J. Batty, et al. Production and decay of  $\eta'$  (958) and  $\eta(1440)$  in  $\bar{p}p$  annihilation at rest. *Eur.Phys.J.*, C33:23–30, 2004.
- [46] T. Bolton, J.S. Brown, K. Bunnell, M. Burchell, T. Burnett, et al. Partial wave analysis of  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta\pi^+\pi^-$ . *Phys.Rev.Lett.*, 69:1328–1331, 1992.
- [47] J.Z. Bai et al. Partial wave analysis of  $J/\psi \rightarrow \gamma(\pi^+\pi^-\eta)$ . *Phys.Lett.*, B446:356–362, 1999.
- [48] J.E. Augustin et al. RADIATIVE DECAY OF  $J/\psi$  INTO  $\eta(1430)$  AND NEARBY STATES. *Phys.Rev.*, D42:10–19, 1990.
- [49] Thomas Appelquist und H. David Politzer. Heavy quarks and  $e^+e^-$  annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 34:43–45, Jan 1975.
- [50] E.S. Swanson. Heavy Flavour Spectroscopy. *ArXiv e-prints*, 2011.
- [51] M.F.M. Lutz et al. Physics Performance Report for PANDA: Strong Interaction Studies with Antiprotons. *ArXiv e-prints*, März 2009.
- [52] W. Erni et al. Technical Design Report for: PANDA Electromagnetic Calorimeter. *ArXiv e-prints*, Oktober 2008.

- [53] PANDA Collaboration, W. Erni, I. Keshelashvili, B. Krusche, M. Steinacher, Y. Heng, Z. Liu, H. Liu, X. Shen, Q. Wang, und et al. Technical Design Report for the: PANDA Micro Vertex Detector. *ArXiv e-prints*, Juli 2012.
- [54] The PANDA Collaboration: W. Erni, I. Keshelashvili, B. Krusche, M. Steinacher, Y. Heng, Z. Liu, H. Liu, X. Shen, O. Wang, H. Xu, und et al. Technical Design Report for the PANDA Solenoid and Dipole Spectrometer Magnets. *ArXiv e-prints*, Juli 2009.
- [55] I. [GSI] Augustin. BTR\_Accelerator and Scientific Infrastructure, Juli 2006. [https://www-alt.gsi.de/documents/DOC-2006-Jul-40\\_e.html](https://www-alt.gsi.de/documents/DOC-2006-Jul-40_e.html).
- [56] Aufbau der FAIR Beschleunigeranlage, Dezember 2012. [http://www.gsi.de/start/fair/aufbau\\_der\\_fair\\_beschleunigeranlage.htm](http://www.gsi.de/start/fair/aufbau_der_fair_beschleunigeranlage.htm).
- [57] I. Augustin. Status of FAIR - XXX PANDA Collaboration Meeting, September 2009.
- [58] Baseline Technical Report, März 2008. [http://www-win.gsi.de/FAIR-EOI/PDF/TDR\\_PDF/TDR\\_HESR-TRV3.1.2.pdf](http://www-win.gsi.de/FAIR-EOI/PDF/TDR_PDF/TDR_HESR-TRV3.1.2.pdf).
- [59] PANDA Collaboration, W. Erni, I. Keshelashvili, B. Krusche, M. Steinacher, Y. Heng, Z. Liu, H. Liu, X. Shen, Q. Wang, und et al. Technical Design Report for the: PANDA Straw Tube Tracker. *ArXiv e-prints*, Mai 2012.
- [60] PANDA Collaboration, W. Erni, I. Keshelashvili, B. Krusche, M. Steinacher, Y. Heng, Z. Liu, H. Liu, X. Shen, Q. Wang, und et al. Technical Design Report for the: PANDA Target. *ArXiv e-prints*, April 2012.
- [61] N. Akopov et al. The HERMES dual-radiator ring imaging Cerenkov detector. *Nucl. Instr. Meth.*, 479:511–530, 2002.
- [62] Andrey Uzunyan. Shashlik module radiation studies at IHEP. In *CLII Panda Collaboration Meeting*, September 2012.
- [63] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner Studienbücher: Physik, 1984.
- [64] Hamamatsu Photonics. *Opto-semiconductor handbook, Chapter 02: Si Photodiodes*, Januar 2013.
- [65] Arber Mustafa. *Messungen zur Wechselwirkung von Elektronen mit einer Avalanche-photodiode*. Bachelorarbeit, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany, 2013.
- [66] Matthias Steinke. persönliche Mitteilung, 2013.
- [67] Michael Leyhe. *Tests zur Auslese von PWO-Szintillatoren*. Masterarbeit, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany, 2010.
- [68] Tobias Holtmann. *Messung der  $\phi$ -abhängigen Verstärkung von Photoröhren im Magnetfeld*. Bachelorarbeit, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany, 2012.



- 
- [69] Bernhard Roth. *Suche nach exotischen Resonanzen in der  $\bar{p}p$ -Annihilation und Kalibrierung eines elektromagnetischen Kalorimeters*. Dissertation, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany, 2012.
- [70] Jan Schulze. *Prototypenentwicklung für das elektromagnetische Kalorimeter des  $\bar{P}ANDA$ -EMC*. Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany, 2009.
- [71] Patrick Friedel. *Studien zum Prototypenaufbau des elektromagnetischen Kalorimeters für den  $\bar{P}ANDA$ -Detektor*. Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany, 2009.
- [72] Werner Erni. *Manual Preamplifier SP883d*, 0.6.4, July 2012.
- [73] Malte Albrecht. *Aufbau und Analyse der Testmessungen des Proto192 elektromagnetischen Kalorimeters*. Masterarbeit, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany, 2012.
- [74] Alexander Aab. *Aufbau und Tests des Proto192  $\bar{P}ANDA$  elektromagnetischen Kalorimeters*. Masterarbeit, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany, 2012.
- [75] Jan Zhong. Monte-Carlo-Simulation, Februar 2007.
- [76] Jan Schulze. *Analyse des Zerfalls  $\chi_{c0} \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \pi^0$  bei BESIII und Entwicklung von mechanischen Komponenten für einen Prototypen des  $\bar{P}ANDA$ -EMC*. Dissertation, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany, 2012.
- [77] Jörn Becker. *Analyse des Zerfalls  $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$  bei BESIII und Entwicklung eines Kühlsystems für den Prototypen des  $\bar{P}ANDA$ -EMC*. Dissertation, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany, 2012.
- [78] Cathrina Sowa. *Entwicklungen zur Slow-Control des Panda Systems*. Masterarbeit, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany, 2012.
- [79] Tobias Triffterer. *Aufbau und Messungen am Teststrahl mit einem Prototyp des  $\bar{P}ANDA$  elektromagnetischen Kalorimeters*. Masterarbeit, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany, 2012.
- [80] Malte Albrecht. persönliche Mitteilung, 2013.



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die durch ihre fachliche und persönliche Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich danke Prof. Dr. Ulrich Wiedner für die Möglichkeit, meine Dissertation an seinem Lehrstuhl zu verfassen und an interessanten Forschungsprojekten mitzuwirken. Danke für das dabei entgegengebrachte Vertrauen und die Gelegenheit während der Forschungsaufenthalte in China und auf Hawaii neue Erfahrungen und Eindrücke zu sammeln.

Meinen Eltern für ihre Unterstützung, ohne die diese Arbeit und das gesamte Studium nicht möglich gewesen wäre.

Dr. Bertram Kopf, Dr. Marc Pelizäus und Julian Pychy für die Hilfestellungen bei auftretenden Fragen und Problemen zur Partialwellenanalyse.

Danken möchte ich auch Dr. Fritz-Herbert Heinsius, Dr. Thomas Held, Dr. Matthias Steinke und Dr. Torsten Schröder für die fachliche und experimentelle Begleitung sowie dem Gegenlesen dieser Arbeit.

Bei Malte Albrecht, Cathrina Sowa und Mario Fink für die abwechslungsreichen Monate während der Produktions- und Testphase der Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten sowie den Nachtschichten auf den Teststrahlzeiten.

Allen nicht genannten und ehemaligen Mitgliedern des Lehrstuhls für die tolle Arbeitsatmosphäre und das gute Arbeitsklima.

Sowie allen, die mir beim Auffinden und Korrigieren von Fehlern geholfen haben.



# Lebenslauf

**Name:** Michael Leyhe

**Geburtstag:** 29.04.1986

**Geburtsort:** Hattingen

**Eltern:** Hanswalter Leyhe  
Ulrike Leyhe, geb. Oberstebrink

**Studium:** 05.2010 - 06.2013  
Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Ruhr-Universität Bochum  
Promotion am Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik  
unter Leitung von Prof. Dr. Ulrich Wiedner  
Mitglied der Ruhr-University Research School

03.2008 - 04.2010  
Studium der Physik (Master of Science) an der Ruhr-Universität Bochum  
Masterarbeit am Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik, EP1  
Thema: *Tests zur Auslese von PWO-Szintillatoren*

03.2008 - 04.2010  
Studentische Hilfskraft zur Betreuung von Übungsgruppen

09.2005 - 02.2008  
Studium der Physik (Bachelor of Science) an der Ruhr-Universität Bochum  
Bachelorarbeit am Lehrstuhl für Weltraum- und Astrophysik, TP4  
Thema: *Periodenanalyse solarer elektromagnetischer und kosmischer Strahlung*

**Schulbildung:** 07.1996 - 06.2005  
Gymnasium im Schulzentrum Hattingen Holthausen  
Abschluss: Allgemeine Hochschulreife (Abitur)

07.1992 - 06.1996  
Grundschule Börgersbruch - Sprockhövel