

RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

RUB

ANALYSE DES ZERFALLS $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$

BEI BESIII UND ENTWICKLUNG EINES

KÜHLSYSTEMS FÜR DEN PROTOTYPEN

DES PANDA-EMC

DISSERTATION ZUR ERLANGUNG DES GRADES
EINES DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN IN
DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE DER
RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

VORGELEGT VON

JÖRN BECKER,

GEBOREN IN MÜLHEIM A. D. RUHR

JUNI 2012, BOCHUM



AUDIMAX

1. Gutachter: Prof. Dr. Ulrich Wiedner
2. Gutachter: Prof. Dr. Werner Meyer

Tag der Disputation: 22.10.2012

RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

RUB

ANALYSE DES ZERFALLS $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$

BEI BESIII UND ENTWICKLUNG EINES

KÜHLSYSTEMS FÜR DEN PROTOTYPEN

DES PANDA-EMC

DISSERTATION ZUR ERLANGUNG DES GRADES
EINES DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN IN
DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE DER
RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

VORGELEGT VON

JÖRN BECKER,

GEBOREN IN MÜLHEIM A. D. RUHR

JUNI 2012, BOCHUM



AUDIMAX

Our whole universe was in a hot dense state,
Then nearly fourteen billion years ago expansion started. Wait...
The Earth began to cool,
The autotrophs began to drool,
Neanderthals developed tools,
We built a wall (we built the pyramids),
Math, science, history, unraveling the mysteries,
That all started with the big bang!

— The Big Bang Theorie —

Abstract

Charmonium spectroscopy is one of the key aspects of the running BESIII experiment in Beijing and the future PANDA experiment in Darmstadt. Using $106 \cdot 10^6 \psi'$ events collected with BESIII in 2009, χ_{cJ} decays with the final state $K^+K^-\eta$ have been studied within this thesis. With this analysis, the first measurement of the branching fraction of $\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-\eta$ as well as an improved measurement of the branching fraction of $\chi_{c1} \rightarrow K^+K^-\eta$ is presented. Therefore the η has been reconstructed in the $\gamma\gamma$ decay mode as well as in the $\pi^+\pi^-\pi^0$ decay mode, and branching fractions of both η decay modes are combined. The branching fractions are measured to be:

	$\mathcal{BR}(\chi_{c1} \rightarrow K^+K^-\eta)$	$\mathcal{BR}(\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-\eta)$
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$(3.99 \pm 0.27_{\text{stat.}} \pm 0.33_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$	$(1.44 \pm 0.19_{\text{stat.}} \pm 0.15_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$(4.11 \pm 0.64_{\text{stat.}} \pm 0.49_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$	$(1.84 \pm 0.46_{\text{stat.}} \pm 0.24_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$
extended χ^2	$(3.99 \pm 0.25_{\text{stat.}} \pm 0.35_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$	$(1.48 \pm 0.17_{\text{stat.}} \pm 0.16_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$
BLUE	$(4.00 \pm 0.43) \cdot 10^{-4}$	$(1.49 \pm 0.23) \cdot 10^{-4}$
PDG	$(3.30 \pm 1.00) \cdot 10^{-4}$	$< 3.5 \cdot 10^{-4}$ CL =90%

Subresonances have been investigated as well. The invariant K^+K^- mass shows a significant enhancement at $1500 \text{ MeV}/c^2$. The angular distribution indicates a spin 2 resonance, possibly the $f_2'(1525)$.

The PANDA experiment will be assembled at FAIR in Darmstadt until 2017. The electromagnetic calorimeter (EMC) is mandatory for the success of the PANDA experiment. It will be build of PbWO_4 crystals as scintillator and cooled to -25°C to achieve the required performance. This yields to ambitious thermal requirements in terms of temperature stability and homogeneity. To verify the thermal concept, a prototype of the EMC forward endcap, named Proto192, has been developed. Its cooling system and thermal characteristics are key aspects of this thesis. It is shown that a thermal concept, based on individual cooling units for the front, back and dried air along with vacuum insulation panels (VIP), meets the requirements. It takes about 30 hours to cool the crystals to -25°C . In thermal equilibrium, temperature stability is about $\pm 0.02^\circ\text{C}$ (req.: $\pm 0.1^\circ\text{C}$). Temperature gradients along the crystals are with $\Delta T_{\text{max}} = -1.64^\circ\text{C}$ below the claimed value of $|\pm 2.00|^\circ\text{C}$. Thermal power loss of preamplifiers and voltage dividers heat up the crystals by $0.4 - 0.8^\circ\text{C}$. The insulation quality of the VIPs is very good. Surface temperatures are about 2°C below environmental temperature.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis	ix
1 Einleitung	1
1.1 Hadronen und die starke Wechselwirkung	2
1.2 Charmonia	5
1.3 Glueballs und Hybride	7
1.4 e^+e^- - und $p\bar{p}$ -Experimente	9
I Analyse des Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\eta$ bei BESIII	
2 Motivation	11
3 BESIII-Experiment	15
3.1 Beschleunigeranlage BEPCII	15
3.2 BESIII-Detektor	16
3.2.1 Driftkammer	17
3.2.2 Flugzeitspektrometer	18
3.2.3 Elektromagnetisches Kalorimeter	18
3.2.4 Myon-Detektoren	18
3.2.5 Datenverarbeitung	19
4 Daten und Monte-Carlo-Ereignisse	21
4.1 Daten	21
4.2 Monte-Carlo-Ereignisse	21
5 Der Zerfall $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\eta(\gamma\gamma)$	23
5.1 Ereignisrekonstruktion	23
5.1.1 Vorselektion	23
5.1.2 Optimierung	31
5.1.3 Ergebnis der Selektion	34
5.2 Untersuchung des Untergrunds	35
5.3 Anpassung an die Daten	38

5.3.1	Maximum-Likelihood-Methode	39
5.3.2	Bestimmung der Detektorauflösung	40
5.3.3	Bestimmung der Anzahl der Signaleinträge	41
5.3.4	Bestimmung der Signifikanz	42
5.4	Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz	43
5.4.1	Zerfallskinematik	44
5.4.2	Rekonstruktionseffizienz	46
5.4.3	Parametrisierung	48
5.5	Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse	52
5.5.1	Anpassung an die effizienzkorrigierten Daten	52
5.5.2	Systematische Fehler	53
5.5.3	Verzweigungsverhältnisse	56
6	Der Zerfall $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta (\pi^+ \pi^- \pi^0)$	57
6.1	Ereignisrekonstruktion	57
6.1.1	Vorselektion	57
6.1.2	Optimierung	61
6.1.3	Ergebnis der Selektion	63
6.2	Untersuchung des Untergrunds	64
6.3	Anpassung an die Daten	67
6.4	Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz	68
6.5	Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse	70
6.5.1	Anpassung an die effizienzkorrigierten Daten	70
6.5.2	Systematische Fehler	71
6.5.3	Verzweigungsverhältnisse	72
7	Kombination der Ergebnisse	73
7.1	BLUE-Methode	73
7.2	Erweiterte χ^2 -Methode	74
8	Untersuchung der Zwischenresonanzen	77
9	Fazit	81
II	Entwicklung eines Kühlsystems für den Prototypen des $\overline{\text{PANDA-EMC}}$	
10	Motivation	83
11	$\overline{\text{PANDA}}$-Experiment	85
11.1	FAIR-Beschleunigerzentrum	85

11.2	\bar{P} ANDA-Detektor	86
11.2.1	Targetspektrometer	86
11.2.2	Vorwärtsspektrometer	90
11.2.3	Datenverarbeitung	90
12	Elektromagnetisches Kalorimeter	93
12.1	Anforderungen an das EMC	93
12.2	Bleiwolframat als Szintillator	95
12.3	Thermische Anforderungen an das EMC	96
12.4	Übersicht über das EMC (TS)	97
12.5	Vorwärtssendkappe	100
12.5.1	Aufbau	100
12.5.2	Thermisches Konzept	102
12.5.3	Nomenklaturschema	103
13	EMC-Prototyp Proto192	105
13.1	Ziele	105
13.2	Aufbau	107
13.3	Thermische Auslegung	111
13.4	Kühlsystem	113
13.4.1	Hauptkühlung	114
13.4.2	Frontkühlung	115
13.5	Sensorik und Auslese	116
14	Thermisches Verhalten des Proto192	119
14.1	Abkühlprozess	121
14.2	Gleichgewichtszustand	123
14.2.1	Haupt- und Frontkühlung	124
14.2.2	Kristalle	124
14.3	Einfluss der Vorverstärker	128
14.4	Einfluss der Luft- und Frontkühlung	130
14.5	Bestimmung der abgeführten Leistung	131
14.6	Qualität der Isolierung	132
15	Strahlzeiten mit dem Proto192	135
16	Fazit	139
17	Zusammenfassung und Ausblick	141
	Danksagung	151
	Lebenslauf	152

Abbildungsverzeichnis

1.1	Darstellung des Quarkeinschlusses (<i>Confinement</i>).	3
1.2	Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung.	4
1.3	Das pseudoskalare Mesonnonett und das Nonett der Vektormesonen. . .	5
1.4	Das Charmonium-Spektrum.	6
1.5	Das Glueball-Spektrum (LQCD).	7
1.6	Direkte Formation von Charmonia in e^+e^- - und $p\bar{p}$ -Experimenten. . . .	9
1.7	Darstellung der Resonanz-Scan-Methode.	10
1.8	Messung der χ_{c1} -Resonanz bei Crystal Ball (e^+e^-) und bei E835 ($p\bar{p}$). .	10
2.1	Resultat von CLEO-c für die Analyse des Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\eta$	12
3.1	Schematischer Überblick der Beschleunigeranlage BEPCII.	15
3.2	Aufbau des BESIII-Detektors.	17
4.1	Generierung von Monte-Carlo-Ereignissen bei BESIII.	22
5.1	EMC-Zeitinformation für Photonen.	24
5.2	Spurgrößen $V_{x,y}$ und V_z (im Punkt der kleinsten Annäherung).	25
5.3	Anzahl geladener Spuren und Photonen in einem Ereignis.	27
5.4	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse.	32
5.5	J/ψ -Massenfenster zur Unterdrückung von Untergrund.	33
5.6	Optimierung der χ^2 -Schwelle.	34
5.7	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse des η -Kandidaten und invariante $K^+K^-\eta$ -Masse. .	35
5.8	Untergrundstudien basierend auf Monte-Carlo-Ereignissen.	36
5.9	Detektorauflösung für den Endzustand $K^+K^-\eta$	41
5.10	Anpassung an die Verteilung der invarianten $K^+K^-\eta$ -Masse.	42
5.11	Vergleich der Zerfallskinetik zwischen Daten und Signal-Monte-Carlo- Ereignissen.	46
5.12	Vergleich der phasenraumverteilten Signal-Monte-Carlo-Ereignisse vor und nach der Rekonstruktion.	47
5.13	Gebinnete Rekonstruktionseffizienz.	48
5.14	Rekonstruktionseffizienz bestimmt aus der Parametrisierung sowie de- ren Abweichung zur gebinneten Effizienz.	50
5.15	Überprüfung der Funktionalität der Effizienzkorrektur.	51

5.16	Anpassung an die effizienzkorrigierte Verteilung der invarianten $K^+K^-\eta$ -Masse.	53
6.1	EMC-Zeitinformation für Photonen.	58
6.2	Spurgrößen $V_{x,y}$ und V_z (im Punkt der kleinsten Annäherung).	58
6.3	Anzahl geladener Spuren und Photonen in einem Ereignis.	60
6.4	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse.	61
6.5	J/ψ -Massenfenster zur Unterdrückung von Untergrund.	62
6.6	Optimierung der χ^2 -Schwelle.	63
6.7	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse für das π^0 -Signal und invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse für das η -Signal.	63
6.8	Verteilung der invarianten $K^+K^-\eta$ -Masse.	64
6.9	Untergrundstudien basierend auf Monte-Carlo-Ereignissen.	65
6.10	Invariante $K^\pm\pi^0$ - und $K^\pm\pi^\mp$ -Masse.	65
6.11	Detektorauflösung für den Endzustand $K^+K^-\eta$	67
6.12	Anpassung an die Verteilung der invarianten $K^+K^-\eta$ -Masse.	68
6.13	Gebinnete und parametrisierte Rekonstruktionseffizienz sowie deren relative Abweichung.	70
6.14	Anpassung an die effizienzkorrigierte Verteilung der invarianten $K^+K^-\eta$ -Masse.	71
8.1	Invariante K^+K^- -Masse.	77
8.2	Symmetrisiertes Dalitz-Diagramm.	78
8.3	Winkelverteilung des K^+ im K^+K^- -Helizitätssystem.	79
11.1	Überblick des zukünftigen Beschleunigerzentrums FAIR.	85
11.2	Aufbau des \bar{P} ANDA-Detektors.	87
12.1	Energieauflösung und Ratenverteilung in der Vorwärtsendkappe.	94
12.2	LA und dLA/dT von PbWO_4 in Abhängigkeit von der Temperatur.	96
12.3	Energieauflösung als Funktion der Photonenenergie für verschieden starke Inhomogenitäten der Lichtausbeute in den Kristallen.	97
12.4	Das elektromagnetische Kalorimeter des Targetspektrometers.	98
12.5	Die Vorwärtsendkappe des EMC.	100
12.6	Explosionsansicht einer Subunit.	101
12.7	Nomenklaturschema für die Vorwärtsendkappe.	104
13.1	CAD-Konstruktionszeichnung des Proto192.	107
13.2	Ansicht des Proto192, bereits bestückt mit allen Subunits.	108
13.3	Ansicht einer bestückten Subunit und der Glasfaserbündel.	109
13.4	Ansicht der Fronthülle, bereits an der Backplate verschraubt.	110
13.5	Aufbau der Isolierung des Proto192.	111
13.6	CAD-Konstruktionszeichnung der Hauptkühlung.	114

13.7	Ansicht der Hauptkühlung des Proto192.	115
13.8	Blick in die Fronthülle mit der Frontkühlung.	116
13.9	Ansicht eines selbst gebauten thinPT zur Temperaturmessung.	117
14.1	Veranschaulichung des Messplans für den Kühltest.	120
14.2	Übersicht der Bestückung im Proto192.	120
14.3	Bestimmung der Zeitkonstante.	121
14.4	Temperaturverlauf während des Einschaltvorgangs der LV/HV und des Lichtpulsersystems.	128
14.5	Temperaturverlauf während des Ausschaltvorgangs der Frontkühlung. .	131
14.6	Wärmebildaufnahmen des Proto192 von außen.	132
14.7	Wärmebildaufnahme der Isolierung des Verteilersystems der Hauptküh- lung	133
14.8	Wärmebildaufnahmen der PCBs.	134
14.9	Wärmebildaufnahme des Lagers mit Stahlwelle und Halterungsblock. .	134
15.1	Der Messplatz am CERN mit dem Proto192 (Ansicht von vorne).	136
15.2	Der Messplatz am CERN mit dem Proto192 (seitliche Ansicht).	136
15.3	Der Messplatz an ELSA mit dem Proto192.	137
15.4	Energieauflösung bei der ELSA-Strahlzeiten.	138

Tabellenverzeichnis

1.1	Übersicht der sechs Quarks und ihre Eigenschaften.	3
2.1	Die Charmonia J/ψ , ψ' , χ_0 , χ_{c1} und χ_{c2}	11
3.1	Parameter der Beschleunigeranlage BEPCII.	16
3.2	Parameter des BESIII-Detektors.	19
5.1	Übersicht der untersuchten Untergrundzerfälle.	37
5.2	Vergleich der Zerfallskinetik zwischen Daten und Signal-Monte-Carlo-Ereignissen.	46
5.3	Überblick aller systematischen Fehler.	56
6.1	Übersicht der untersuchten Untergrundzerfälle.	66
6.2	Überblick aller systematischen Fehler.	72
7.1	Korrelationen der systematischen Fehler zwischen beiden Analysen. . .	74
9.1	Zusammenfassung der Verzweigungsverhältnisse für $\chi_{c1} \rightarrow K^+K^-\eta$ und $\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-\eta$	81
11.1	Parameter des HESR.	86
12.1	Szintillatoreigenschaften von Bleiwolframat (PbWO_4).	96
13.1	Thermische Auslegung des Proto192 mit der benötigten Kühlleistung. .	113
14.1	Übersicht aller Zeitkonstanten.	122
14.2	Temperaturen auf der Backplate.	124
14.3	Temperaturen auf der Frontfläche.	124
14.4	Kristalltemperaturen bei ausgeschalteter HV/LV.	125
14.5	Übersicht der Temperaturgradienten entlang der Kristalle	127
14.6	Temperaturanstieg durch Einschalten der HV/LV und des Lichtpulser-systems.	129
14.7	Vergleich der Temperaturgradienten entlang der Kristalle bei aus- und eingeschalteter HV/LV.	130
14.8	Vergleich der Temperaturgradienten entlang der Kristalle bei ein- und ausgeschalteter Frontkühlung.	131

1 Einleitung

Es gibt vier fundamentale Kräfte, die alle in der Natur vorkommenden Phänomene erklären. Die starke Wechselwirkung ist die Kraft, die Quarks zu Hadronen bindet. Das Ziel der Hadronenphysik ist es, diese Kraft zu verstehen und genau zu beschreiben. Durch Experimente an Teilchenbeschleunigern wurde eine Vielzahl an Hadronen entdeckt. Allerdings sind die gemachten Beobachtungen noch nicht vollständig durch die zugrundeliegende Theorie zu erklären. Während die Quantenchromodynamik (QCD) als die Theorie der starken Wechselwirkung für Abstände deutlich kleiner als die räumliche Ausdehnung eines Nukleons eine störungstheoretische Behandlung zulässt und zuverlässige Vorhersagen liefert, versagt sie jedoch bei größeren Abständen. In diesem sogenannten nicht-pertubativen Bereich der QCD werden andere theoretische Ansätze wie die Gittereichtheorie (LQCD) oder Potenzialmodelle herangezogen. Bisher liefert aber keine Theorie eine konsistente Beschreibung aller beobachteten Phänomene. Mit dem Charmonium-System lässt sich die starke Wechselwirkung in diesem Übergangsbereich untersuchen. Vorteilhaft erweist sich dabei, dass es sich durch Potenzialmodelle beschreiben lässt und störungstheoretische Berechnungen in diesem Bereich der QCD ebenfalls noch Gültigkeit haben. Hinzu kommt noch, dass Charmonium-Zustände ($c\bar{c}$) schmal sind und gewöhnlich nicht mischen. Um das Charmonium-System und die zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen besser verstehen zu können, ist es zwingend notwendig, das vollständige Zerfallsschema zu bestimmen.

In den letzten Jahren haben Experimente wie BaBar, Belle, CLEO-c und BESIII große Datenmengen im Bereich der Charmonia aufgezeichnet. Anfang 2009 wurden am Beijing Electron Positron Collider II (BEPCII) mit dem Beijing Spectrometer III (BESIII) $106 \cdot 10^6$ ψ' -Ereignisse aufgenommen, die die Grundlage für den ersten Teil dieser Arbeit darstellen. Basierend auf diesem bis dato weltweit größten ψ' -Datensatz wurden Zerfälle der Charmonia χ_{cJ} in den Endzustand $K^+ K^- \eta$ untersucht und die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse bestimmt.

Neu entdeckte Charmonium- und Charmonium-ähnliche Zustände sowie Hinweise auf exotische Multiquark-Zustände, gluonische Anregungen wie Hybride und Glueballs oder molekulartige Charmonia zeigen, dass das Charmonium-System noch immer Überraschungen birgt. Hinsichtlich dieser neuen Beobachtungen wird besonders große Hoffnung auf das Zukunftsprojekt \bar{P} ANDA (antiProton ANnihilation at DArmstadt) gelegt, das ab 2017 an dem neu geplanten Beschleunigerzentrum FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) ebenfalls Charmonium-Spektroskopie betreiben wird. Für die erfolgreiche Umsetzung des \bar{P} ANDA-Physikprogramms ist das elektromagnetische Ka-

lorimeter (EMC) von entscheidender Bedeutung, denn die meisten nachzuweisenden Endzustände zeichnen sich durch eine hohe Anzahl an Photonen aus. Der zweite Teil dieser Arbeit befasst sich mit der Entwicklung des Proto192, einem Prototyp für das elektromagnetische Kalorimeter des $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments. Um die angestrebte Energieauflösung erreichen zu können, muss das EMC bei -25 °C mit einer hohen Temperaturstabilität und -homogenität betrieben werden. Daher liegt der Schwerpunkt dieses zweiten Teils auf der Entwicklung eines hinreichenden Kühlsystems für den Prototypen und der Untersuchung des thermischen Verhaltens hinsichtlich der hohen thermischen Anforderungen.

Im Folgenden wird zunächst genauer auf die Eigenschaften von Hadronen und der starken Wechselwirkung eingegangen. In diesem Kontext werden das Charmonium-Spektrum sowie Glueballs und Hybride als Schwerpunkt der BESIII- und $\bar{\text{PANDA}}$ -Physikprogramme diskutiert. Mit einem Vergleich der Charmoniumproduktion in den beiden unterschiedlichen Experimenten endet dieses einleitende Kapitel. Daran anschließend wird zunächst die im Rahmen der BESIII-Kollaboration durchgeführte Analyse des Charmoniumzerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$ (Teil 1) und dann die Entwicklung eines Prototypen für das elektromagnetische Kalorimeter des $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments (Teil 2) vorgestellt. Abschließend werden die Ergebnisse beider Teile zusammengefasst sowie ein Ausblick gegeben.

1.1 Hadronen und die starke Wechselwirkung

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die elementaren Teilchen und die Wechselwirkungen, denen diese Teilchen unterliegen. Quarks sind Elementarteilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen. Die Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD). Es gibt sechs verschiedene Quarks: das up-, down-, strange-, charm-, top- und bottom-Quark sowie ihre jeweiligen Antiteilchen, die sich anhand des Isospins I_z und des Flavours (Charmness C , Strangeness S , Topness T und Bottomness B) unterscheiden lassen. Quarks weisen einen halbzahligen Spin auf und lassen sich in drei Generationen einteilen (s. Tab. 1.1).

Quarks tragen nicht nur eine elektrische Ladung, sondern auch eine sogenannte Farbladung (rot, grün, blau) und Anti-Quarks eine entsprechende Anti-Farbladung. Das Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, das Gluon, trägt auch eine Farbladung, genauer gesagt eine Farb- und eine Anti-Farbladung, so dass sich aus gruppentheoretischen Überlegungen insgesamt acht verschiedene Gluonen ergeben. Die starke Wechselwirkung verhält sich genau entgegengesetzt der elektromagnetischen Wechselwirkung. Bei Abständen unterhalb des Nukleonradius ist die Kopplungskonstante der QCD mit $\alpha_s \ll 1$ so gering, dass die Quarks als quasi-frei betrachtet werden können (*asymptotische Freiheit*) und sich die Feldgleichungen der QCD störungstheoretisch lösen lassen. Da Gluonen aber auch selber eine Farbladung tragen, können sie nicht nur an

Tab. 1.1: Übersicht der sechs Quarks und ihre Eigenschaften. Zu jedem dieser Quarks existiert ein Antiteilchen mit gleicher Masse und Spin, aber entgegengesetzter elektrischer Ladung und Farbladung [1].

Generation	Quark	Q	I_z	C	S	T	B	Spin	Masse [MeV/c ²]
1	u	+2/3	1/2	0	0	0	0	1/2	1,7 - 3,1
	d	-1/3	-1/2	0	0	0	0	1/2	4,1 - 5,7
2	c	+2/3	0	1	0	0	0	1/2	1180 - 1340
	s	-1/3	0	0	-1	0	0	1/2	80 - 130
3	t	+2/3	0	0	0	1	0	1/2	172900
	b	-1/3	0	0	0	0	-1	1/2	4370 - 4130

Quarks koppeln, sondern auch untereinander wechselwirken. Diese besondere Eigenschaft der starken Wechselwirkung führt zu einem Quarkeinschluss, oft auch *Confinement* genannt. Anschaulich nimmt mit zunehmenden Abstand die Energie des Gluonenfeldes zwischen den beiden Quarks stetig zu, bis genug Feldenergie gespeichert ist, um aus dem Vakuum ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen (s. Abb. 1.1).

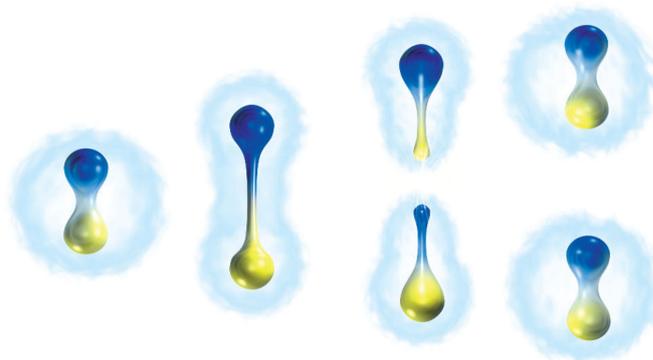


Abb. 1.1: Darstellung des Quarkeinschlusses (Confinement) bei einem $q\bar{q}$ -Paar. Mit zunehmenden Abstand nimmt die Energie des Gluonenfeldes stetig zu, bis genug Feldenergie gespeichert ist, um aus dem Vakuum ein neues $q\bar{q}$ -Paar zu erzeugen [2].

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s ist demnach keine Konstante im eigentlichen Sinne, sondern vom Abstand zwischen den wechselwirkenden Teilchen beziehungsweise vom Impulsübertrag abhängig und wird daher auch als *running coupling constant* bezeichnet (s. Abb. 1.2). Im Bereich des *Confinement* nimmt α_s einen Wert nahe 1 an, was eine störungstheoretische Behandlung unmöglich macht. Mithilfe der Gittereichtheorie (LQCD) oder effektiver Potenzialmodelle lassen sich Vorhersagen im nicht-pertubativen Bereich der QCD machen. Eines der einfachsten Potenziale ist

das *Cornell-Potenzial*

$$V(r) = -\frac{a}{r} + b \cdot r, \quad (1.1)$$

wobei r den effektiven $q\bar{q}$ -Abstand beschreibt. Das *Cornell-Potenzial* besteht aus einem Coulomb-artigen Term und einem linearen Term (*Confinement*). Zudem lassen sich relativistische Korrekturen wie beispielsweise die Spin-Spin- oder Spin-Bahn-Kopplung berücksichtigen, die für die Feinstruktur- beziehungsweise Hyperfeinstrukturaufspaltung verantwortlich sind [3]. Eine direkte Folge des *Confinements* ist die Abwesenheit von freien Quarks, was zum Beispiel eine Absolutmessung der Quarkmassen unmöglich macht. Die Existenz von ausschließlich farbneutralen Teilchen ist eine weitere Eigenschaft der starken Wechselwirkung.

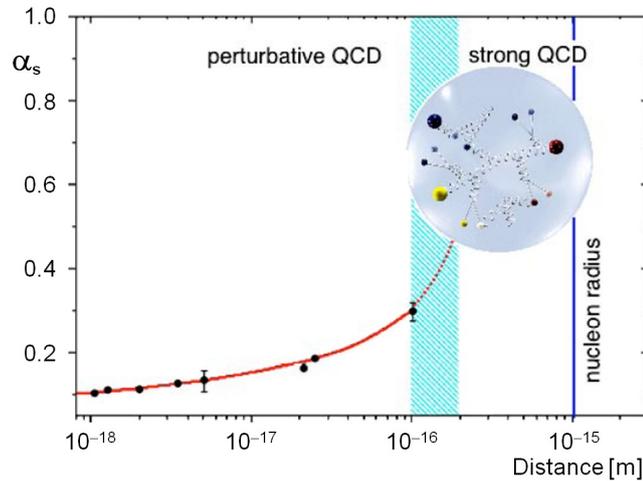


Abb. 1.2: Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s in Abhängigkeit vom Abstand der beiden Quarks voneinander. Bei kleinen Abständen können die Feldgleichungen der QCD mit einem störungstheoretischen Ansatz gelöst werden. Bei Abständen im Bereich des Nukleonradius müssen andere Modelle wie effektive Potenzialmodelle herangezogen werden. Im blau schattierten Bereich haben beide Ansätze Gültigkeit. Charmonia ($c\bar{c}$) befinden sich in diesem Übergangsbereich und eignen sich daher gut für QCD-Studien [4].

Gebundene Quarksysteme werden allgemein als Hadronen bezeichnet. Dabei unterscheidet man zwischen Mesonen (ganzzahliger Spin) und Baryonen (halbzahliger Spin). Das Konstituenten-Quarkmodell beschreibt Mesonen als Kombinationen aus Valenzquarks und Anti-Valenzquarks ($q\bar{q}$) und Baryonen als Kombinationen aus drei Valenzquarks (qqq). Die Valenzquarks bestimmen die spektroskopischen Eigenschaften von Hadronen. Sie werden durch die Hauptquantenzahl n (radiale Anregung), den Drehimpuls L , den intrinsischen Spin S und den Gesamtspin J beschrieben. Letzterer ergibt sich aus der Vektoraddition $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ mit $|L - S| \leq J \leq |L + S|$. Die spektroskopische Notation lautet $n^{2S+1}L_J$, häufig wird aber auch die Notation J^{PC} mit der Parität

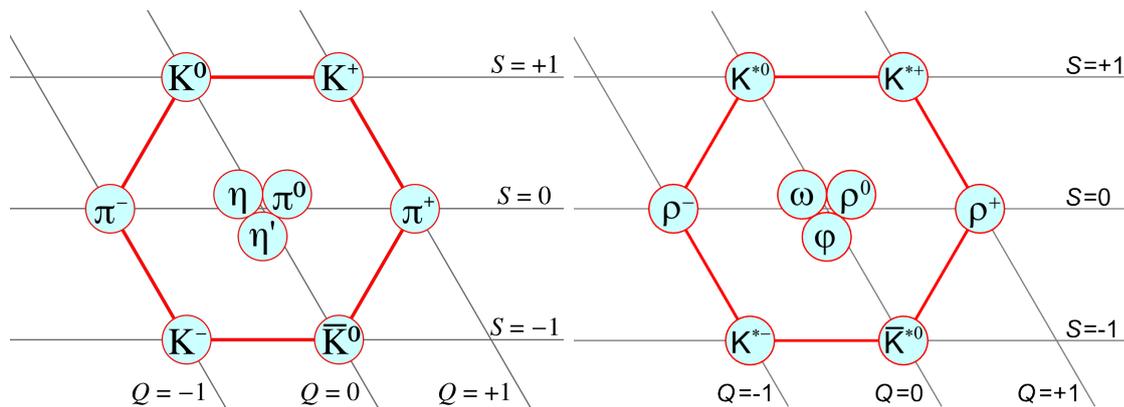


Abb. 1.3: Das pseudoskalare Mesonennett (links) und Nonett der Vektormesonen (rechts) [5].

$P = (-1)^{L+1}$ und der Ladungs-Parität $C = (-1)^{L+S}$ verwendet. Für Mesonen kann der Spin S der beiden Quarks zu 0 oder 1 koppeln. Betrachtet man die niedrigsten mesonischen Zustände ($L = 0 \rightarrow J = S$) der drei leichtesten Quarks (u, d, s), so bilden sich zwei Nonetts aus pseudoskalaren Mesonen ($J^P = 0^-$) und Vektormesonen ($J^P = 1^-$). Abbildung 1.3 zeigt diese Meson-Nonetts, angeordnet nach deren Strangeness und Ladung. Jeweils drei dieser Mesonen ($Q = 0, S = 0$) stellen Mischzustände aus $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ und $s\bar{s}$ dar, weil sich die Quarkmassen nicht sehr unterscheiden. Angeregte mesonische Zustände mit Bahndrehimpuls $L = 1$ lassen sich einordnen als Skalar-Mesonen ($J^P = 0^+$), Pseudovektor-Mesonen ($J^{PC} = 1^+$) oder Tensor-Mesonen ($J^P = 2^+$).

1.2 Charmonia

Als Charmonia bezeichnet man Charm-Anticharm-Paare ($c\bar{c}$). Der erste Charmonium-Zustand wurde bereits 1974 entdeckt. Damals wurde zeitgleich am SLAC (Stanford Linear ACcelerator) sowie am BNL (Brookhaven National Laboratory) eine $c\bar{c}$ -Resonanz mit $J^{PC} = 1^{--}$ gemessen, das sogenannte J/ψ . Sie weist eine Masse von $3,1 \text{ GeV}/c^2$ auf und ist mit nur $87 \text{ keV}/c^2$ extrem schmal. Dies ist gleichbedeutend mit einer langen Lebensdauer. Eine Erklärung liefert die sogenannte OZI-Regel: In starken Zerfällen sind die Feynmandiagramme mit durchgezogenen Quarklinien gegenüber denen mit unterbrochenen Quarklinien bevorzugt. Im Beispiel des J/ψ wäre der starke Zerfall in zwei D -Mesonen ($c\bar{q}$ und $\bar{c}q$) bevorzugt, allerdings reicht die Masse beziehungsweise Energie des J/ψ dazu nicht aus. Vielmehr zerfällt es überwiegend schwach oder radiativ, was zu einer deutlich erhöhten Lebensdauer führt. Das ψ' beschreibt die erste radiale Anregung des J/ψ (s. Abb. 1.4). 1978 wurde am Mark-I-Experiment das Spin-Triplet χ_{cJ} mit den Quantenzahlen $J^{PC} = J^{++}$ und $J = 0, 1, 2$ entdeckt [6]. Der Grundzustand des Charmonium-Systems η_c wurde 1980 bei Crystal Ball gefunden. Danach verringerte sich zunächst das Interesse an Charmonia, bis 2003 mehrere nicht vorhergesagte Charmonium-ähnliche Zustände, die sogenannten XYZ-Zustände entdeckt wurden.

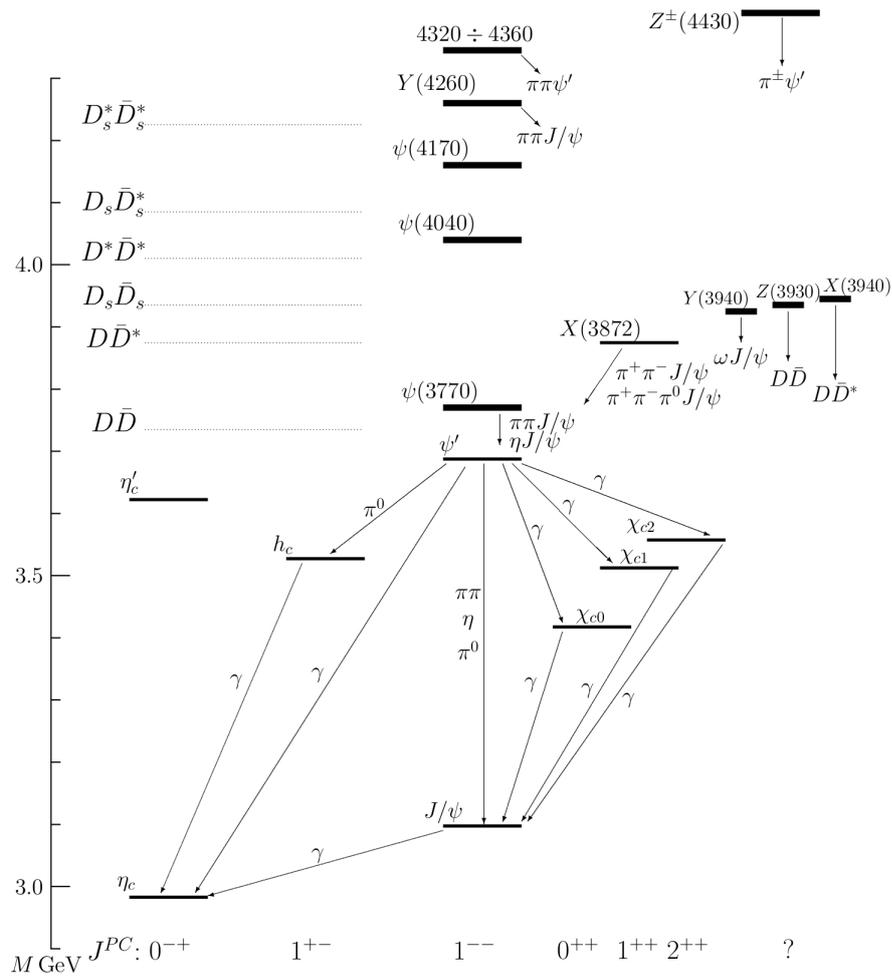


Abb. 1.4: Das Charmonium-Spektrum mit den bisher bekannten Charmonia und unterschiedlichen $D\bar{D}$ -Schwellen [3].

Bei Belle wurde das $X(3872)$ in dem Endzustand $J/\psi\pi^+\pi^-$ bei einer Masse von etwa $3872 \text{ MeV}/c^2$ beobachtet [7]. Danach wurden noch weitere Zustände wie das $Z(3930)$, $X(3940)$, $Y(3940)$, $Y(4260)$, $Y(4350)$, $Y(4660)$, $Z_1(4050)^\pm$, $Z_2(4250)^\pm$ und das $Z(4430)^\pm$ entdeckt [8, 9]. Die meisten Zustände liegen nahe der $D\bar{D}$ -Schwelle und scheinen aufgrund ihrer Quantenzahlen, Ladung und sehr geringen Breite nicht in das Schema konventioneller Charmonia zu passen. Es gibt zahlreiche Erklärungen zu der Natur dieser Zustände: So könnte es sich bei ihnen um konventionelle Charmonia, Molekül-Zustände ($(q\bar{q})(q\bar{q})$), Tetraquark-Zustände ($qq\bar{q}\bar{q}$) oder nur um Schwelleneffekte handeln. Bei den Charmonium-Zuständen unterhalb der $D\bar{D}$ -Schwelle existieren aber auch noch offene Fragestellungen wie beispielsweise das $\rho\pi$ -Puzzle. Aus Vorhersagen der perturbativen QCD ergibt sich ein Verhältnis zwischen den Verzweungsverhältnissen der ψ' - und

J/ψ -Zerfälle in den gleichen hadronischen Endzustand von

$$\frac{\mathcal{BR}(\psi' \rightarrow \text{Hadronen})}{\mathcal{BR}(J/\psi \rightarrow \text{Hadronen})} = \frac{\mathcal{BR}(\psi' \rightarrow e^+e^-)}{\mathcal{BR}(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} = 12,7\% \quad (1.2)$$

Dieses Phänomen wird auch oft als 12%-Regel bezeichnet. Für die Zerfälle $\psi' \rightarrow \rho\pi$ und $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ zeigt sich allerdings eine deutliche Abweichung zu den 12 %, die bisher noch ungeklärt ist. Daher ist ein genaues Verständnis der Dynamik und Mechanismen von Charmonium-Zerfällen zwingend erforderlich [10]. Für eine ausführliche Behandlung aller aktuellen Themen bezüglich der Charmonia sei an dieser Stelle auf die umfangreichen Berichte von Brambilla, Eidelmann und Voloshin verwiesen [3, 11, 12].

1.3 Glueballs und Hybride

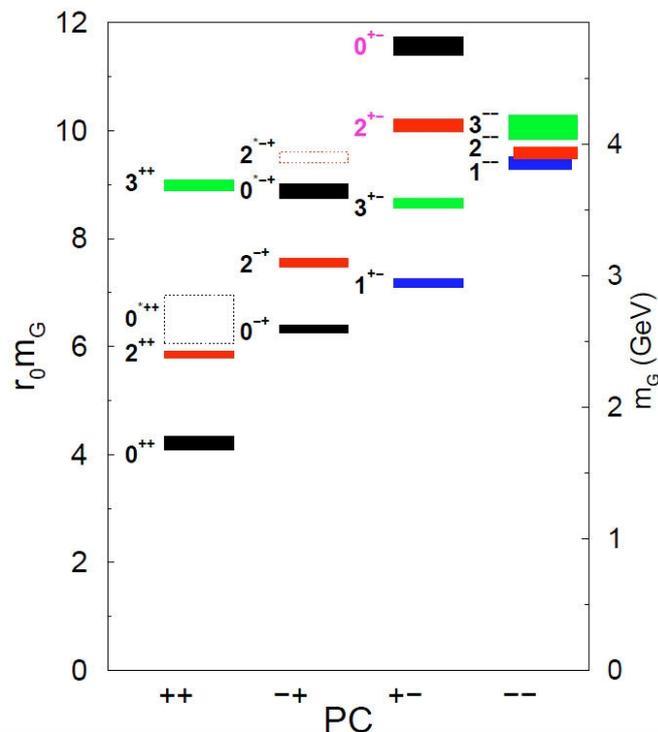


Abb. 1.5: Das Glueball-Spektrum, basierend auf LQCD-Berechnungen [13].

Eine direkte Konsequenz der Selbstwechselwirkung von Gluonen ist die theoretische Existenz sogenannter Glueballs, also von Zuständen, die keinen Quarkinhalt aufweisen und ausschließlich aus Gluonen bestehen. Hybride bezeichnen hingegen Mesonen mit konstituierenden Gluonen. Anders als konventionelle Mesonen können Glueballs und Hybride auch exotische Quantenzahlen ($J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, \dots$) besitzen. Die Beobachtung solcher Zustände setzt einen gluonenreichen Anfangszustand wie beispielsweise Proton-Antiproton-Annihilationen oder radiative Charmonium-Zerfälle

voraus [11]. Aber auch starke Zerfälle der Charmonia unterhalb der $D\bar{D}$ -Schwelle sind aufgrund der OZI-Regel gluonenreich.

Es gibt bereits erste Hinweise auf Glueball-Zustände, eine eindeutige Identifizierung ist allerdings noch nicht gelungen [14, 15]. So ist beispielsweise das skalare Meson-Nonett im Bereich $I_3 = 0, S = 0, Q = 0$ durch die bisher beobachteten Zustände überbesetzt. Das $a_0(1450)^0$ gilt als sicher, mit dem sehr breiten $f_0(600)$ (σ), dem $f_0(980)$, dem breiten $f_0(1370)$, dem schmalen $f_0(1500)$ oder dem $f_0(1710)$ stehen fünf Kandidaten für die Besetzung der zwei verbleibenden Plätze im skalaren Meson-Nonett zur Wahl. Das $f_0(600)$ lässt sich sehr gut als ein Tetraquark-Zustand beschreiben. Das $f_0(980)$ wird zudem noch als $K\bar{K}$ -Molekül gehandelt [16]. Die ersten Lattice QCD-Berechnungen sagten den leichtesten Glueball bei einer Masse von $(1,55 \pm 0,05)$ GeV/ c^2 voraus [17], aus neueren Berechnungen geht eine Masse von $(1,71 \pm 0,09)$ GeV/ c^2 hervor [13]. Der zweitleichteste Glueball wird bei einer Masse von $(2,39 \pm 0,12)$ GeV/ c^2 erwartet. Für den Grundzustand des Glueballspektrums (s. Abb. 1.5) mit zwei Gluonen (Drehimpuls $L = 0$) koppeln die Spins der beiden Gluonen zu 0 oder 2, so dass die beiden leichtesten Glueballs die Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}$ und 2^{++} aufweisen. Das $f_0(1500)$ und $f_0(1710)$ wird als Glueball favorisiert. Die beobachtete $f_0(1500)$ -Resonanz ist auffällig schmal, was auf einen anderen Zerfallsmechanismus hindeutet. Das $f_0(1500)$ koppelt nicht an $\gamma\gamma$ [18], was für keinen konventionellen Meson-Zustand spricht, das $f_0(1710)$ hingegen schon. So wäre letzteres mit einem $s\bar{s}$ -Zustand vereinbar. Des Weiteren zerfällt das $f_0(1710)$ hauptsächlich in $K\bar{K}$ und das $f_0(1500)$ überwiegend in Pionen. Eine experimentell eindeutige Identifizierung eines solchen Glueball-Kandidaten wäre eine wichtige Bestätigung der QCD. Die starken Mischeffekte mit konventionellen Mesonen sowie Multiquark-Zuständen, mesonischen Molekülen und Hybriden, deren Signatur ebenfalls noch unbekannt ist, erschweren die Suche [14, 15]. In [19] beispielsweise werden das $f_0(1370)$ und $f_0(1710)$ dem skalaren Nonett der leichten Mesonen zugeordnet und das $f_0(1500)$ als der leichteste skalare Glueball interpretiert. Hingegen wird in [20, 21] das $f_0(1710)$ als der leichteste skalare Glueball diskutiert. Auch BESIII wird versuchen Antworten auf diese noch offenen Fragen zu geben [22].

Ebenso interessant für eine weitere Bestätigung der QCD sind Hybride ($q\bar{q}g$). Basierend auf dem Flux-Tube-Modell und Lattice QCD-Berechnungen wurden die Grundzustände der Hybride ($J^{PC} = 0^{-+}, 1^{-+}, 1^{--}, 2^{-+}$) bei einer Masse von $1,8 - 1,9$ GeV/ c^2 vorausgesagt [23–25]. In [26] wurde von zwei exotischen Meson mit $J^{PC} = 1^{-+}$ berichtet. Das $\pi_1(1400)$ und das $\pi_1(1600)$ wurden als mögliche Hybrid-Kandidaten interpretiert. In [27] wurde dies bereits wieder für das $\pi_1(1400)$ revidiert. Die E852-Kollaboration beobachtete in $\pi^- p$ -Reaktionen ebenfalls das $\pi_1(1600)$ sowie das $\pi_1(2000)$ und interpretierte zumindest letzteren als exotischen Hybrid-Kandidaten. Im Bereich der nicht-exotischen Hybride wurde das $\pi_2(1900)$ und das $a_1(2096)$ mit guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen (Flux-Tube-Modell) gemessen [28]. Am gleichen Experiment wurden mit dem $\pi(1800)$ ($J^{PC} = 0^{-+}$) und $\pi_2(1880)$ ($J^{PC} = 2^{-+}$) zwei weitere Kandidaten für nicht-exotische Hybride entdeckt [29]. Das $\pi(1800)$ könnte aber

auch lediglich die zweite radiale Anregung des Pions darstellen [30].

Für weiterführende Informationen zu Glueballs und Hybriden sei an dieser Stelle auf [3, 11, 12, 31] verwiesen.

1.4 e^+e^- - und $p\bar{p}$ -Experimente

Diese Arbeit befasst sich mit zwei komplementären Experimenten, die sich beide schwerpunktmäßig in den Bereich der Charmonium-Spektroskopie einordnen lassen. Das BESIII-Experiment untersucht dabei Elektron-Positron-Kollisionen und das PANDA-Experiment Proton-Antiproton-Kollisionen. Beide Charmonium-Produktionsmechanismen haben Vor- und Nachteile. Abbildung 1.6 zeigt die entsprechenden Feynmangraphen beider Prozesse. Da Elektronen und Positronen lediglich der elektroschwachen

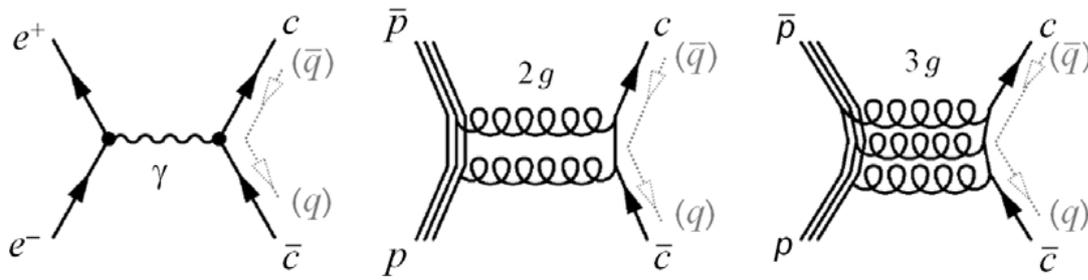


Abb. 1.6: Direkte Formation von Charmonia in e^+e^- - und $p\bar{p}$ -Experimenten [32].

Wechselwirkung unterliegen, erfolgt der Annihilationsprozess bei der Kollision von Elektron und Positron über den Austausch eines virtuellen Photons ($J^{PC} = 1^{--}$). Entsprechend können auch nur Vektor-Zustände direkt erzeugt werden. Zustände mit anderen Quantenzahlen können nur indirekt über den Zerfall des Anfangszustands erzeugt werden. Diese Einschränkung liegt bei Proton-Antiproton-Kollisionen nicht vor. In $p\bar{p}$ -Experimenten lässt sich jeder Zustand, der für ein Fermion-Antifermion-System erlaubt ist, direkt erzeugen ($J^{PC} = 0^{++}, 0^{--}, 0^{+-}, 1^{++}, 1^{--}, 1^{+-}, 1^{+-}, 2^{++}, 2^{--}, 2^{+-}, 2^{+-}, \dots$). Der Austausch erfolgt in dieser Reaktion über zwei oder drei Gluonen. In Produktionsexperimenten, das heißt in e^+e^- -Experimenten, in denen der zu untersuchende Zustand nicht direkt erzeugt wird, muss dieser aus den Endzustandsteilchen rekonstruiert werden, was aufgrund der Detektorauflösung üblicherweise zu einer geringeren Auflösung der invarianten Masse führt. Mit Formationsexperimenten, in denen der zu untersuchende Zustand direkt erzeugt wird, lassen sich durch die Resonanz-Scan-Methode deutlich bessere Ergebnisse erzielen, da der Wirkungsquerschnitt direkt gemessen wird [11]. Dazu wird im Bereich der zu untersuchenden Resonanz die Energie des Strahls in kleinen Schritten variiert und so die Resonanz abgescannt. Die so gemessene Linienform ergibt sich aus der Faltung der intrinsischen Linienform der Resonanz und der des Strahlprofils (s. Abb. 1.7). Damit ist die entscheidende Größe nicht die Detektorauflösung, sondern

die Impulsunschärfe des Strahls. Mit dieser Methode kann nicht nur die Breite der Resonanz sehr präzise gemessen werden, sondern auch deren Masse und der Wirkungsquerschnitt der Reaktion. Dies lässt sich sehr gut am Beispiel des Charmonium-Zustands χ_{c1} zeigen, der sowohl an einem e^+e^- - als auch einem $p\bar{p}$ -Experiment gemessen wurde (s. Abb. 1.8). Bei Crystal Ball wurde mit $e^+e^- \rightarrow \psi' \rightarrow \gamma\chi_{c1} \rightarrow \gamma\gamma J/\psi \rightarrow \gamma\gamma e^+e^-$ das χ_{c1} -Signal aus dem radiativen Zerfall des Anfangszustands ψ' gemessen. Bei dem E835-Experiment wurde hingegen die χ_{c1} -Resonanz direkt erzeugt ($\chi_{c1} \rightarrow \gamma J/\psi \rightarrow \gamma e^+e^-$). Damit ist hinsichtlich präziser Studien bereits bekannter Resonanzen ein Formationsexperiment dem Produktionsexperiment deutlich überlegen, aber für die Suche nach neuen Resonanzen wäre die Resonanz-Scan-Methode zu zeitintensiv. Zudem ist der Untergrund bei $p\bar{p}$ -Annihilationen deutlich größer und schwieriger abzuschätzen als bei e^+e^- -Annihilationen.

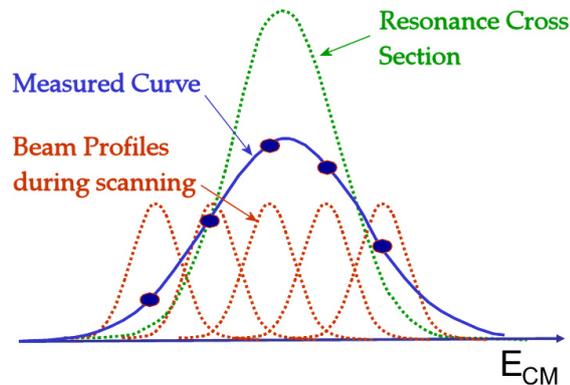


Abb. 1.7: Darstellung der Resonanz-Scan-Methode [33].

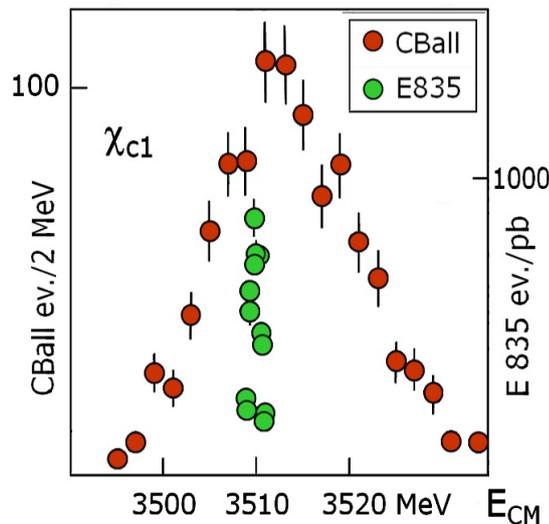


Abb. 1.8: Messung der χ_{c1} -Resonanz bei Crystal Ball (e^+e^-) [34] und bei E835 ($p\bar{p}$) [35].

Teil I

**Analyse des Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$
bei BESIII**

2 Motivation

Die Vektor-Charmonia J/ψ und ψ' mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ wurden bereits an vielen Experimenten in verschiedenen Reaktionen untersucht. Laut der *Particle Data Group* (PDG) [1] sind die Massen der beiden S-Wellen-Zustände auf $11 \text{ keV}/c^2$ beziehungsweise $40 \text{ keV}/c^2$ genau gemessen worden und die Breiten weisen einen relativen Fehler von lediglich 3 % auf. Zudem beschreiben die bisher vermessenen J/ψ -Zerfälle 99,57 % der vollständigen Zerfallsbreite, bei den ψ' -Zerfällen sind es 99,69 %. Hingegen sind die χ_{cJ} -Zustände ($J = 0, 1, 2$) weniger umfangreich untersucht. Für χ_{c0} sind lediglich 18,64 % des Zerfallsmusters bekannt, 40,86 % für χ_{c1} und 29,32 % für χ_{c2} (s. Tab. 2.1).

Tab. 2.1: Die Charmonia J/ψ , ψ' , χ_0 , χ_{c1} und χ_{c2} . Massen, Breiten, Quantenzahlen und Partialbreiten sind dem Review of Particle Physics entnommen [1]. Die angegebene Summe der Partialbreiten Γ_{Σ_i}/Γ schließt leptonsche, hadronische sowie radiative Zerfälle ein.

$c\bar{c}$	Masse $[\text{MeV}/c^2]$	Breite Γ [MeV]	J^{PC}	Γ_{Σ_i}/Γ [%]
J/ψ	$3096,92 \pm 0,01$	$(92,9 \pm 2,8) \cdot 10^{-3}$	1^{--}	$99,57 \pm 0,51$
ψ'	$3686,09 \pm 0,04$	$(304 \pm 9) \cdot 10^{-3}$	1^{--}	$99,69 \pm 0,16$
χ_{c0}	$3414,75 \pm 0,31$	$10,3 \pm 0,6$	0^{++}	$18,64 \pm 0,67$
χ_{c1}	$3510,66 \pm 0,07$	$0,86 \pm 0,05$	1^{++}	$40,86 \pm 1,57$
χ_{c2}	$3556,20 \pm 0,09$	$1,97 \pm 0,11$	2^{++}	$29,32 \pm 0,94$

Aufgrund ihrer Quantenzahlen J^{++} sind χ_{cJ} -Zustände aus experimenteller Sicht schwieriger zu untersuchen, da sie nicht direkt in e^+e^- -Kollisionen produziert werden können. Sie sind lediglich über den mit etwa 30 % relativ häufig vorkommenden radiativen Zerfall des ψ' zugänglich. Ihre Quantenzahlen J^{++} unterscheiden sich von denen der Vektor-Charmonia (1^{--}) und sind daher besonders interessant. χ_{cJ} -Zustände können über andere Zwischenresonanzen zerfallen, die möglicherweise neue Kenntnisse über exotische Zustände liefern [12, 31].

Charmonium-Zerfälle wurden auch von theoretischer Seite, unter anderem im Rahmen der perturbativen QCD, genauer untersucht. Allerdings ist der Zerfallsmechanismus für die bei den χ_{cJ} vorliegenden P-Wellen-Zuständen noch nicht vollständig verstanden. Vorhersagen für die Zerfallsbreiten der χ_{cJ} -Zustände basierend auf dem *Color Singlet Model* liegen um eine Größenordnung unterhalb der experimentellen Ergebnisse [11].

Theoretische Modelle, welche den sogenannten *Color Octet Mechanismus* mit einbeziehen, scheinen die Diskrepanz (allerdings noch nicht vollständig) erklären zu können [36–39]. Aus diesem Grund ist es von experimenteller Seite aus besonders wichtig, das Zerfallsschema der χ_{cJ} -Zustände möglichst vollständig und genau zu vermessen.

2006 wurden bei CLEO-c, basierend auf $3 \cdot 10^6$ ψ' -Ereignissen, verschiedene Dreikörper-Zerfälle des χ_{cJ} in zwei geladene Hadronen und ein neutrales Hadron untersucht [40], unter anderem auch der Zerfall $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$. Dabei wurden $14,1_{-3,9}^{+4,6}$ χ_{c1} -Ereignisse und $6,9 \pm 2,9$ χ_{c2} -Ereignisse beobachtet (s. Abb. 2.1). Der Zerfall $\chi_{c0} \rightarrow K^+ K^- \eta$ ist aufgrund der Paritätserhaltung verboten. Für den χ_{c1} -Zerfall konnte das Verzweungsverhältnis lediglich mit einer relativen Ungenauigkeit von $\pm 30\%$ bestimmt und für den χ_{c2} -Zerfall sogar nur eine obere Grenze angegeben werden.

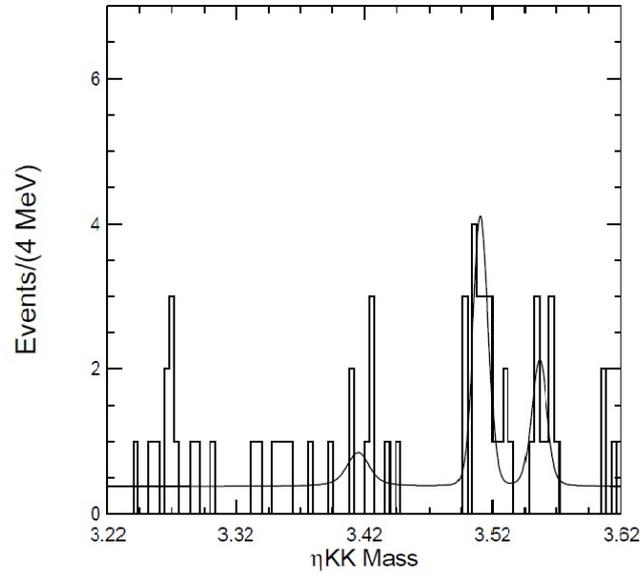


Abb. 2.1: Resultat von CLEO-c für die Analyse des Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$. Die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse basiert dabei auf $3 \cdot 10^6$ ψ' -Ereignissen [40]. Der Zerfall $\chi_{c0} \rightarrow K^+ K^- \eta$ ist aufgrund der Paritätserhaltung verboten. Bei CLEO-c wurde für das entsprechende Verzweungsverhältnis eine obere Grenze angegeben.

Daher wird im Rahmen dieser Arbeit der Zerfallskanal

$$\begin{aligned} \psi' &\rightarrow \gamma \chi_{cJ} \\ &\quad \hookrightarrow K^+ K^- \eta \end{aligned}$$

genauer untersucht. Die Analyse beruht dabei auf einem Datensatz von $106 \cdot 10^6$ ψ' -Ereignissen, der zwischen April und Mai 2009 mit dem BESIII-Detektor (*BEijing Spectrometer*) am Elektron-Positron-Kollider BEPCII (*BEijing Electron Positron Collider*) aufgenommen wurde. Das Ziel dieser Analyse ist es, zum ersten Mal das Verzweungsverhältnis $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ zu messen und zudem noch das bereits gemessene Verzweungsverhältnis $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ durch eine erneute, genauere Messung zu verbessern.

Dazu wird das η nicht nur in seinem stärksten neutralen Zerfall mit zwei Photonen ($\eta \rightarrow \gamma\gamma$), sondern auch noch in seinem stärksten geladenen Zerfall mit zwei geladenen und einem neutralen Pion ($\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$) rekonstruiert. Die Ergebnisse beider Analysen werden zu einem Gesamtergebnis zusammengefasst, wodurch die Genauigkeit noch verbessert wird. Am Rande der Analyse, deren Hauptziel durch die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse gegeben ist, wird auch auf mögliche Zwischenresonanzen eingegangen.

Dieser erste Teil der Arbeit gliedert sich wie folgt: Zunächst werden das BESIII-Experiment und die vorliegenden Daten vorgestellt (Kap. 3 und 4). Daran schließt sich die Untersuchung des Charmonium-Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\eta$ an. Dabei erfolgt zunächst die Untersuchung des Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\eta(\gamma\gamma)$ (Kap. 5), wobei auf alle Schritte der Analyse detailliert eingegangen wird, angefangen bei der Ereignisrekonstruktion, Untersuchung des Untergrunds, Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz und der Anzahl an Signalereignissen bis hin zur letztendlichen Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse und verschiedener systematischer Fehler. Die im Anschluss vorgestellte Untersuchung des Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\eta(\pi^+\pi^-\pi^0)$ (Kap. 6) wird hingegen nicht im Detail beschrieben, da sie im Grunde vollständig analog zu der ersten Analyse erfolgt. Vielmehr werden hauptsächlich die Unterschiede sowie die Ergebnisse dargestellt. Danach wird in Kapitel 7 die Kombination der Resultate beider Analysen zu einem Gesamtergebnis beschrieben. Abschließend wird noch die Untersuchung der Zwischenresonanzen vorgestellt (Kap. 8) und ein Fazit gezogen (Kap. 9).

3 BESIII-Experiment

3.1 Beschleunigeranlage BEPCII

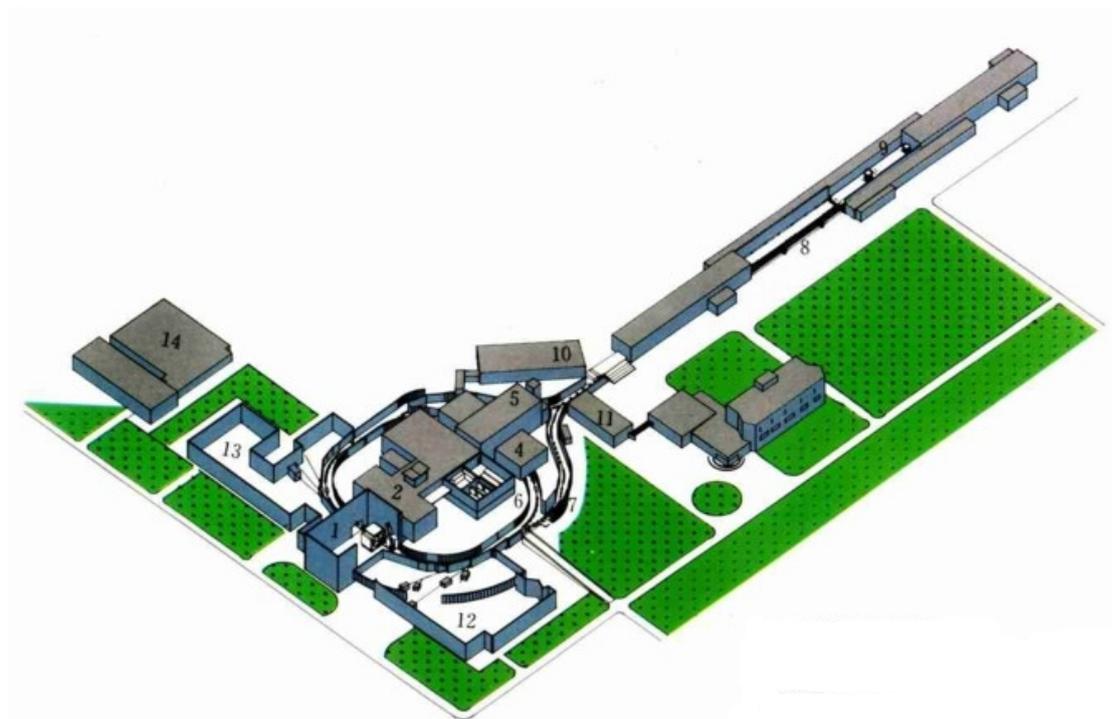


Abb. 3.1: Schematischer Überblick der Beschleunigeranlage BEPCII. Zu sehen ist unter anderem der Tunnel, in dem der Linearbeschleuniger LINAC steht (8), der Tunnel der Doppelspeicherringe (6) sowie die Experimentierhalle mit dem BESIII-Detektor (1) [41].

Die Beschleunigeranlage BEPCII (Beijing Electron Positron Collider II) befindet sich am Institut für Hochenergiephysik (IHEP) in Peking, Volksrepublik China. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung der 2008 in Betrieb genommenen Anlage. Mit dem Linearbeschleuniger LINAC werden Elektronen und Positronen zunächst auf eine Energie von 1,89 GeV (für ψ') vorbeschleunigt und dann getrennt in die beiden übereinander liegenden Speicherringe eingespeist. Dabei werden Injektionsraten von 200 mA/min für Elektronen und 50 mA/min für Positronen erreicht. Jeder der beiden Speicherringe (Umfang 237,5 m) kann bis zu 93 Teilchenpakete, sogenannte *Bunches*,

speichern. Der Abstand einzelner Pakete beträgt 2,4 m bzw. 8 ns. Die in entgegengesetzte Richtungen laufenden Elektron- und Positronstrahlen werden in der Wechselwirkungszone, um die der BESIII-Detektor aufgebaut ist, zur Kollision gebracht. Der horizontale Kreuzungswinkel der beiden Strahlachsen beträgt ± 11 mrad. BEPCII stellt für BESIII Strahlenergien im Bereich von 1 GeV bis 2,3 GeV zur Verfügung. Damit können sowohl Charmonium-Zustände wie J/ψ , ψ' und $\psi(3770)$ als auch Hadronenpaare mit Strange- und Charmanteil ($D^0\bar{D}^0$, D^+D^- oder $D_s^+D_s^-$) erzeugt werden. Die bei einer Strahlenergie von 1,89 GeV angestrebte Luminosität beläuft sich auf $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Eine Gesamtübersicht aller relevanten Parameter von BEPCII ist in Tabelle 3.1 gegeben.

Tab. 3.1: Die charakteristischen Parameter der Beschleunigeranlage BEPCII [42].

Schwerpunktsenergie	(2 – 4,6) GeV
Umfang der Speicherringe	237,5 m
Luminosität bei 3,78 GeV	$\sim 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Bunches	93
Strahlstrom	0,91 A
Abstand zwischen Bunches	2,4 m / 8 ns
Länge eines Bunches σ_z	1,5 cm
Breite eines Bunches σ_x	$\sim 380 \mu\text{m}$
Höhe eines Bunches σ_y	$\sim 5,7 \mu\text{m}$
Relative Energieunschärfe	$5 \cdot 10^{-4}$
Kreuzungswinkel	± 11 mrad

3.2 BESIII-Detektor

BESIII ist ein symmetrisches Kollisionsexperiment. Der BESIII-Detektor kann sowohl neutrale als auch geladene Zerfallsteilchen nachweisen. Eine Raumwinkelabdeckung von nahezu 4π ermöglicht exklusive Messungen und somit eine vollständige Rekonstruktion aller erzeugten Teilchen. Der BESIII-Detektor besteht aus unterschiedlichen Teildetektoren, die zylindersymmetrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordnet sind. Den direkten Wechselwirkungspunkt umschließt eine Driftkammer, die neben der Spur-Rekonstruktion und Impulsmessung auch zur Identifizierung geladener Teilchen herangezogen wird, gefolgt von einem Flugzeitspektrometer, das der eigentlichen Teilchenidentifizierung dient, und einem elektromagnetischen Kalorimeter zum Nachweis von Photonen, Elektronen und Positronen. Ein supraleitender Solenoid, der ein Magnetfeld von 1 T erzeugt, bildet zusammen mit den in das Eisenjoch eingelassenen Myon-

Detektoren, welche zur Identifizierung von Myonen dienen, die äußeren Komponenten des BESIII-Detektors. Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des Detektors und seiner einzelnen Teildetektoren, die in den nachfolgenden Abschnitten kurz beschrieben werden. Die wichtigsten Parameter des BESIII-Detektors sind in Tabelle 3.2 auf Seite 19 zusammengefasst. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [42].

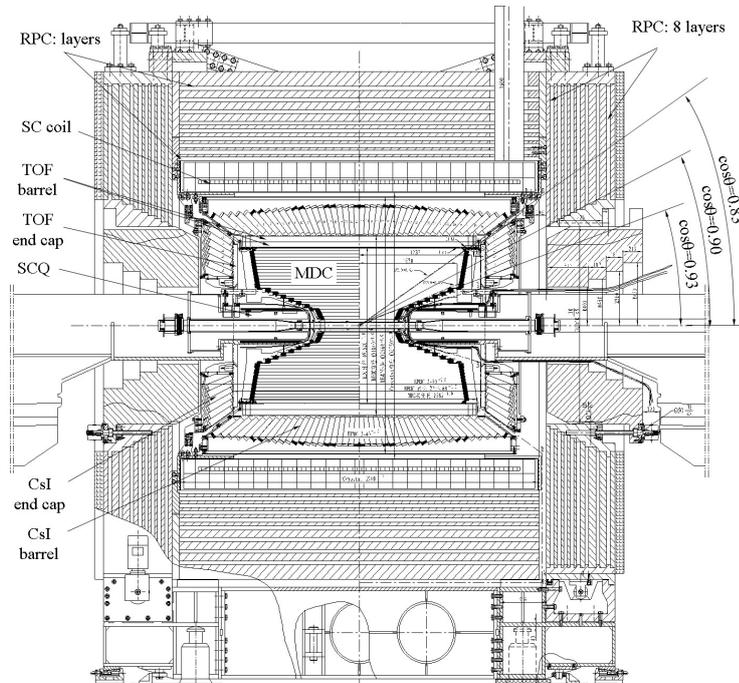


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des BESIII-Detektors. Von innen nach außen betrachtet sieht man die Driftkammer (MDC), das Flugzeitspektrometer (TOF), das elektromagnetische Kalorimeter (CsI), den supraleitenden Solenoiden (SC coil) und die in das Eisenjoch eingelassenen Myon-Detektoren (RPC) [42].

3.2.1 Driftkammer

Der den Wechselwirkungspunkt direkt umschließende Detektor ist die Driftkammer, die zur Spurrekonstruktion, Impulsmessung und Identifizierung geladener Teilchen verwendet wird. Da sich die Driftkammer innerhalb des vom Solenoiden erzeugten Magnetfeldes befindet, bewegen sich die geladenen Teilchen auf gekrümmten Bahnen. Aus deren gemessenen Teilchentrajektorien, genauer gesagt aus deren Helixparametern, lassen sich Teilchenimpuls und Ladung bestimmen. Die Identifizierung geladener Teilchen erfolgt über die Bestimmung des spezifischen Energieverlustes dE/dx . Vereinfacht dargestellt stellt die Driftkammer einen 2,4 m langen Zylinder mit einem Innenradius von 6,3 cm und einem Außenradius von 81 cm dar, deren Kohlefaserummantelungen 1 mm beziehungsweise 10 mm dick sind. Im Inneren der Driftkammer sind 7000 Signaldrähte, 20 μm dicke goldbedampfte Wolframdrähte, und 22000 potenzialbildende Drähte aus

goldbedampftem Aluminium über 43 Ebenen so angeordnet, dass sich kleine Driftzellen ergeben. Im inneren Bereich der Driftkammer ist die Zellenstruktur $(6 \cdot 6) \text{ mm}^2$ und im äußeren Bereich $(8 \cdot 8) \text{ mm}^2$ groß. Die Driftkammer wird mit einem Gasgemisch, zusammengesetzt aus 60 % Helium und 40 % Propan, betrieben. Die Ortsauflösung beträgt $130 \mu\text{m}$, die transversale Impulsauflösung für geladene Teilchen mit einer Energie von 1 GeV weist 0,5 % auf und die dE/dx -Auflösung entspricht 6 %. Damit ist eine 3σ Pion/Kaon-Unterscheidung bis zu 770 MeV/c möglich.

3.2.2 Flugzeitspektrometer

Die Teilchenidentifizierung bei BESIII basiert auf der Impuls- und dE/dx -Messung der Driftkammer zusammen mit der Flugzeitmessung des Flugzeitspektrometers. Mithilfe der Flugzeit eines Teilchen lässt sich zusammen mit der Impulsinformation, die aus der Driftkammer extrahiert werden kann, das Teilchen anhand seiner Masse identifizieren. Das Flugzeitspektrometer ist vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet direkt hinter der Driftkammer positioniert. Es ist in einen fassförmigen Teil (Barrel) und zwei scheibenförmige Endkappen unterteilt und besteht aus Plastiksintillatoren, die an beiden Enden mit Photomultipliern ausgelesen werden. Das Barrel setzt sich aus zwei zueinander versetzten Lagen von Streifensintillatoren zusammen. Jede Lage hat dabei 88 trapezförmige Streifensintillatoren mit einer Dicke von 5 cm. Die Endkappen bestehen aus jeweils 48 fächerförmigen Streifensintillatoren. Mit einer erreichbaren Zeitauflösung von 100 ps lassen sich geladene Pionen und Kaonen mit Impulsen bis zu 900 MeV/c auf einem 2σ -Niveau unterscheiden.

3.2.3 Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter dient der Detektion von Elektronen, Positronen und Photonen. Es besteht aus insgesamt 6240 CsI(Tl)-Kristallen, jeweils 480 Kristalle in den beiden Endkappen und 5280 Kristalle im Barrel. Die Kristalle haben eine Länge von 28 cm. Die Frontfläche ist $(5,2 \cdot 5,2) \text{ cm}^2$ und die Rückfläche $(6,4 \cdot 6,4) \text{ cm}^2$ groß. Die Kristalle des elektromagnetischen Kalorimeters sind so angeordnet, dass sie alle auf einen gemeinsamen Punkt schauen, der um wenige Zentimeter vom Wechselwirkungspunkt versetzt ist. Die erzielte Energie- und Ortsauflösung für Photonen beträgt $\sigma_E/E = 2,5 \%$ und $\sigma = 0,6 \text{ cm}/\sqrt{E}$. Die Energieschwelle liegt dabei unterhalb von 20 MeV. Für Teilchenimpulse größer 200 MeV/c lassen sich mit dem elektromagnetischen Kalorimeter zudem Elektronen und Pionen sehr gut unterscheiden.

3.2.4 Myon-Detektoren

Das Eisenjoch dient in erster Linie der Flussrückführung des Magnetfeldes, welches vom weiter innen liegenden Solenoiden erzeugt wird. Zusätzlich ist das Eisenjoch aber

noch mit Myon-Detektoren in Form von sogenannten *Resistive Plate Chambers* (RPC) durchsetzt. Die Hauptaufgabe der Myon-Detektoren ist, primäre Myonen von geladenen Pionen, anderen Hadronen und Untergrund-Myonen anhand der geometrischen Schauerstruktur im Eisenjoch zu unterscheiden. Im Barrel befinden sich hierfür neun RPC-Lagen beziehungsweise in den beiden Endkappen jeweils acht RPC-Lagen mit einer Gesamtfläche von 2000 m^2 . Die Ortsauflösung der RPCs beträgt 2 cm . Eine zuverlässige Identifizierung von Myonen ist ab einem Impuls von etwa $400 \text{ MeV}/c$ möglich.

3.2.5 Datenverarbeitung

Der von jedem einzelnen Detektor ausgehende, kontinuierliche Signalstrom wird nur dann verarbeitet und gespeichert, wenn bestimmte Triggerbedingungen erfüllt sind. Das Trigger-System und die Datenauslese (DAQ) des BESIII-Experiments bestehen aus zwei Stufen: einem hardwarebasierten Trigger und einem softwarebasierten Filter. Mithilfe des Hardware-Triggers werden die Signale der Driftkammer, des Flugzeitspektrometers und des elektromagnetischen Kalorimeters in Echtzeit ausgewertet und bereits teilweise rekonstruiert. Falls ein registriertes Ereignis bestimmte Triggerbedingungen erfüllt, wird es für die weitere Verarbeitung zwischengespeichert. Die vorverarbeiteten Ereignisse werden anschließend auf einer Rechnerfarm durch Software-Filter weiter selektiert und schließlich unter Verwendung aller Detektorinformationen vollständig rekonstruiert und abgespeichert. Für die weitere Verarbeitung und Auswertung der gespeicherten Daten steht die Analysesoftware BOSS (*BESIII Offline Software System*) zur Verfügung [43]. BOSS stellt dabei verschiedene Module, in Form von C++ Klassen, zur Verfügung. Beispielsweise gibt es standardisierte Module zur Spurselektion, Teilchenidentifizierung und kinematischen Anpassung. Zudem lässt sich BOSS vom Benutzer problemlos um eigene Module erweitern und anpassen.

Tab. 3.2: Übersicht der wichtigsten Parameter des BESIII-Detektors [42].

MDC	Ortsauflösung	$130 \mu\text{m}$
	Impulsauflösung ($1 \text{ GeV}/c$)	$0,5 \%$
	dE/dx -Auflösung	6%
EMC	Energieauflösung (1 GeV)	$2,5 \%$
	Ortsauflösung (1 GeV)	$130 \mu\text{m}$
TOF	Zeitauflösung (Barrel/Endkappe)	$100 \text{ ps} / 110 \text{ ps}$
Myon-Detektor	Anzahl der Lagen (Barrel/Endkappe)	$9 / 8$
Solenoid	Magnetfeldstärke	1 T
Detektorakzeptanz	Raumwinkelabdeckung	93%

4 Daten und Monte-Carlo-Ereignisse

Im Folgenden werden die mit dem BESIII-Detektor aufgezeichneten Daten und die produzierten Monte-Carlo-Ereignisse, die für diese Analyse verwendet werden, vorgestellt. In diesem Zusammenhang wird insbesondere die BESIII-Simulationssoftware sowie die Generierung und Rekonstruktion von Untergrund- und Signal-Monte-Carlo-Ereignissen näher erläutert.

4.1 Daten

Im Zeitraum zwischen März und April 2009 wurden mit dem BESIII-Detektor Daten bei einer der ψ' -Resonanz entsprechenden Schwerpunktsenergie von 3,686 GeV aufgenommen. Mit insgesamt $106 \cdot 10^6 \pm 4\%$ Ereignissen ist dies bis dato der weltweit größte ψ' -Datensatz [44]. Zusätzlich wurde zwischen Mai und Juni 2009 für Untergrunduntersuchungen bei einer Schwerpunktsenergie von 3,65 GeV, also unterhalb der ψ' -Resonanz, $42,9 \text{ pb}^{-1}$ gemessen.

4.2 Monte-Carlo-Ereignisse

Für Monte-Carlo-Simulationen wurde von der BESIII-Kollaboration das Simulations-Framework BOOST (*BESIII Object Orientated Simulation Tool*) entwickelt [45]. In BOOST sind 30 verschiedene Ereignisgeneratoren sowie die vollständige Detektorgeometrie implementiert. Charmonium-Resonanzen wie ψ' werden mit dem KKMC-Generator erzeugt, welcher ISR-Effekte (*Initial State Radiation*) und die Energieunschärfe der Teilchenstrahlen berücksichtigt [46]. Der anschließende Zerfall wird mit dem Ereignisgenerator BesEvtGen [47] simuliert (s. Abb. 4.1). Die Ausbreitung der Teilchen in dem Detektor, die Auswirkung der Detektoren und anderer Materialien auf die Teilchenbahnen (Wechselwirkungen mit Materie, Zerfallsprozesse) und die Detektor-Response wird mithilfe von GEANT4 (Geometry ANd Tracking) realisiert. Um Untergrundquellen, wie zum Beispiel die Synchrotronstrahlung des Beschleunigers oder Wechselwirkungen mit dem Strahlrohr, in den Simulationen mitzuberücksichtigen, werden den Monte-Carlo-Ereignissen immer gemessene Untergrundereignisse beigemischt, die vom Trigger-System speziell dafür ausgewählt wurden.

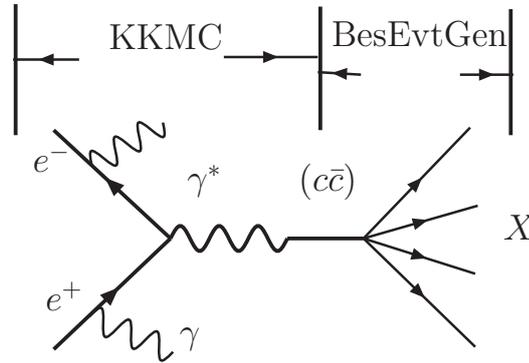


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der Generierung von Monte-Carlo-Ereignissen bei BESIII [46].

Für die Bestimmung der relativen Verzweigungsverhältnisse ist es wichtig, die Rekonstruktionseffizienz des Zerfallskanals genau zu untersuchen. Zu diesem Zweck wurden für den Zerfall

$$\begin{aligned} \psi' &\rightarrow \gamma \chi_{cJ} \\ &\hookrightarrow K^+ K^- \eta \end{aligned}$$

Signal-Monte-Carlo-Ereignisse produziert (vgl. Abschnitt 5.4 und 6.4). Dabei wurde für den radiativen Zerfall des Anfangszustandes ψ' nach χ_{c1} und χ_{c2} ein rein elektrischer Strahlungsübergang (E1) angenommen, für den die Winkelverteilung mit

$$\frac{dN}{d\cos\theta} \sim 1 + \alpha \cdot \cos^2\theta$$

sehr gut bekannt ist. Für den Zerfall des Zustandes ψ' nach $\gamma \chi_{c1}$ nimmt der Parameter α den Wert $-1/3$ an, für den Zerfall nach $\gamma \chi_{c2}$ hingegen den Wert $1/13$. Der χ_{cJ} -Zwischenzustand zerfällt hingegen nicht-resonant in den Endzustand $K^+ K^- \eta$, wobei die Impulse der Zerfallsprodukte phasenraumverteilt sind.

Neben den Signal-Monte-Carlo-Ereignissen wurde zur Optimierung der Selektionskriterien ein inklusiver Monte-Carlo-Datensatz mit $100 \cdot 10^6$ ψ' -Ereignissen simuliert. Die ψ' -Zerfälle, die im *Review of Particle Physics* [1] gelistet sind, wurden dabei mit dem Generator EvtGen [48] erzeugt. Die Verzweigungsverhältnisse für die einzelnen Zerfälle wurden entsprechend dem *Review of Particle Physics* übernommen. Für bisher unbekannte Zerfälle wurde speziell der Lundcharm-Generator entwickelt, welcher auf dem Lund String Model aufbaut [49]. Zusätzlich zu dem inklusiven Monte-Carlo-Datensatz, der bezüglich der Anzahl an ψ' -Ereignisse in etwa dem aufgenommenen Datensatz entspricht, wurden zusätzlich noch einzelne Zerfallskanäle mit einer deutlich höheren Anzahl an Ereignissen produziert (vgl. Abschnitt 5.2 und 6.2).

5 Der Zerfall $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta(\gamma\gamma)$

5.1 Ereignisrekonstruktion

Die Selektion des zu untersuchenden Zerfallskanals gliedert sich in zwei Schritte: eine grobe Vorselektion der Daten unter Verwendung des BESIII-Frameworks BOSS und eine Optimierung der Selektionskriterien mithilfe des am CERN entwickelten objektorientierten Datenanalyse-Frameworks ROOT [50]. Bei der Vorselektion muss zunächst der vollständige Datensatz nach potenziellen χ_{cJ} -Signalereignissen durchsucht werden. Für jedes Ereignis werden mittels Teilchenselektoren Kaon- und Photon-Kandidaten identifiziert, zum Endzustand zusammengesetzt und einer kinematischen Anpassung unterzogen. Dabei werden mit grundlegenden Selektionskriterien geeignete Ereignisse schrittweise herausgefiltert und für die weitere Optimierung in n-Tupel gefüllt und in Form von ROOT-Trees abgespeichert. In diesem letzten Schritt der Rekonstruktion werden schließlich mit weiteren Selektionskriterien Untergrundereignisse gezielt unterdrückt und dadurch die Signifikanz des χ_{cJ} -Signals maximiert. Die Ereignisse, die diesen letzten Selektionsschritt passiert haben, bilden die Grundlage für die Bestimmung der Verzweungsverhältnisse.

5.1.1 Vorselektion

5.1.1.1 Selektion von Photonen

Die Identifizierung von Photonen erfolgt mit dem elektromagnetischen Kalorimeter. Photon-Kandidaten müssen in dem vom EMC abgedeckten Raumwinkelbereich rekonstruiert werden. Um EMC-Signale, die nicht mit einem Ereignis korrelieren, zu unterdrücken, werden nur Signale in einem entsprechenden Zeitfenster nach dem Start-Triggersignal akzeptiert. Zudem ist das elektronische Rauschen im Barrel geringer als in den Endkappen, so dass sich die jeweiligen Energieschwellen unterscheiden. Photon-Kandidaten müssen daher folgende Selektionskriterien erfüllen:

- Zeitfenster: $0 \text{ ns} \leq t_\gamma \leq 700 \text{ ns}$ (s. Abb. 5.1)
- geometrische Akzeptanz des Barrels: $|\cos(\theta)| < 0,8$
- Energieschwelle im Barrel: $E_\gamma > 25 \text{ MeV}$

- Geometrische Akzeptanz der Endkappen: $0,86 < |\cos(\theta)| < 0,92$
- Energieschwelle in den Endkappen: $E_\gamma > 50 \text{ MeV}$

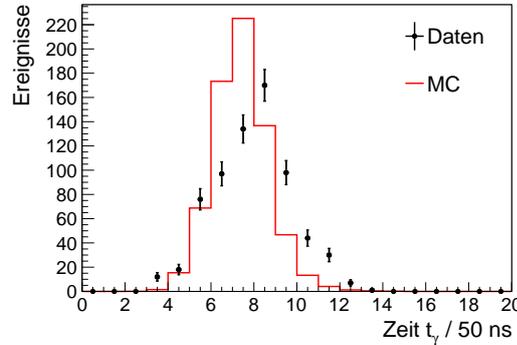


Abb. 5.1: Verteilung der verstrichenen Zeit zwischen dem Start-Triggersignal und der Detektion des Photons im EMC, in Vielfachen von 50 ns. Punkte mit Fehlerbalken repräsentieren dabei Daten und Linien Signal-Monte-Carlo-Ereignisse für den χ_{c1} -Zerfall.

5.1.1.2 Selektion von geladenen Spuren

Die mit dem BESIII-Detektor nachgewiesenen geladenen Teilchen sind über einen weiten Impuls- und Winkelbereich verteilt. Die rekonstruierten Spuren können sich daher qualitativ erheblich voneinander unterscheiden. Teilchen mit niedrigem Transversalimpuls lösen wenige oder sogar keine Signale in der Driftkammer (MDC) aus. Folglich ist die Impulsunschärfe größer als bei Teilchen mit hohem Transversalimpuls. Um eine hohe Rekonstruktionseffizienz für geladene Teilchen zu bewahren, wird allerdings eine verhältnismäßig geringe Qualität der geladenen Spuren akzeptiert. Die Kandidaten müssen daher folgende Selektionskriterien erfüllen:

- geometrische Akzeptanz der MDC: $|\cos(\theta)| < 0,93$
- kleinster Abstand zu $(x,y) = (0,0)$: $|V_{x,y}| < 1,0 \text{ cm}$ (s. Abb. 5.2(a))
- kleinster Abstand zu $z = 0$: $|V_z| < 10 \text{ cm}$ (s. Abb. 5.2(b))

Dabei bezeichnet die Größe $V_{x,y}$ den Abstand, den die durch eine Helix beschriebene Spur im Punkt der kleinsten Annäherung an die z -Achse mit $(x,y) = (0,0)$ hat. Dabei wird der Wechselwirkungspunkt als Koordinatenursprung $(x,y,z) = (0,0,0)$ gewählt. Die z -Achse entspricht zudem der Strahlachse, so dass die Größe V_z den Abstand beschreibt, den die Spur im Punkt der kleinsten Annäherung an die xy -Ebene mit $z = 0$ hat. Geladene Spuren, die nicht den zuvor genannten Kriterien entsprechen, werden verworfen.

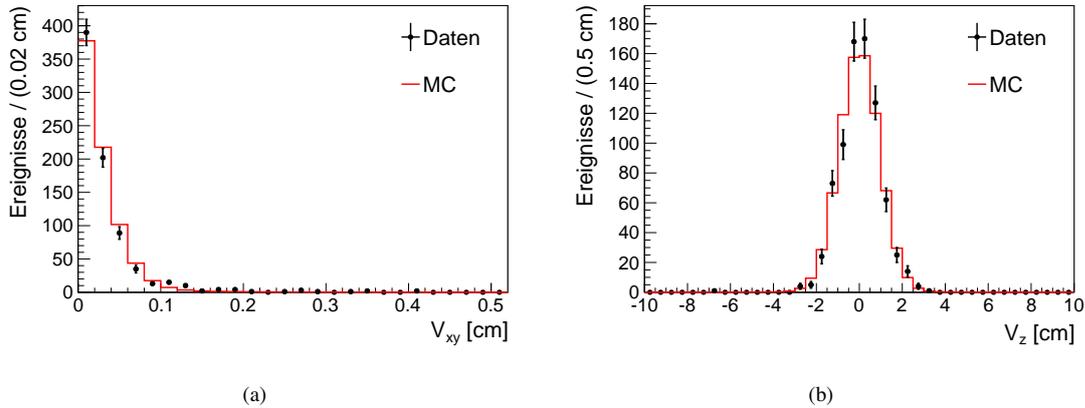


Abb. 5.2: (a) Verteilung der Größe $V_{x,y}$, dem Abstand im Punkt der kleinsten Annäherung an die z -Achse mit $(x,y) = (0,0)$, und (b) die Verteilung der Größe V_z , dem Abstand im Punkt der kleinsten Annäherung an die xy -Ebene mit $z = 0$. Punkte mit Fehlerbalken repräsentieren dabei die Daten und Linien Signal-Monte-Carlo-Ereignisse für den χ_{c1} -Zerfall.

5.1.1.3 Identifizierung von Kaonen

Die Identifizierung von Kaonen erfolgt bei BESIII im Wesentlichen basierend auf Informationen der Driftkammer (MDC) und des Flugzeitspektrometers (TOF). Mit der MDC lässt sich der spezifische Energieverlust dE/dx des geladenen Teilchens messen und mit dem TOF dessen Flugzeit t bestimmen. Für jede dieser Detektor-Komponenten lässt sich eine *Likelihood* \mathcal{L} unter der Teilchenhypothese H berechnen. Diese ergibt sich aus dem Wert der gaußförmigen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion an der Stelle dE/dx beziehungsweise t :

$$\mathcal{L}_{H,dE/dx} = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \sigma_E}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{dE/dx - (dE/dx)_H}{\sigma_E} \right)^2} \quad (5.1)$$

$$\mathcal{L}_{H,t} = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \sigma_t}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{t - t_H}{\sigma_t} \right)^2} \quad (5.2)$$

Dabei sind dE/dx bzw. t die gemessenen Werte und $(dE/dx)_H$ bzw. t_H die Erwartungswerte für die Teilchenhypothese H . Die Gesamt-*Likelihood* unter der Teilchenhypothese H berechnet sich letztendlich gemäß:

$$\mathcal{L}_H = \mathcal{L}_{H,dE/dx} \cdot \mathcal{L}_{H,t} \quad (5.3)$$

Für die entsprechend Abschnitt 5.1.1.2 selektierten Spuren wird die *Likelihood* \mathcal{L}_H unter der Hypothese, dass die geladene Spur von einem Pion ($H = \pi$) oder Kaon ($H = K$) stammt, berechnet. Um als Kaon-Kandidat akzeptiert zu werden, muss die *Likelihood*

\mathcal{L}_K der geladenen Spur größer sein als deren *Likelihood* \mathcal{L}_π :

- *Likelihood*-Verhältnis: $\frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_\pi} > 1$

5.1.1.4 Ereigniskombinatorik

Für die Rekonstruktion des Zerfalls

$$\begin{aligned} \psi' &\rightarrow \gamma \chi_{cJ} \\ &\quad \hookrightarrow K^+ K^- \eta \\ &\quad \quad \hookrightarrow \gamma\gamma \end{aligned} \tag{5.4}$$

mit zwei Kaonen und drei Photonen im Endzustand werden zunächst zwei Photon-Kandidaten zu einem η -Kandidaten kombiniert, wobei Eigenpermutationen ausgeschlossen werden. Da ein Ereignis mindestens drei Photon-Kandidaten enthalten muss, gibt es auch mehrere η -Kandidaten, wobei Umkehrpermutationen nicht berücksichtigt werden. Entsprechend werden immer mindestens drei η -Kandidaten gebildet. Jeder dieser η -Kandidaten wird mit zwei Kaon-Kandidaten zu einem χ_{cJ} -Kandidaten zusammengesetzt, wobei darauf zu achten ist, dass die beiden Kaon-Kandidaten entgegengesetzt geladen sind. Die ψ' -Kandidaten werden anschließend durch Kombination der χ_{cJ} -Kandidaten mit einem weiteren Photon-Kandidaten gebildet. Dabei ist zu berücksichtigen, dass letztgenannter Photon-Kandidat, der das radiative Photon repräsentiert, noch nicht für die Rekonstruktion des η -Kandidaten verwendet wurde.

Bei der Analyse einer so großen Datenmenge von $106 \cdot 10^6$ Ereignissen sollte hinsichtlich der dafür aufzuwendenden Rechenzeit angestrebt werden, ungeeignete Ereignisse möglichst früh zu erkennen und auszusortieren. Für die Rekonstruktion des Zerfalls (5.4) muss ein Ereignis zumindest zwei Kaon-Kandidaten und drei Photon-Kandidaten enthalten. Betrachtet man Signal-Monte-Carlo-Ereignisse, so stellt man fest, dass Ereignisse mit bis zu sechs Kaon-Kandidaten und bis zu 20 Photon-Kandidaten rekonstruiert wurden. Grund dafür sind elektromagnetische Schauerfluktuationen, sogenannte Split-offs, Rauschen oder Photonkonversionen mit dem Material vor dem elektromagnetischen Kalorimeter. Die Tatsache, dass 20 Photon-Kandidaten in einem Ereignis zu 2448 Kombinationsmöglichkeiten führen¹, macht deutlich, dass die Zahl der Photon-Kandidaten eingeschränkt werden sollte.

Betrachtet man dazu die Zahl der Photon-Kandidaten in den rekonstruierten Signal-Monte-Carlo-Ereignissen genauer, zeigt sich, dass in lediglich 60 % der Ereignisse drei Photon-Kandidaten rekonstruiert wurden. Vier Photon-Kandidaten wurden in 25 % der

¹Es ergeben sich 2448 Kombinationsmöglichkeiten unter der Annahme, dass das Ereignis lediglich zwei Kaon-Kandidaten aufweist.

Ereignisse rekonstruiert, fünf Photon-Kandidaten in sogar noch 10 % der Ereignisse. Der Anteil der Ereignisse mit sechs Photon-Kandidaten liegt hingegen nur noch bei 4 % und in lediglich 1 % der Ereignisse wurden sieben oder mehr Photon-Kandidaten rekonstruiert. Dies entspricht im Mittel 3,6 Photon-Kandidaten pro Ereignis. Unter diesem Aspekt wäre die Forderung nach explizit drei Photon-Kandidaten ungeeignet. Um gleichzeitig den kombinatorischen Untergrund und auch den Untergrund durch andere Zerfälle mit mehr Photonen im Endzustand möglichst gering zu halten, werden lediglich Ereignisse mit bis zu fünf Photon-Kandidaten der weiteren Selektion unterzogen. Dies entspricht dann 95 % aller Ereignisse. Abbildung 5.3 zeigt zur Veranschaulichung der Ereignismultiplizität die Anzahl der rekonstruierten geladenen Spuren und Photon-Kandidaten der Ereignisse, die die vollständige Selektion durchlaufen haben.

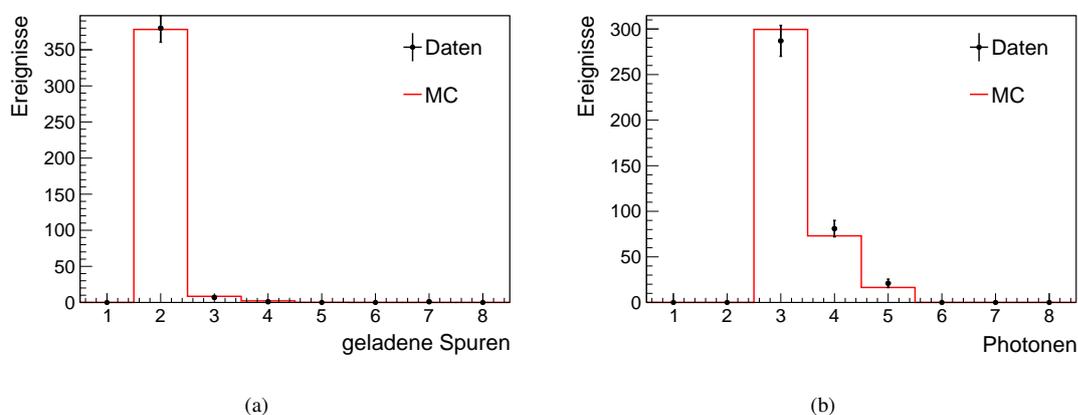


Abb. 5.3: (a) Verteilung der Anzahl geladener Spuren in einem Ereignis und (b) Verteilung der Anzahl an Photonen in einem Ereignis. Punkte mit Fehlerbalken repräsentieren Daten und Linien Signal-Monte-Carlo-Ereignisse für den χ_{c1} -Zerfall.

Zusammengefasst müssen Ereignisse also die folgenden Multiplizitätskriterien erfüllen, damit sie für die weitere Rekonstruktion berücksichtigt werden:

- Anzahl der Photon-Kandidaten: $3 \leq N_\gamma \leq 5$
- Anzahl geladener Spuren: $N_{\text{geladene Spuren}} \geq 2$
- Anzahl der Kaon-Kandidaten: $N_{\text{Kaonen}} \geq 2$

5.1.1.5 Energiefenster für das radiative Photon

Zur weiteren Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds eignet sich ein Schnitt auf die Energie des Photon-Kandidaten, der das radiative Photon im Zerfallsbaum darstellt, besonders gut. Handelt es sich bei dem betrachteten Ereignis um einen radiativen

Zerfall von ψ' nach χ_{cJ} , so hat das radiative Photon im Ruhesystem des ψ' eine Energie $E(\gamma_{\text{rad}}) = E(\psi') - E(\chi_{cJ})$, die näherungsweise 262,27 MeV für χ_{c0} , 171,44 MeV für χ_{c1} und 127,68 MeV für χ_{c2} beträgt. Daher werden die Kombination eines Ereignisses verworfen, in denen die Energie des Photon-Kandidaten, der das radiative Photon im Zerfallsbaum repräsentiert, kleiner als 40 MeV oder größer als 300 MeV ist:

- Energiefenster: $40 \text{ MeV} < E(\gamma_{\text{rad}}) < 300 \text{ MeV}$

5.1.1.6 Kinematische Anpassung

Bei der Rekonstruktion eines Zerfallsbaums ist die Auflösung, beispielsweise der invarianten Masse eines zusammengesetzten Teilchen-Kandidaten, vorwiegend begrenzt durch die Messunsicherheit von Impuls und Energie der Einzelkandidaten. Erzwingt man eine Korrelation dieser Messgrößen durch geeignete Zwangsbedingungen, kann die Auflösung durch eine kinematische Anpassung, im Rahmen der Messfehler an die durch die Zwangsbedingungen aufgestellte Zerfallshypothese, verbessert werden. Für den Zerfall $\psi' \rightarrow \gamma\chi_{cJ}$ mit den Folgezerfällen $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$ und $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ eignen sich direkt mehrere Zwangsbedingungen. Zunächst sollen sich die Spuren der beiden Kaon-Kandidaten in einem gemeinsamen Zerfallsvertex schneiden. Dann sollen die Einzelkandidaten, also die beiden Kaon-Kandidaten und die drei Photon-Kandidaten in der Summe dem wohl bekannten Anfangszustand $\vec{\psi}' = (0,04; 0; 0,004; 3,686)$ hinsichtlich Energie- und Impulserhaltung genügen. Außerdem soll die invariante Masse des η -Kandidaten bzw. der beiden entsprechenden Photon-Kandidaten gleich der nominalen Masse von $547,85 \text{ MeV}/c^2$ sein [1].

Von den ψ' -Kandidaten, bei denen die kinematische Anpassung konvergiert, wird zudem nur der Kandidat für die weitere Selektion berücksichtigt, der den kleinsten χ^2 -Wert aufweist. Der Vergleich der Größe χ^2 zwischen den ψ' -Kandidaten eines Ereignisses hat sich als sehr effektives Mittel erwiesen, da die Fehlidentifizierung bei diesem Auswahlkriterium für Signal-Monte-Carlo-Ereignisse lediglich 2 % beträgt.

Die bei BESIII verwendete Methode zur kinematischen Anpassung ist die der kleinsten quadratischen Abweichung unter Verwendung von Lagrange-Multiplikatoren. Der Vollständigkeit halber wird diese Methode im Folgenden kurz erläutert. Für eine detaillierte Beschreibung sei an dieser Stelle auf [46, 51, 52] verwiesen.

Man betrachtet n messbare Größen, welche durch den Vektor $\vec{\eta} = (\eta_1, \dots, \eta_n)$ gegeben sind. Die tatsächlich gemessenen Werte $\vec{y} = (y_1, \dots, y_n)$ weichen von diesen Werten aufgrund der vorhandenen Messungenauigkeit $\vec{\delta} = (\delta_1, \dots, \delta_n)$ ab, wobei die Messungenauigkeiten δ_i als normalverteilt angenommen werden. Außerdem sei $\vec{x} = (x_1, \dots, x_r)$

ein Vektor bestehend aus r bei der kinematischen Anpassung zu bestimmenden Größen. Weiterhin sind die Vektoren \vec{x} und $\vec{\eta}$ durch m Zwangsbedingungen der Form

$$\vec{f} = (f_1, \dots, f_m) = \vec{0} \quad \text{mit} \quad f_j(\vec{x}, \vec{\eta}) = f_j(\vec{x}, \vec{y} + \vec{\delta}) \quad (5.5)$$

verknüpft. Unter der Annahme, dass die Zwangsbedingungen $\vec{f}(\vec{x}, \vec{\eta})$ an der Stelle $(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)$ durch

$$\vec{f}(\vec{x}, \vec{\eta}) = \vec{f}(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) + \left(\frac{\partial \vec{f}}{\partial (\vec{x}, \vec{\eta})} \right) (\vec{x} - \vec{x}_0, \vec{\eta} - \vec{\eta}_0) \quad (5.6)$$

linearisiert werden können, ist die Lösung gegeben durch den Ansatz:

$$\chi^2 = \vec{\delta}^T \mathbf{V}^{-1} \vec{\delta} + 2\vec{\lambda}^T [\mathbf{A}\vec{\xi} + \mathbf{B}\vec{\delta} + \vec{f}(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)] = \min \quad (5.7)$$

Dabei sind $\vec{\delta} = \vec{\eta} - \vec{\eta}_0$, $\vec{\xi} = \vec{x} - \vec{x}_0$, \mathbf{V} die symmetrische Kovarianz-Matrix der Messwerte \vec{y} und $\vec{\lambda} = (\lambda_1, \dots, \lambda_m)$ die Lagrange-Multiplikatoren. Des Weiteren beschreiben die Matrizen \mathbf{A} und \mathbf{B} die Ableitungen der Zwangsbedingungen \vec{f} nach den Größen \vec{x} und $\vec{\eta}$ an der Stelle $(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)$, d.h.

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial f_1}{\partial x_1} \right)_{(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)} & \cdots & \left(\frac{\partial f_1}{\partial x_r} \right)_{(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \left(\frac{\partial f_m}{\partial x_1} \right)_{(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)} & \cdots & \left(\frac{\partial f_m}{\partial x_r} \right)_{(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)} \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

und

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial f_1}{\partial \eta_1} \right)_{(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)} & \cdots & \left(\frac{\partial f_1}{\partial \eta_n} \right)_{(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \left(\frac{\partial f_m}{\partial \eta_1} \right)_{(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)} & \cdots & \left(\frac{\partial f_m}{\partial \eta_n} \right)_{(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)} \end{pmatrix} \quad (5.9)$$

Aus der Bedingung, dass die χ^2 -Funktion ein Minimum annehmen soll, lassen sich die in (5.7) eingeführten Größen $\vec{\xi}$ und $\vec{\delta}$ bestimmen:

$$\vec{\xi} = -(\mathbf{A}^T \mathbf{G} \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{G} \vec{f}(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) \quad (5.10)$$

$$\vec{\delta} = -\mathbf{V} \mathbf{B}^T \mathbf{G} (\vec{f}(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) + \mathbf{A} \vec{\xi}) \quad (5.11)$$

Dabei ist die Matrix \mathbf{G} definiert durch:

$$\mathbf{G} = (\mathbf{B}^T \mathbf{V} \mathbf{B})^{-1} \quad (5.12)$$

Unter Verwendung von Gleichungen (5.10) – (5.12) ergibt sich für das gesuchte Minimum χ^2 :

$$\chi^2 = \vec{\delta}^T (\mathbf{B}^T \mathbf{G} \mathbf{B}) \vec{\delta} \quad (5.13)$$

Falls die zuvor gemachte Annahme, dass die Gleichungen der Zwangsbedingungen (5.5) linear sind, erfüllt ist, beschreiben $\vec{\xi}$ und $\vec{\delta}$ bereits die Lösung der Anpassung. Andernfalls wird die Lösung ausgehend von (5.6) iterativ angenähert, wobei \vec{x}_0 und $\vec{\eta}_0$ durch die im vorangegangenen Iterationsschritt berechneten Werte \vec{x} und $\vec{\eta}$ ersetzt werden. Der Iterationsprozess wird bei Erreichen eines definierten Konvergenzkriteriums abgebrochen. Der entsprechende Wert χ^2 stellt dabei ein Maß für die Güte der Anpassung dar.

Für die Anpassung von n Einzelkandidaten unter der Annahme eines gemeinsamen Zerfallsvertex sind die entsprechenden Zwangsbedingungen für jeden der n Einzelkandidaten gegeben durch:

$$0 = \frac{1}{p_{T,i}} (\Delta y_i p_{x,i} - \Delta x_i p_{y,i}) - \frac{aBq_i}{2p_{T,i}} ((\Delta y_i)^2 + (\Delta x_i)^2) \quad (5.14)$$

$$0 = \Delta z_i \frac{p_{z,i}}{a} \sin^{-1} \left(\frac{a}{p_{T,i}^2} (\Delta x_i p_{x,i} + \Delta y_i p_{y,i}) \right) \quad (5.15)$$

Dabei beschreibt q_i die Ladung, $p_{T,i} = \sqrt{p_{x,i}^2 + p_{y,i}^2}$ die Transversal- und $p_{z,i}$ die z -Komponente des Impulses des i -ten Kandidaten. Des Weiteren ist Δx_i gegeben durch $x - x_i$ und Δy_i durch $y - y_i$, wobei (x, y, z) den gemeinsamen Zerfallsvertex beschreibt. B ist die Magnetfeldstärke in Tesla.

Sind Energie und Impuls eines zusammengesetzten Teilchenkandidaten c genau bekannt, so können die k zugehörigen Einzelkandidaten unter Ausnutzung der Energie- und Impulserhaltung durch die folgenden vier Zwangsbedingungen angepasst werden:

$$\begin{aligned} 0 &= \left(\sum_{i=1}^k p_{x,i} \right) - p_{x,c} \\ 0 &= \left(\sum_{i=1}^k p_{y,i} \right) - p_{y,c} \\ 0 &= \left(\sum_{i=1}^k p_{z,i} \right) - p_{z,c} \\ 0 &= \left(\sum_{i=1}^k E_i \right) - E_c \end{aligned} \quad (5.16)$$

Unter der Annahme, dass ein zusammengesetzter Teilchenkandidat c die Masse M_c hat, können die l zugehörigen Einzelkandidaten unter Verwendung der Energie-Impuls-Beziehung mit der folgenden Zwangsbedingung so angepasst werden, dass deren invariante Masse gleich der Massenhypothese ist:

$$\left(\sum_{i=1}^l E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^l p_{x,i}\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^l p_{y,i}\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^l p_{z,i}\right)^2 - M_c^2 = 0 \quad (5.17)$$

5.1.2 Optimierung

5.1.2.1 Selektion des radiativen Photons

Die Energieauflösung in der Endkappe ist deutlich schlechter als im Barrel. Für die kinematische Anpassung sollte das radiative Photon möglichst genau gemessen werden. Aus diesem Grund wird gefordert, dass das radiative Photon im Barrel des elektromagnetischen Kalorimeters detektiert wird:

- $|\cos(\theta_{\gamma_{\text{rad}}})| < 0,8$

5.1.2.2 π^0 -Massenfenster

Fast alle als Untergrund infrage kommenden Zerfälle weisen mindestens ein neutrales Pion auf, welches zu 99 % in zwei Photonen zerfällt. Da für die Analyse Ereignisse mit bis zu fünf Photonen akzeptiert werden, sind Zerfälle mit bis zu zwei neutralen Pionen als Untergrund denkbar¹. Hinsichtlich der Energieverteilung dieser Photonen könnte ein Photon fälschlich als radiatives Photon identifiziert werden und ebenso könnten zwei nicht korrelierte Photonen fälschlich als η identifiziert werden. Aus diesem Grund wird für all jene $\gamma\gamma$ -Kombinationen die invariante Masse $m = |\mathbb{P}| = |\mathbb{P}_{\gamma_i} + \mathbb{P}_{\gamma_j}|$ gebildet², die nicht den η -Kandidaten bilden. Es wird gefordert, dass keine dieser Kombinationen eine invariante Masse zwischen $110 \text{ MeV}/c^2$ und $160 \text{ MeV}/c^2$ aufweist. Abbildung 5.4 zeigt die entsprechende Verteilung der invarianten Masse von zwei Photonen für Daten mit einer signifikanten Erhöhung bei $135 \text{ MeV}/c^2$, der nominalen π^0 -Masse.

- π^0 -Massenfenster: $110 \text{ MeV}/c^2 < m(\gamma\gamma) < 160 \text{ MeV}/c^2$

¹Natürlich sind auch Zerfälle mit drei oder vier neutralen Pionen als Untergrund denkbar, da gerade bei niederenergetischen Photonen die Rekonstruktionseffizienz deutlich absinkt und somit das Ereignis mit einer geringeren Zahl an Photonen rekonstruiert wird.

² \mathbb{P} stellt den Viererimpuls eines Teilchens dar.

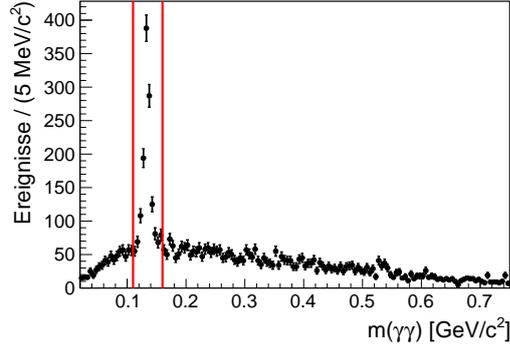


Abb. 5.4: Verteilung der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse für Daten, mit einer signifikanten Erhöhung bei $135 \text{ MeV}/c^2$, der π^0 -Masse. Die vertikalen Linien definieren das π^0 -Massenfenster für den Gegenschnitt, d. h. Ereignisse in diesem Bereich werden verworfen.

5.1.2.3 J/ψ -Massenfenster

Die Zerfälle $\chi_{cJ} \rightarrow \gamma J/\psi$ und $\psi' \rightarrow J/\psi \eta$ mit dem anschließenden J/ψ -Zerfall nach $K^+ K^- \gamma$ oder $K^\pm K^{*\mp}$ stellen zwei potenzielle Untergrundkanäle dar. Um diese Ereignisse zu unterdrücken, wird auf die nominale J/ψ -Masse in den entsprechenden Verteilungen der Rückstoßmasse geschnitten. Für den Zerfall $\chi_{cJ} \rightarrow \gamma J/\psi$ ist die Rückstoßmasse $m = |\mathbb{P}_{\chi_{cJ}} - \mathbb{P}_\gamma|$, mit $\mathbb{P}_{\chi_{cJ}} = \mathbb{P}_{\psi'} - \mathbb{P}_{\gamma_{\text{rad}}}$ von Interesse. Dabei wird jedes Photon außer dem radiativen in Betracht gezogen. Abbildung 5.5(a) zeigt die entsprechende Verteilung für Daten mit einer signifikanten Erhöhung bei $3,1 \text{ GeV}/c^2$, was in etwa der nominalen J/ψ -Masse entspricht. Um diese Ereignisse zu unterdrücken, wird ein Gegenschnitt auf den Massenbereich zwischen $3,05 \text{ GeV}/c^2$ und $3,15 \text{ GeV}/c^2$ definiert, d.h. Ereignisse in diesem Bereich werden verworfen.

Für den Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \eta$ wird hingegen die Rückstoßmasse $m = |\mathbb{P}_{\psi'} - \mathbb{P}_\eta|$ betrachtet. Abbildung 5.5(b) zeigt deren Verteilung für Daten, ebenfalls mit einer Erhöhung bei $3,1 \text{ GeV}/c^2$. Um diese Ereignisse zu unterdrücken, wird gefordert, dass die Rückstoßmasse $|\mathbb{P}_{\psi'} - \mathbb{P}_\eta|$ unterhalb von $3,05 \text{ GeV}/c^2$ liegt. Zusammengefasst werden für eine effektive Unterdrückung der beiden betreffenden Zerfälle $\chi_{cJ} \rightarrow \gamma J/\psi$ und $\psi' \rightarrow J/\psi \eta$ jene Ereignisse verworfen, die die folgenden Ausschlusskriterien erfüllen:

- $3,05 \text{ GeV}/c^2 < |\mathbb{P}_{\psi'} - \mathbb{P}_{\gamma_{\text{rad}}} - \mathbb{P}_\gamma| < 3,15 \text{ GeV}/c^2$
- $|\mathbb{P}_{\psi'} - \mathbb{P}_\eta| > 3,05 \text{ GeV}/c^2$

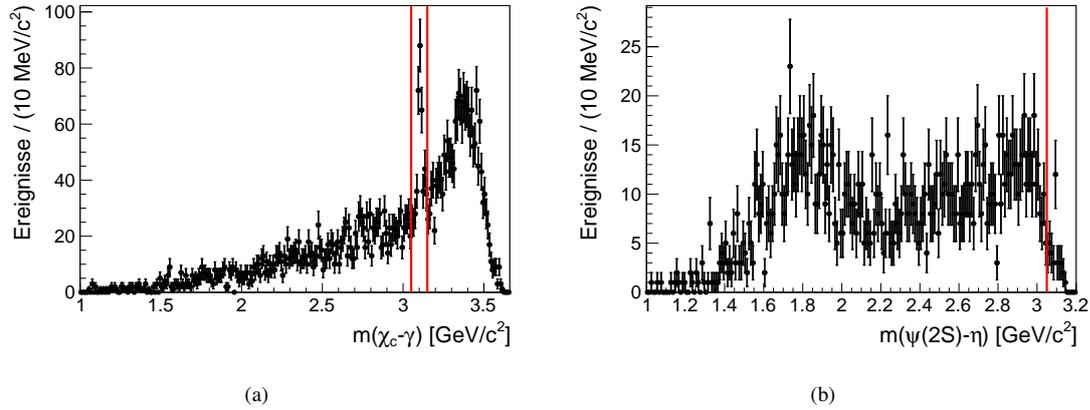


Abb. 5.5: (a) Verteilung der Rückstoßmasse $|\mathbb{P}_{\chi_{cJ}} - \mathbb{P}_\gamma|$ in Daten. Ereignisse, die in den durch die vertikalen Linien gekennzeichneten Massenfenster liegen, werden verworfen, um den Zerfall $\chi_{cJ} \rightarrow \gamma J/\psi$ zu unterdrücken. (b) Verteilung der Rückstoßmasse $|\mathbb{P}_{\psi'} - \mathbb{P}_\eta|$ in Daten. Ereignisse, die oberhalb der durch die vertikale Linie gekennzeichneten Masse liegen, werden verworfen, um den Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi\eta$ zu unterdrücken.

5.1.2.4 χ^2 -Schwelle

Das primäre Ziel der Analyse ist die Bestimmung der Verzweungsverhältnisse $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\eta$ ($J = 1, 2$) mit einer möglichst kleinen statistischen Unsicherheit. Dazu muss die Anzahl der χ_{cJ} -Ereignisse im invarianten Massenspektrum $K^+K^-\eta$ ebenfalls mit einer möglichst kleinen statistischen Unsicherheit bestimmt werden. Dabei erweisen sich viele χ_{cJ} -Ereignisse und wenige Untergrundeignisse als vorteilhaft. In der Regel verhalten sich diese beiden Größen in Bezug auf die Wahl der Selektionskriterien gegenläufig. Daher gilt es, die Selektion dahin zu optimieren, dass die Signifikanz des χ_{cJ} -Signals maximal wird. Die Forderung nach einer gewissen Mindestgüte für die kinematische Anpassung eignet sich dafür sehr gut und es gilt, den optimalen Wert für die χ^2 -Schwelle zu finden, bei der die Signifikanz maximal wird. Die Signifikanz als die zu maximierende Größe ist für ein untergrundfreies Massenspektrum durch den Kehrwert des relativen Fehlers $N_S/\Delta N_S = N_S/\sqrt{N_S}$ gegeben. Allerdings beobachtet man in der wohl definierten Signalregion vielmehr N_S Signalereignisse und N_B Untergrundeignisse. Die statistische Unsicherheit ΔN_S ist daher durch $\sqrt{N_S + N_B}$ gegeben und die Signifikanz des χ_{cJ} -Signals durch:

$$S = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + N_B}} \quad (5.18)$$

Für die Signifikanzbestimmung wird der Signalbeitrag N_S mithilfe von χ_{c1} -Signal-Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt und der Untergrundbeitrag N_B aus dem inklusiven Monte-Carlo-Datensatz. Die Größe N_S muss noch skaliert werden, denn bei $100 \cdot 10^6$ ψ' -Ereignissen (inklusive Monte-Carlo-Datensatz) und einem Gesamtverzweungsverhältnis von $1,2 \cdot 10^{-5}$ für den Zerfall $\psi' \rightarrow \gamma\chi_{cJ}$ mit den Folgezerfällen $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\eta$

und $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ [1] wurden lediglich 1200 Signalereignisse produziert, der χ_{c1} -Signal-Monte-Carlo-Datensatz umfasst aber $5 \cdot 10^6$ Ereignisse. Der Skalierungsfaktor beträgt entsprechend $2,4 \cdot 10^{-4}$. Abbildung 5.6(a) zeigt den Verlauf der Signifikanz in Abhängigkeit von der gewählten χ^2 -Schwelle. Ausgehend von einer zunächst sehr klein gewählten χ^2 -Schwelle, gleichbedeutend mit einer hohen Güte, bei der die Signifikanz sehr klein ist, steigt sie mit zunehmenden Schwellenwerten exponentiell an. Bei einer χ^2 -Schwelle von 60 ist der Signifikanzverlauf deutlich konvergiert und wird daher als optimale χ^2 -Schwelle definiert. Abbildung 5.6(b) zeigt die χ^2 -Verteilung für Daten. Die senkrechte Linie verdeutlicht die mit einem Wert von 60 optimierte χ^2 -Schwelle. Ereignisse, deren χ^2 -Wert oberhalb dieser Schwelle liegt, werden somit verworfen.

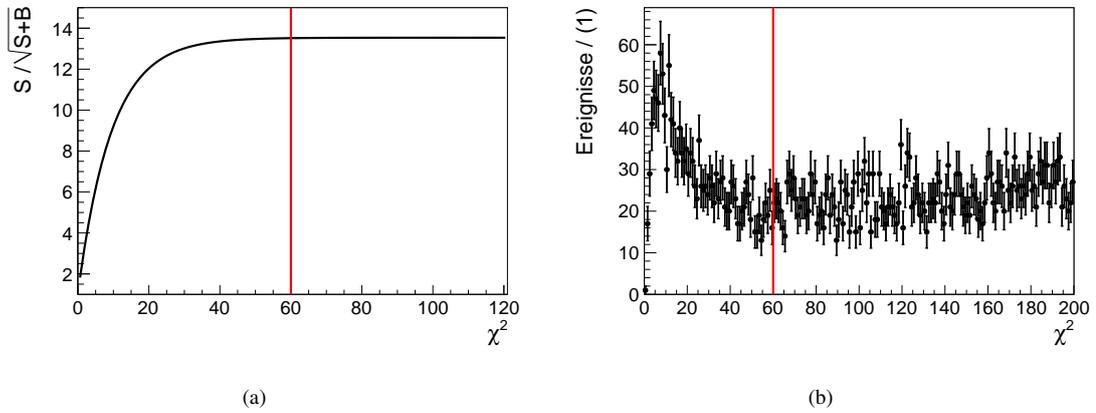


Abb. 5.6: (a) Signifikanz $N_S / \sqrt{N_S + N_B}$ des χ_{c1} -Signals als Funktion der χ^2 -Schwelle. Für den Signalbeitrag N_S wurden Signal-Monte-Carlo-Ereignisse verwendet, für den Untergrundbeitrag N_B der inklusive Monte-Carlo-Datensatz. Die Signifikanz ist bereits bei einer χ^2 -Schwelle von 60 maximal. (b) χ^2 -Verteilung für Daten. Ereignisse oberhalb der χ^2 -Schwelle (rote Linie) werden verworfen.

5.1.3 Ergebnis der Selektion

Bevor in den nächsten Abschnitten die weitere Untersuchung des betrachteten Zerfalls vorgestellt wird, sollen zunächst die nach der Selektion verbleibenden Ereignisse für die χ_{cJ} -Zerfälle in den Endzustand $K^+ K^- \eta$ vorgestellt werden. Abbildung 5.7(a) zeigt die invariante $\gamma\gamma$ -Masse der η -Kandidaten für Daten und Signal-Monte-Carlo-Ereignisse. Die Signalform beider Verteilungen stimmt untereinander überein. Zudem ist kein kombinatorischer Untergrund in der Verteilung der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse zu beobachten. Abbildung 5.7(b) zeigt die invariante Masse des $K^+ K^- \eta$ -Systems. Deren Verteilung weist zwei deutliche Erhöhungen bei einer Masse von etwa $3,51 \text{ GeV}/c^2$ und $3,555 \text{ GeV}/c^2$ auf, die eindeutig der χ_{c1} - beziehungsweise der χ_{c2} -Resonanz zugeordnet werden können. Sonst sind keine weiteren Strukturen erkennbar; der Untergrund gleicht vielmehr einer flachen Verteilung. Eine genaue Untersuchung des Untergrunds wird mit

Monte-Carlo-Ereignissen durchgeführt.

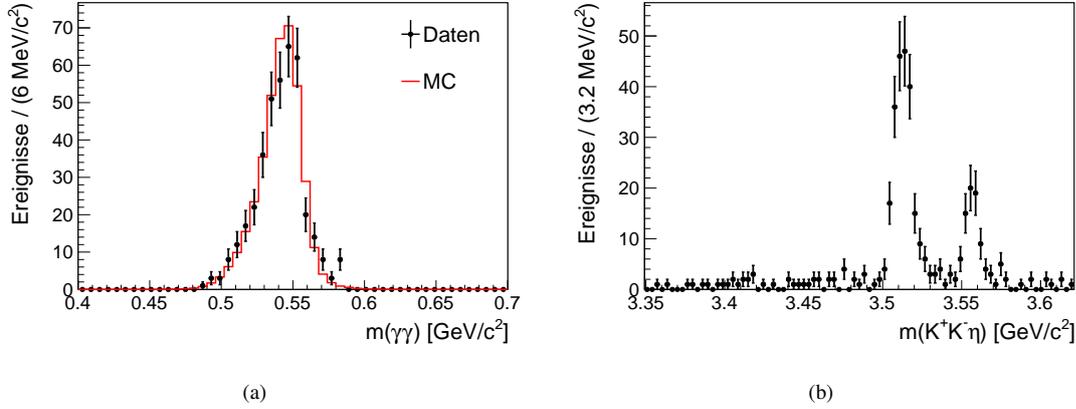


Abb. 5.7: (a) Verteilung der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse des η -Kandidaten. Punkte mit Fehlerbalken repräsentieren Daten, Linien Signal-Monte-Carlo-Ereignisse für den χ_{c1} -Zerfall. (b) Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse für Daten.

5.2 Untersuchung des Untergrunds

Das invariante Massenspektrum des $K^+ K^- \eta$ -Systems (s. Abb. 5.7(b)) weist außerhalb der χ_{c1} - und χ_{c2} -Signalregion keine signifikanten Strukturen auf. Es ist jedoch nicht ersichtlich, ob eine Erhöhung des Untergrunds in der Signalregion vorliegt, sogenannter *Peaking Background*. Aus diesem Grund werden mögliche Untergrundbeiträge mithilfe von Monte-Carlo-Ereignissen identifiziert und genauer untersucht. Dabei macht man sich zunutze, dass für ein Monte-Carlo-Ereignis nicht nur die rekonstruierten Teilchen zugänglich sind. Im Unterschied zu den Daten stehen für Monte-Carlo-Ereignisse zusätzlich sogenannte *Monte-Carlo-Truth-Informationen* zur Verfügung, das heißt die exakte Energie- und Impulskomponente des simulierten Teilchens sowie dessen Identität, Mutterteilchen und Töchter. Mithilfe dieser Informationen lässt sich die gesamte Zerfallskette bis hin zum Anfangszustand ψ' zurückverfolgen und somit der simulierte Zerfall des rekonstruierten Ereignisses identifizieren.¹

Basierend auf den Selektionskriterien, wie sie in Abschnitt 5.1.1 und 5.1.2 beschrieben sind, wurde der inklusive Monte-Carlo-Datensatz mit $100 \cdot 10^6$ ψ' -Ereignissen auf potenzielle Untergrundzerfälle untersucht.² Der inklusive Monte-Carlo-Datensatz entspricht 95 % der gemessenen Daten.

¹Zudem lässt sich durch diesen sogenannten *Truth-Match* eine eindeutige Zuordnung zwischen den einzelnen rekonstruierten und simulierten Endzustandsteilchen erzielen.

²Signalereignisse ($\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$) sowie CP-verletzende Zerfälle im inklusiven Monte-Carlo-Datensatz wurden auf dem Truth-Level herausgefiltert.

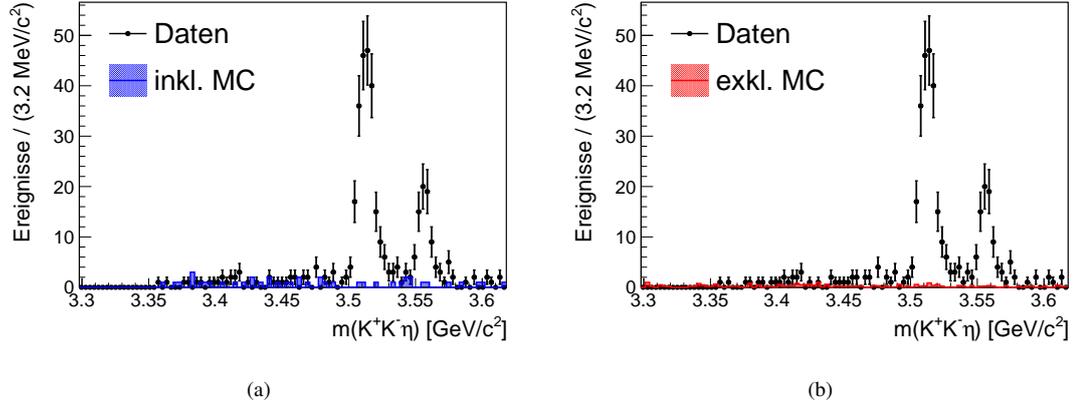


Abb. 5.8: (a) Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse. Punkte mit Fehlerbalken repräsentieren Daten. Zudem sind die Untergrundereignisse, die bei der Analyse des inklusiven Monte-Carlo-Datensatzes verblieben sind, mit eingezeichnet. (b) Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse für Untergrundereignisse, die bei der Analyse der in Tabelle 5.1 aufgelisteten Zerfällen verblieben sind.

Abbildung 5.8(a) zeigt die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse für Daten. Zudem ist die Verteilung der Monte-Carlo-Ereignisse, die die Selektionskriterien passiert haben, dargestellt. Die Verteilung der Monte-Carlo-Ereignisse beschreibt den in Daten zu beobachtenden Untergrund sehr gut. Des Weiteren sind in der Signalregion keine Erhöhungen erkennbar. In dem betrachteten Massenbereich von $3,3 \text{ GeV}/c^2$ bis $3,6 \text{ GeV}/c^2$ lassen sich insgesamt 43 Untergrundereignisse zählen, wobei lediglich vier Ereignisse im Massenbereich der χ_{c1} -Resonanz liegen und ebenso nur vier im Massenbereich der χ_{c2} -Resonanz. Von den 43 Untergrundereignissen stammen nur 26 aus Zerfällen, die bereits vermessen wurden, das heißt deren Verzweungsverhältnisse bekannt sind. Die restlichen *unbekannten* Untergrundereignisse wurden, wie bereits in Abschnitt 4.2 erläutert, mit dem Lundcharm-Generator produziert. Basierend auf den *Monte-Carlo-Truth*-Informationen dieser Ereignisse wurden die folgenden vier Zerfälle als potenzielle Untergrundquellen identifiziert:

$$\begin{array}{ll}
 \psi' \rightarrow \gamma \chi_{cJ} & \psi' \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0 \\
 \quad \hookrightarrow K^+ K^- \pi^0 & \quad \hookrightarrow \gamma f_0(K^+ K^-) \\
 \psi' \rightarrow \gamma \chi_{cJ} & \psi' \rightarrow K^+ K^- \phi \\
 \quad \hookrightarrow K^+ K^- \pi^0 \pi^0 & \quad \hookrightarrow \eta \gamma
 \end{array}$$

Darauf aufbauend wurden diese vier Zerfälle und zusätzlich noch eine Vielzahl anderer Zerfälle mit ähnlichen Endzuständen separat produziert, um von den potenziellen

Untergrundkanälen höhere Ereigniszahlen zu erhalten, als in dem inklusiven Datensatz gegeben sind. Tabelle 5.1 gibt einen vollständigen Überblick über alle untersuchten Zerfälle sowie über deren individuelle Untergrundbeiträge. Diese sind bereits skaliert auf die Zahl der ψ' -Ereignisse in den Daten. Insgesamt wurden 25,39 Untergrundereignisse in dem gezeigten Massenbereich gezählt. Dabei entfallen 3,71 Ereignisse auf den Massenbereich der χ_{c1} -Resonanz und 1,84 auf den der χ_{c2} -Resonanz. Abbildung 5.8(b) zeigt das invariante Massenspektrum des $K^+ K^- \eta$ -Systems für Daten sowie die Verteilung der Monte-Carlo-Ereignisse, die die Selektionskriterien passiert haben. Auch hier wurden die Monte-Carlo-Ereignisse bereits entsprechend skaliert. In der Signalregion sind ebenfalls keine Erhöhungen erkennbar.

Zudem wurden die Daten, die bei einer Schwerpunktsenergie von 3,65 GeV, also unterhalb der ψ' -Resonanz, aufgenommen wurden, untersucht. Kein einziges Ereignis hat dabei sämtliche Selektionskriterien passiert. Ausgehend von diesen Ergebnissen, zusammen mit den aus dem inklusiven Monte-Carlo-Datensatz gewonnenen Erkenntnissen, kann abschließend zusammengefasst werden, dass es keine Anzeichen für *Peaking Background* in der Signalregion gibt. Vielmehr ist der Untergrund über den gesamten Massenbereich flach verteilt und kann als solcher auch im Weiteren behandelt werden.

Tab. 5.1: Übersicht der untersuchten Zerfälle, die als potenzieller Untergrund infrage kommen. Die einzelnen Untergrundbeiträge sind bereits auf die $106 \cdot 10^6$ ψ' -Ereignisse normiert. Zusätzlich zu der Gesamtanzahl an Untergrundereignissen eines Zerfalls, die die Selektionskriterien passiert haben (nEvt), wurden noch die entsprechenden Einzelbeiträge für die χ_{c1} -Signalregion (nEvt $_{\chi_{c1}}$) und die χ_{c2} -Signalregion (nEvt $_{\chi_{c2}}$) aufgeführt.

Zerfall	\mathcal{BR}	nEvt	nEvt $_{\chi_{c1}}$	nEvt $_{\chi_{c2}}$
$\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \pi^0$	$(1,74 \pm 0,25) \cdot 10^{-4}$	1,58	0,79	0,26
$\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \pi^0$	$(2,85 \pm 0,70) \cdot 10^{-5}$	0,70	0,00	0,00
$\chi_{c0} \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \pi^0$	$(5,36 \pm 0,90) \cdot 10^{-4}$	3,00	0,25	0,00
$\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \pi^0$	$(1,06 \pm 0,29) \cdot 10^{-4}$	1,12	0,84	0,00
$\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \pi^0$	$(1,88 \pm 0,40) \cdot 10^{-4}$	1,49	0,00	0,50
$\chi_{c0} \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \eta$	$(1,16 \pm 0,70) \cdot 10^{-4}$	0,00	0,00	0,00
$\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \eta$	$(4,29 \pm 0,40) \cdot 10^{-5}$	0,45	0,00	0,00
$\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \eta$	$(4,75 \pm 0,50) \cdot 10^{-5}$	0,50	0,00	0,00
$\chi_{c0} \rightarrow J/\psi \gamma,$ $\quad \hookrightarrow K^+ K^{*-} + \text{c.c.}$	$(2,17 \pm 0,28) \cdot 10^{-6}$	0,00	0,00	0,00
$\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ $\quad \hookrightarrow K^+ K^{*-} + \text{c.c.}$	$(6,16 \pm 0,73) \cdot 10^{-5}$	1,31	0,22	0,00
$\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$ $\quad \hookrightarrow K^+ K^{*-} + \text{c.c.}$	$(3,32 \pm 0,39) \cdot 10^{-5}$	0,25	0,00	0,00

$\chi_{c0} \rightarrow J/\psi \gamma$ $\hookrightarrow f_0(1710) \gamma$	$(9,49 \pm 1,52) \cdot 10^{-7}$	0,00	0,00	0,00
$\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ $\hookrightarrow f_0(1710) \gamma$	$(2,69 \pm 0,42) \cdot 10^{-5}$	1,19	0,71	0,00
$\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$ $\hookrightarrow f_0(1710) \gamma$	$(1,45 \pm 0,39) \cdot 10^{-5}$	0,66	0,22	0,44
$\psi' \rightarrow J/\psi \eta$ $\hookrightarrow K^+ K^{*-} + \text{c.c.}$	$(2,51 \pm 0,26) \cdot 10^{-5}$	0,27	0,00	0,00
$\psi' \rightarrow J/\psi \eta$ $\hookrightarrow f_0(1710) \gamma$	$(1,10 \pm 0,16) \cdot 10^{-5}$	1,63	0,00	0,00
$\psi' \rightarrow J/\psi \eta$ $\hookrightarrow f_0(1500) \gamma$	$(1,12 \pm 0,03) \cdot 10^{-7}$	0,00	0,00	0,00
$\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0$ $\hookrightarrow K^+ K^{*-} + \text{c.c.}$	$(3,37 \pm 0,35) \cdot 10^{-4}$	0,51	0,00	0,26
$\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0$ $\hookrightarrow f_0(1710) \gamma$	$(1,47 \pm 0,21) \cdot 10^{-4}$	6,50	0,00	0,00
$\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0$ $\hookrightarrow f_0(1500) \gamma$	$(1,50 \pm 0,03) \cdot 10^{-6}$	0,16	0,00	0,00
$\psi' \rightarrow K^+ K_1^-(1270) + \text{c.c.}$ $\hookrightarrow K^{*-} \pi^0 + \text{c.c.}$	$(1,73 \pm 1,70) \cdot 10^{-5}$	0,18	0,03	0,05
$\psi' \rightarrow K^+ K_1^-(1270) + \text{c.c.}$ $\hookrightarrow K^- \omega(\eta\gamma)$	$(1,99 \pm 0,69) \cdot 10^{-8}$	0,00	0,00	0,00
$\psi' \rightarrow \phi \eta$ $\hookrightarrow K^+ K^-$	$(5,38 \pm 1,92) \cdot 10^{-6}$	0,76	0,00	0,00
$\psi' \rightarrow K^+ K^- \omega(\pi^0 \gamma)$	$(1,51 \pm 0,21) \cdot 10^{-5}$	0,23	0,00	0,00
$\psi' \rightarrow K^+ K^- \omega(\eta\gamma)$	$(3,35 \pm 0,54) \cdot 10^{-8}$	0,30	0,05	0,03
$\psi' \rightarrow K^+ K^- \phi(\eta\gamma)$	$(3,60 \pm 0,83) \cdot 10^{-7}$	2,63	0,61	0,31
Summe		25,39	3,71	1,84

5.3 Anpassung an die Daten

Um die Anzahl der rekonstruierten Zerfälle $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ und $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ zu bestimmen, wird eine Funktion an die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse angepasst, welche die Signal-Linienformen der χ_{c1} - und χ_{c2} -Resonanzen und die Form des Untergrunds beschreiben kann. Für die Anpassung wird das auf ROOT basierende Paket *RooFit* [53] verwendet, welches eine ungebinnte Anpassung nach der Maximum-Likelihood-Methode ermöglicht (s. Abschnitt 5.3.1). Für die Beschreibung des Untergrunds wird entsprechend den in Abschnitt 5.2 gewonnenen Erkenntnissen eine kon-

stante Funktion gewählt. Bei der in der Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse zu beobachtenden Signal-Linienform handelt es sich aufgrund der endlichen Detektorauflösung nicht einfach nur um die intrinsische Linienform der Resonanz. Vielmehr ist die beobachtbare Signal-Linienform durch eine Faltung der intrinsischen Linienform mit der Linienform der Detektorauflösung gegeben. Die intrinsische Linienform wird dabei einfach durch eine relativistische Breit-Wigner-Funktion und die Detektorauflösung durch eine geeignete Parametrisierung, im einfachsten Fall durch eine Gauß-Funktion, beschrieben. Aufgrund der geringen Ereigniszahlen insbesondere in der χ_{c2} -Signalregion ist es nicht möglich, die Gesamtfunktion an die Daten anzupassen und dadurch gleichzeitig die Detektorauflösung zu bestimmen. Aus diesem Grund wird die Detektorauflösung aus Signal-Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt (s. Abschnitt 5.3.2). Die Gesamtfunktion und die damit bestimmte Anzahl der χ_{c1} - und χ_{c2} -Ereignisse werden in Abschnitt 5.3.3 vorgestellt. Zudem wird noch die Signifikanz des χ_{c1} - und χ_{c2} -Signals ermittelt (s. Abschnitt 5.3.4).

5.3.1 Maximum-Likelihood-Methode

Betrachtet man eine Messgröße x , deren Wahrscheinlichkeitsfunktion f von einem Satz von Parametern $\vec{\theta}$ abhängig ist, so lässt sich für n unabhängige Messungen dieser Größe die Gesamtwahrscheinlichkeit durch das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeit

$$\mathcal{L}(x_i; \vec{\theta}) = \prod_{i=1}^n f(x_i; \vec{\theta}) \quad (5.19)$$

beschreiben. Dies ist die sogenannte Likelihood-Funktion, die es gilt durch eine Anpassung der Parameter zu maximieren. Da die Likelihood-Funktion als Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten sehr kleine Werte annehmen kann, wird aus numerischen Gründen der natürliche Logarithmus der Likelihood-Funktion verwendet. Meistens wird nicht das Maximum der Log-Likelihood-Funktion bestimmt, sondern das Minimum der negativen Log-Likelihood-Funktion:

$$-\ln \mathcal{L}(x_i; \vec{\theta}) = \sum_{i=1}^n \ln f(x_i; \vec{\theta}) \quad (5.20)$$

Oft ist man daran interessiert, zusätzlich noch die Anzahl N der Ereignisse unterhalb der Funktion zu bestimmen. Dazu wird die Likelihood-Funktion lediglich um die diskrete Poisson-Verteilung erweitert:

$$\mathcal{L}_{ext}(x_i; \vec{\theta}) = \frac{N^n}{n!} e^{-N} \prod_{i=1}^n f(x_i; \vec{\theta}) \quad (5.21)$$

Dies ist die sogenannte Extended-Likelihood-Funktion. Durch einige Umformungen ergibt sich

$$-\ln \mathcal{L}_{ext}(x_i; \vec{\theta}) = \sum_{i=1}^n \ln f(x_i; \vec{\theta}) - \ln \left(e^{-N} \left(\frac{N^n}{n!} \right) \right) \quad (5.22)$$

$$= - \sum_{i=1}^n \ln f(x_i; \vec{\theta}) + N - n \cdot \ln N \quad (5.23)$$

$$= N - \sum_{i=1}^n \ln [f(x_i; \vec{\theta}) \cdot N] \quad (5.24)$$

mit dem zusätzlichen Parameter N in der Anpassung. Bei den Umformungen (5.23) und (5.24) wurden die konstanten Faktoren n bzw. $n!$ vernachlässigt, da sie für die Bestimmung des Minimums nicht von Bedeutung sind.

5.3.2 Bestimmung der Detektorauflösung

Wie bereits erwähnt wurde, handelt es sich bei der in der Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse zu beobachtenden Signal-Linienform nicht einfach nur um die intrinsische Linienform der Resonanz. Grund dafür ist eine endliche Detektorauflösung. Die beobachtbare Signal-Linienform ergibt sich somit aus der Faltung der intrinsischen Linienform mit der Linienform der Detektorauflösung. Letztere lässt sich mithilfe von Signal-Monte-Carlo-Ereignissen bestimmen.

Betrachtet man die Verteilung der generierten $K^+ K^- \eta$ -Masse, so spiegelt diese genau die intrinsische Linienform wider. Hingegen weist die Verteilung der rekonstruierten $K^+ K^- \eta$ -Masse eine verbreiterte Linienform auf, die der Detektorauflösung geschuldet ist. Folglich entspricht die Verteilung der Differenz Δm zwischen rekonstruierter und generierter $K^+ K^- \eta$ -Masse der Detektorauflösung. Für die Auflösungsfunktion wird die Summe aus einer Gauß-Funktion und einer Crystal-Ball-Funktion [54] verwendet. Die Crystal-Ball-Funktion ist im Grunde auch eine Gauß-Funktion. Sie hat lediglich eine einseitig länger verlaufende Flanke. Die Gauß-Funktion ist gegeben durch:

$$f_G(\Delta m, \overline{\Delta m}, \sigma_G) \sim e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta m - \overline{\Delta m}}{\sigma_G} \right)^2} \quad (5.25)$$

und die Crystal-Ball-Funktion wird beschrieben durch:

$$f_{CB}(\Delta m, \alpha, n, \overline{\Delta m}, \sigma_{CB}) \sim \frac{\left(\frac{n}{|\alpha|} \right)^n \cdot e^{-\frac{1}{2} \alpha^2}}{\left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - \frac{\Delta m - \overline{\Delta m}}{\sigma_{CB}} \right)^n} \Bigg|_{\frac{\Delta m - \overline{\Delta m}}{\sigma_{CB}} < -|\alpha|}, \quad e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta m - \overline{\Delta m}}{\sigma_{CB}} \right)^2} \Bigg|_{\frac{\Delta m - \overline{\Delta m}}{\sigma_{CB}} > -|\alpha|} \quad (5.26)$$

Mithilfe der Maximum-Likelihood-Methode wird die Auflösungsfunktion $R = f_G + f_{CB}$ an die Verteilung der Differenz Δm zwischen rekonstruierter und generierter $K^+ K^- \eta$ -

Masse angepasst. Da die Detektorauflösung unter anderem von den kinematischen Größen der nachgewiesenen Teilchen abhängig ist, muss die Detektorauflösung für die Zerfälle $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ und $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ separat bestimmt werden. Abbildung 5.9 zeigt die beiden entsprechenden Verteilungen sowie die jeweilige Anpassung der Auflösungsfunktion.

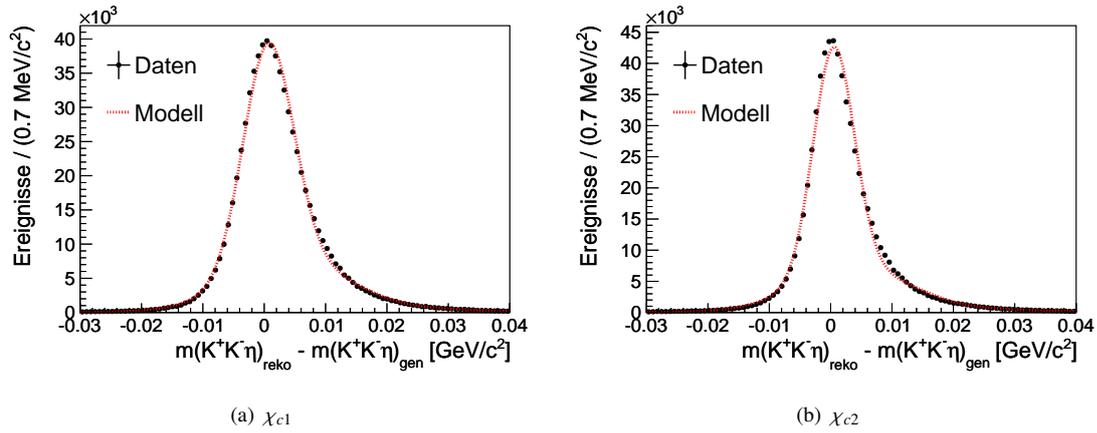


Abb. 5.9: Detektorauflösung für den Endzustand $K^+ K^- \eta$, gegeben durch die Differenz zwischen rekonstruierter und generierter $K^+ K^- \eta$ -Masse (Monte-Carlo-Truth-Matched). Da die Detektorauflösung von den kinematischen Größen der Endzustandsteilchen abhängig ist, muss sie für die Zerfälle $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ (a) und $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ (b) separat bestimmt werden. Die angepasste Auflösungsfunktion $R = f_G + f_{CB}$ ist als gestrichelte Linie eingezeichnet.

5.3.3 Bestimmung der Anzahl der Signaleinträge

Um die Anzahl der rekonstruierten Zerfälle $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ und $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ zu bestimmen, wird die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse mit folgender Funktion unter Verwendung der *Extended-Maximum-Likelihood-Methode* angepasst:

$$F(m, m_1, m_2, N_1, N_2, N_B) = \sum_{J=1}^2 N_J \cdot [BW(m, m_J, \Gamma_J) \otimes R_J] + N_B \cdot b \quad (5.27)$$

Dabei erfolgt die Untergrundbeschreibung durch eine Konstante b und die Beschreibung der Signal-Linienform durch die Faltung der zuvor bestimmten Auflösungsfunktion R_J und der intrinsischen Linienform der Resonanz χ_{cJ} , welche durch die relativistische Breit-Wigner-Funktion

$$BW(m, m_J, \Gamma_J) \sim \frac{m}{(m^2 - m_J^2)^2 + m_J^2 \Gamma_J^2} \quad (5.28)$$

mit der natürlichen Breite Γ_J und der nominalen Masse m_J der Resonanz gegeben ist. Die Größen N_J bezeichnet die Anzahl der Signaleinträge und N_B die Anzahl der Untergrundeinträge, die es mit der Anpassung zu ermitteln gilt. Die freien Parameter bei

der Anpassung der Gesamtfunktion $F(m, m_1, m_2, N_1, N_2, N_B)$ sind die zuvor genannten Signal- und Untergrundbeiträge und die Massen der einzelnen Signale. Die Zerfallsbreiten sind hingegen entsprechend [1] auf den aktuellen PDG-Wert fixiert. Abbildung 5.10 zeigt die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse mit der daran angepassten Funktion $F(m, m_1, m_2, N_1, N_2, N_B)$. Zudem sind noch die einzelnen Beiträge der Untergrund- und Signalfunktionen dargestellt. Die Anzahl der entsprechenden Signaleinträge beläuft sich für das χ_{c1} -Signal auf 228 ± 16 und für das χ_{c2} -Signal auf 80 ± 10 .

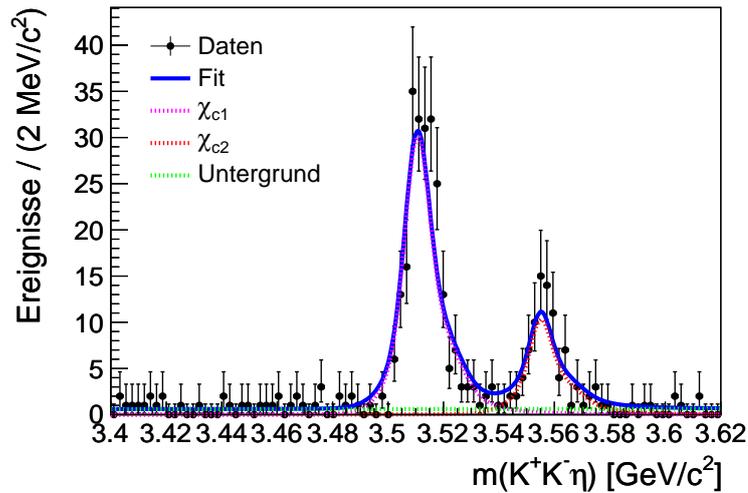


Abb. 5.10: Anpassung der Gesamtfunktion $F(m, m_1, m_2, N_1, N_2, N_B)$ (blau) an die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse. Zusätzlich eingezeichnet ist die χ_{c1} -Signalfunktion (magenta), die χ_{c2} -Signalfunktion (rot) und der konstante Untergrund (grün).

5.3.4 Bestimmung der Signifikanz

Im Folgenden wird die Signifikanz in Einheiten der Standardabweichung σ für die beobachteten χ_{c1} - und χ_{c2} -Signale ermittelt. Dazu wird davon ausgegangen, dass die Anpassung mit der Gesamtfunktion $F(m, m_1, m_2, N_1, N_2, N_B)$ (vgl. Abschnitt 5.3.3) die Daten am besten beschreibt und damit auch die beste Likelihood \mathcal{L}_{best} liefert. Entfernt man nun die entsprechende Signalthypothese, entfällt ein freier Parameter (Anzahl der Signaleereignisse N_j) bei der Anpassung und es ergibt sich eine reduzierte Likelihood \mathcal{L}_{red} . Grundsätzlich sollten die Daten mit der Signalthypothese besser beschrieben werden können. Damit ist also $\mathcal{L}_{best} > \mathcal{L}_{red}$. Für eine normalverteilte Likelihood gilt allgemein

$$\mathcal{L} \sim e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} \sim e^{-\frac{\chi^2}{2}} \quad (5.29)$$

und damit

$$-2 \cdot \ln \mathcal{L} \sim \chi^2 \quad (5.30)$$

Vergleicht man nun die Likelihood-Werte mit und ohne Signalthypothese

$$-2 \cdot \ln \Delta \mathcal{L} = 2 \cdot (\ln \mathcal{L}_{best} - \ln \mathcal{L}_{red}) \sim \chi^2, \quad (5.31)$$

so folgt die Differenz der Likelihood-Werte ebenfalls einer χ^2 -Verteilung. Je größer die Differenz ist, desto größer ist auch die Signifikanz des Signals. Zur Bestimmung der Signifikanz in Einheiten der Standardabweichung σ muss lediglich noch die Wurzel aus Gleichung 5.31 berechnet werden:

$$S = \sqrt{2 \cdot (\ln \mathcal{L}_{best} - \ln \mathcal{L}_{red})} \quad (5.32)$$

Ein Signal wird laut der Particle Data Group [1] ab einer Signifikanz von 5σ als Beobachtung akzeptiert. Für das χ_{c1} -Signal beträgt die Signifikanz 26σ und für das χ_{c2} -Signal 16σ .

5.4 Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz

Das Ziel der Analyse ist es, die Verzweigungsverhältnisse der untersuchten Zerfälle $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ und $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ zu bestimmen. Mit der in Abschnitt 5.3 ermittelten Anzahl N_J der rekonstruierten χ_{c1} - und χ_{c2} -Ereignisse lassen sich die Verzweigungsverhältnisse entsprechend

$$\mathcal{BR}(\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta(\gamma\gamma)) = \frac{N_{\chi_{cJ}}}{\varepsilon \cdot N_{\psi(2S)} \cdot \mathcal{BR}(\psi(2S) \rightarrow \gamma \chi_{cJ}) \cdot \mathcal{BR}(\eta \rightarrow \gamma\gamma)} \quad (5.33)$$

berechnen. Es muss nur noch eine entsprechende Effizienzkorrektur durchgeführt werden, um vergleichbare Resultate zu erhalten. Die dafür erforderliche Rekonstruktionseffizienz ε kann am einfachsten aus dem Verhältnis rekonstruierter Signal-Monte-Carlo-Ereignisse zu generierten Signal-Monte-Carlo-Ereignissen ($\varepsilon = N_{reko}/N_{gen}$) gewonnen werden. Damit beschreibt ε in Gleichung (5.33) die über den ganzen Phasenraum gemittelte Rekonstruktionseffizienz. Diese Vorgehensweise ist aber auch nur dann richtig, wenn die simulierten Monte-Carlo-Ereignisse die rekonstruierten Ereignisse der Daten exakt beschreiben. Ist dem nicht so, führt dies zu systematischen Fehlern bei der Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse. Bei dem untersuchten Zerfall existiert lediglich für den radiativen Zerfall $\psi' \rightarrow \gamma \chi_{cJ}$ ein Zerfallsmodell, welches auch bei der Simulation der Signal-Monte-Carlo-Ereignisse berücksichtigt wurde (s. Abschnitt 4.2). Die Zerfallskinetik des Folgezerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$ einschließlich möglicher Zwischenresonanzen ist aber noch nicht untersucht worden. Aus diesem Grund wird dieser Zerfall unter der bestmöglichen Annahme einer phasenraumverteilten Impulsverteilung simuliert. Wie im Folgenden zu sehen ist, weisen die Verteilungen der invarianten $K^+ K^-$ -Masse sowie des K^+ -Polarwinkels im $K^+ K^-$ -Helizitätssystem deutliche Abweichungen zu einer phasenraumverteilten Verteilung auf. Daher ist diese Korrekturmethode für diese

Analyse ungeeignet. Stattdessen wird eine ereignisbasierte Effizienzkorrektur durchgeführt, die es erlaubt, die Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von zwei kinematischen Größen über den ganzen Phasenraum zu beschreiben. Folglich lässt sich dann für jedes Ereignis einzeln anhand dieser beiden Größen die Rekonstruktionseffizienz im Phasenraum berechnen und das Ereignis mit dieser Effizienz korrigieren. Wie in Abschnitt 5.5.1 beschrieben, lässt sich eine auf diese Weise akzeptanzkorrigierte Anzahl an Signaleinträgen bestimmen und das Verzweigungsverhältnis letztendlich ausrechnen.

5.4.1 Zerfallskinematik

Im Rahmen einer ereignisbasierten Effizienzkorrektur ist zunächst eine genauere Betrachtung der Zerfallskinematik notwendig, um die geeigneten Größen für die Beschreibung der Rekonstruktionseffizienz zu ermitteln. Die Kinematik des Zerfalls $\psi' \rightarrow \gamma\chi_{cJ}$ mit $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$ ist durch insgesamt sieben Größen vollständig beschrieben: Es gibt vier Teilchen im Endzustand, wobei jedes Endzustandsteilchen durch vier Größen (p_x, p_y, p_z, E) beschrieben ist. Daraus ergeben sich $4 \cdot 4 = 16$ Größen. Da der Anfangszustand ψ' wie auch die Massen der Endzustandsteilchen und die der χ_{cJ} -Resonanz bekannt sind, reduziert sich die Anzahl der kinematischen Größen auf insgesamt sieben. Diese sind für den Zerfall $\psi' \rightarrow \gamma\chi_{cJ}$ und $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$ geben durch:

- den Polar- und Azimutwinkel des radiativen Photons im Ruhesystem des ψ' (s. Abb. 5.11(a) und (b))
- den Polar- und Azimutwinkel des $K^+ K^-$ -Systems im χ_{cJ} -Helizitätssystem (s. Abb. 5.11(c) und (d))
- den Polar- und Azimutwinkel des K^+ im $K^+ K^-$ -Helizitätssystem (s. Abb. 5.11(e) und (f))
- die invariante Masse des $K^+ K^-$ -Systems (s. Abb. 5.11(g))

Der direkte Vergleich zwischen Daten und Signal-Monte-Carlo-Ereignissen zeigt sehr gut auf, in welchen der sieben Größen Diskrepanzen auftreten. Abbildungen 5.11(a) und (b) zeigen die Winkelverteilungen des radiativen Photons im Ruhesystem des ψ' . Aus der Winkelverteilung $\cos(\theta_\gamma)$ geht hervor, dass das verwendete Zerfallsmodell sehr gut die in den Daten beobachtete Winkelverteilung beschreibt. Da die Elektron- und Positronstrahlen unpolarisiert sind, ist die entsprechende Winkelverteilung ϕ_γ flach. Die Verteilungen der Polar- und Azimutwinkel des $K^+ K^-$ -Systems im χ_{cJ} -Helizitätssystem weisen im Rahmen der Fehler ebenfalls keine signifikanten Abweichungen auf (s. Abb. 5.11(c) und (d)). Für die Verteilungen des Azimutwinkels des K^+ im $K^+ K^-$ -Helizitätssystem trifft dies auch noch zu (s. Abb. 5.11(f)). Die Verteilungen des entsprechenden Polarwinkels weichen jedoch signifikant voneinander ab (s. Abb. 5.11(e)). Das Gleiche gilt auch für die invariante $K^+ K^-$ -Masse (s. Abb. 5.11(g)).

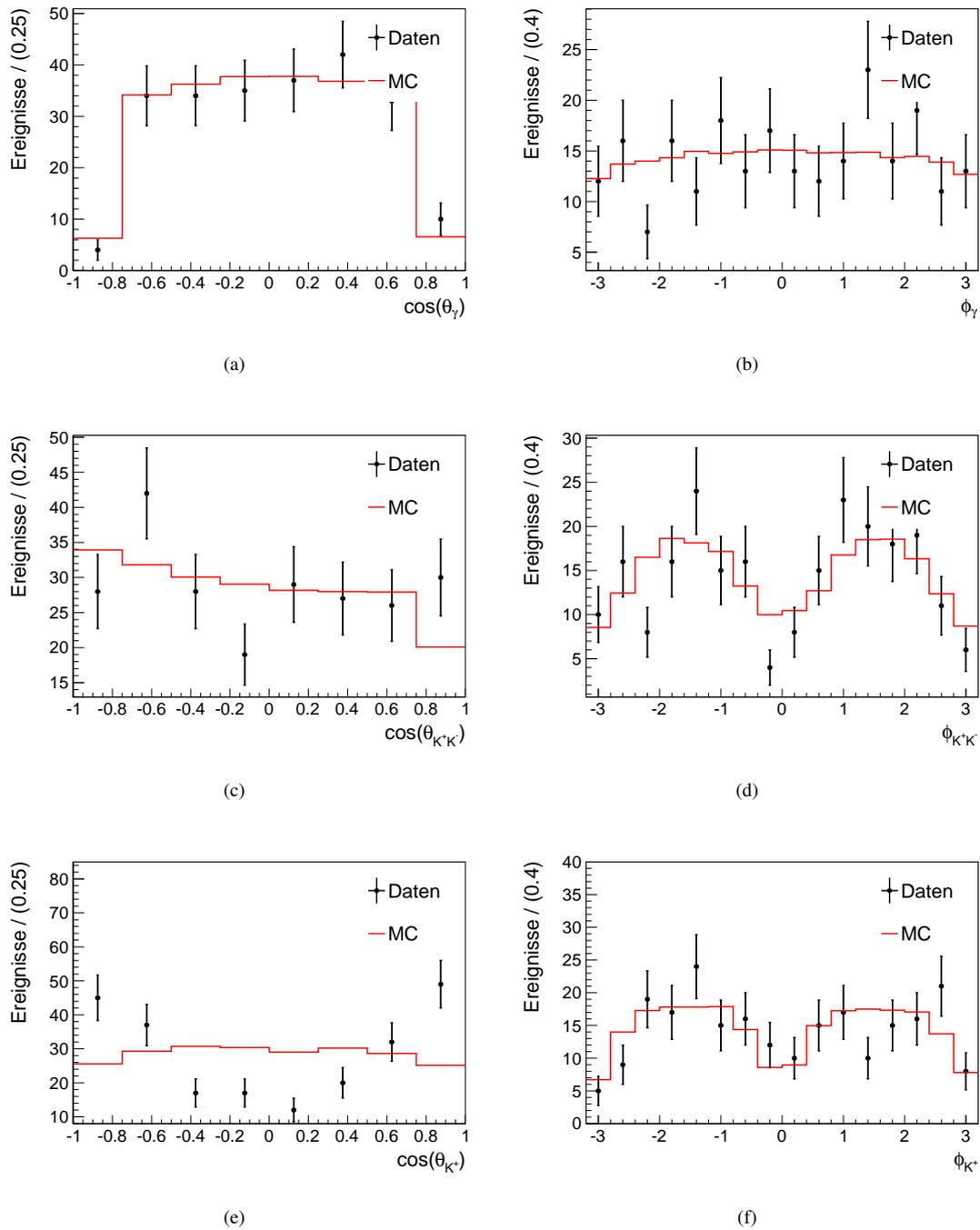
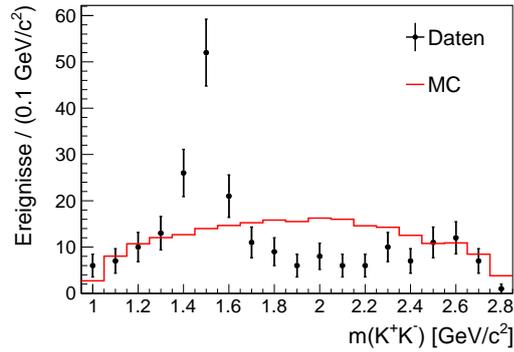


Abb. 5.11: (a) und (b) zeigen die Winkelverteilungen des radiativen Photons im Ruhesystem des ψ' . Punkte mit Fehlerbalken stellen χ_{c1} -Daten dar, Linien Signal-Monte-Carlo-Ereignisse für χ_{c1} . Für χ_{c1} ist die Winkelverteilung in $\cos(\theta)$ durch $1 - \frac{1}{3} \cdot \cos^2(\theta)$ gegeben, in ϕ hingegen ist die Winkelverteilung flach, da die Strahlteilchen unpolarisiert sind. (c) und (d) zeigen die Verteilung für den Polar- und Azimutwinkel des K^+K^- -Systems im χ_{cJ} -Helizitätssystem, (e) und (f) die für den Polar- und Azimutwinkel des K^+ im K^+K^- -Helizitätssystem. Für alle Winkelverteilungen, bis auf die des Polarwinkels des K^+ im K^+K^- -Helizitätssystem (e), stimmen Daten und Monte-Carlo-Ereignisse sehr gut überein.



(g)

Abb. 5.11: (g) zeigt die Verteilung der invarianten K^+K^- -Masse. Diese stimmt ebenso wie die des des Polarwinkels des K^+ im K^+K^- -Helizitätssystem (siehe (e)) zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen nicht überein. Grund dafür ist eine deutlich sichtbare Resonanz im K^+K^- -System, die nicht in den Simulationen berücksichtigt ist.

Mit Tabelle 5.2 ist ein zusätzlicher qualitativer Vergleich der sieben kinematischen Größen gegeben. Betrachtet man die Werte χ^2/ndf für die sieben Größen, so sind die gleichen Beobachtungen zu machen.

Tab. 5.2: Übersicht der qualitativen Übereinstimmung der kinematischen Größen des Zerfalls zwischen Daten und Signal-Monte-Carlo-Ereignissen. Die Größen $\cos(\theta_{K^+})$ und $m(K^+K^-)$ zeigen deutliche Abweichungen zwischen Daten und Signal-Monte-Carlo-Ereignissen auf.

kinematische Größe	$\chi^2/\text{ndf}(\chi_{c1})$	$\chi^2/\text{ndf}(\chi_{c2})$
$\cos(\theta_\gamma)$	3,51/8 = 0,44	5,97/7 = 0,85
ϕ_γ	15,78/16 = 0,99	11,86/15 = 0,79
$\cos(\theta_{K^+K^-})$	12,68/8 = 1,58	6,13/8 = 0,77
$\phi_{K^+K^-}$	26,31/16 = 1,64	13,67/14 = 0,98
$\cos(\theta_{K^+})$	70,90/8 = 9,11	44,76/8 = 5,60
ϕ_{K^+}	15,53/16 = 0,97	15,45/16 = 0,97
$m(K^+K^-)$	112,47/19 = 5,92	71,12/18 = 3,95

5.4.2 Rekonstruktionseffizienz

Eine Behandlung der Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit aller sieben Größen wäre relativ aufwendig und zudem auch nicht notwendig, wie aus dem vorigen Abschnitt hervorgegangen ist. Unter diesen Gesichtspunkten lässt sich die Rekonstruktionseffizienz ähnlich wie bei einem Dalitz-Diagramm in Abhängigkeit von lediglich zwei Größen beschreiben, wobei in diesem Fall diese durch den Polarwinkel des K^+ im K^+K^- -

Helizitätssystem, also $\cos(\theta_{K^+})$ und die invariante $K^+ K^-$ -Masse $m(K^+ K^-)$ gegeben sind. Der auf diese Größen projizierte Phasenraum ist damit beschrieben in den Grenzen $[-1, 1]$ für $\cos(\theta_{K^+})$ und für $m(K^+ K^-)$ zwischen der Produktionsschwelle ($2 \cdot m(K^\pm)$) und $(m(\chi_{cJ}) - m(\eta))$. Abbildung 5.12 zeigt die entsprechenden Verteilungen für die generier-

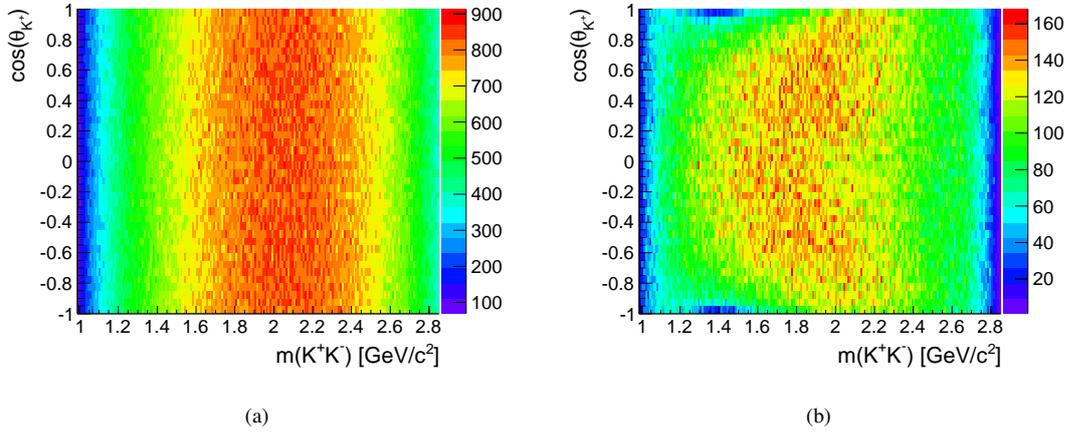


Abb. 5.12: Vergleich der phasenraumverteilten Signal-Monte-Carlo-Ereignisse (a) vor und (b) nach der Rekonstruktion. Vor der Rekonstruktion ist die Winkelverteilung flach und die invariante $K^+ K^-$ -Masse phasenraumverteilt. Nach der Rekonstruktion weisen die Verteilungen deutliche Strukturen auf.

ten und rekonstruierten Signal-Monte-Carlo-Ereignisse. Da der Zerfall $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$ phasenraumverteilt simuliert wurde, sollte die Winkelverteilung $\cos(\theta_{K^+})$ der generierten Ereignisse flach verlaufen. Die entsprechende Winkelverteilung für die rekonstruierten Ereignisse weist hingegen deutliche Strukturen auf, die einem nicht perfekten Detektor und der Ereignisrekonstruktion geschuldet sind. Die zweidimensionale Verteilung der Rekonstruktionseffizienz ergibt sich aus den Verhältnissen ($\varepsilon_{\text{bin}} = N_{\text{reko, bin}}/N_{\text{gen, bin}}$) für jedes Bin (s. Abb. 5.13). Da sich die Kinematik für den Zerfall $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ von der für $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ unterscheidet, werden entsprechend zwei unabhängige Verteilungen der Rekonstruktionseffizienz bestimmt.

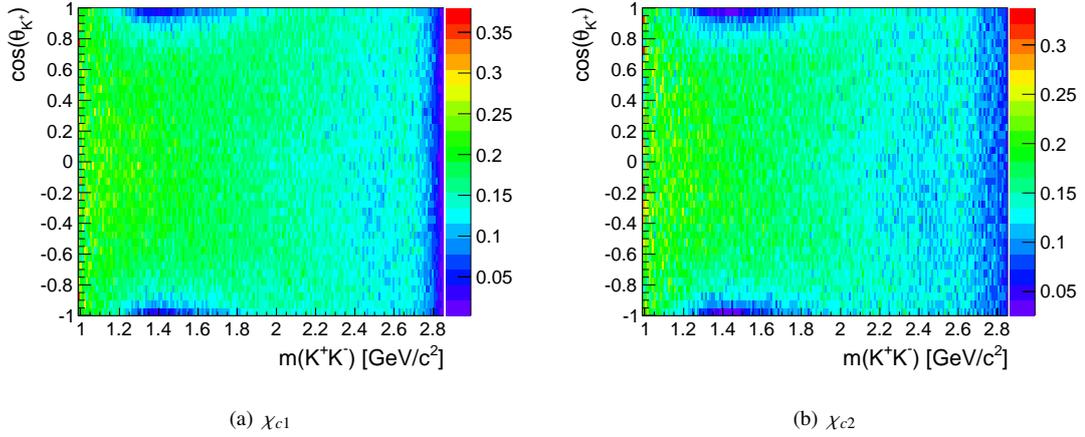


Abb. 5.13: Verteilung der gebinteten Rekonstruktionseffizienz für (a) χ_{c1} und (b) χ_{c2} .

5.4.3 Parametrisierung

Die Verteilungen der Rekonstruktionseffizienz lassen sich mit einer Funktion abhängig von $m(K^+K^-)$ und $\cos(\theta_{K^+})$ parametrisieren. Der Vorteil einer solchen Parametrisierung ist, dass dadurch die Rekonstruktionseffizienz kontinuierlich über den ganzen Phasenraum verläuft und somit Effekte durch das Binning bei der eigentlichen Effizienzkorrektur verhindert werden. Die im Folgenden verwendete Methode zur Parametrisierung findet sich beispielsweise in [55] oder [56].

Man betrachte ein Massenintervall $I = [m(K^+K^-), m(K^+K^-) + dm(K^+K^-)]$ mit n_{gen} generierten Ereignissen und n_{reko} rekonstruierten Ereignissen (*Monte-Carlo-Truth-Match*). Da für die Signal-Monte-Carlo-Ereignisse der Zerfall $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$ phasenraumverteilt simuliert wurde, sollte die Winkelverteilung $\cos(\theta_{K^+})$ der generierten Ereignisse flach verlaufen (s. Abb. 5.12(a)). Die entsprechende Winkelverteilung für die zugehörigen rekonstruierten Ereignisse weist hingegen deutliche Strukturen auf (s. Abb. 5.12(b)). Die Winkelverteilungen $\cos(\theta_{K^+})$ für die generierten und rekonstruierten Ereignisse lassen sich für das gegebene Intervall I in Form von normalisierten Legendre-Polynomen bis zu einer Ordnung L ausdrücken:

$$\frac{dn_{\text{gen}}}{d \cos(\theta_{K^+})} = n_{\text{gen}} \langle P_0 \rangle P_0(\cos(\theta_{K^+})) \quad (5.34)$$

$$\frac{dn_{\text{reko}}}{d \cos(\theta_{K^+}^+)} = n_{\text{reko}} (\langle P_0 \rangle P_0(\cos(\theta_{K^+})) + \dots + \langle P_L \rangle P_L(\cos(\theta_{K^+})) \quad (5.35)$$

Da es sich bei Legendre-Polynomen um orthogonale Funktionen handelt, folgt für die einzelnen Koeffizienten:

$$\langle P_j \rangle = \frac{1}{n_{\text{reko}}} \int_{-1}^1 P_j(\cos(\theta_{K^+})) \frac{dn_{\text{reko}}}{d \cos(\theta_{K^+})} d \cos(\theta_{K^+}) \quad (5.36)$$

Das Integral lässt sich für eine genügend große Anzahl an Ereignissen als Summe ausdrücken, so dass die Koeffizienten dann gegeben sind durch:

$$\langle P_j \rangle \sim \frac{1}{n_{\text{reko}}} \sum_{i=1}^{n_{\text{reko}}} P_j(\cos(\theta_{K_i^+})) \quad (5.37)$$

Effizienzfluktuation drücken sich demnach direkt in den Koeffizienten aus. Die Effizienz, als Funktion von $m(K^+ K^-)$ und $\cos(\theta_{K^+})$ ist dann für das Massenintervall I gegeben durch:

$$E(\cos(\theta_{K^+}), m(K^+ K^-)) = \frac{n_{\text{reko}}(\langle P_0 \rangle P_0(\cos(\theta_{K^+})) + \dots + \langle P_L \rangle P_L(\cos(\theta_{K^+})))}{n_{\text{gen}} \langle P_0 \rangle P_0(\cos(\theta_{K^+}))} \quad (5.38)$$

$$= E_0(m(K^+ K^-)) + \dots + E_L(m(K^+ K^-)) P_L(\cos(\theta_{K^+})) \quad (5.39)$$

Angewandt auf die in Abbildungen 5.13(a) und (b) gezeigten Verteilungen der Rekonstruktionseffizienz für χ_{c1} und χ_{c2} bedeutet dies nun Folgendes: Zunächst wird der für den Zerfall $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$ relevante Massenbereich des $K^+ K^-$ -Systems zwischen $0,99 \text{ GeV}/c^2$ und $2,85 \text{ GeV}/c^2$ in 186 Intervalle mit einer Breite von $10 \text{ MeV}/c^2$ unterteilt und die Funktion (5.39) an jede der 186 Winkelverteilungen einzeln angepasst. Dazu werden Legendre-Polynome bis zu einer Ordnung von $L = 5$ verwendet. Die Abhängigkeit der aus der Anpassung an die Winkelverteilung extrahierten Koeffizienten E_i ($i = 0, \dots, 5$) von der $K^+ K^-$ -Masse wird durch die Anpassung eines Polynoms von geeigneter Ordnung bestimmt.

Das eigentliche Ergebnis der Parametrisierung ist mit Abbildung 5.14(a) und (b) gegeben. Die mithilfe der Parametrisierung berechneten Verteilungen der Rekonstruktionseffizienz weisen die gleiche Struktur auf, wie die direkt erzeugten Verteilungen der Rekonstruktionseffizienz (vgl. Abb. 5.13(a) und (b)), wobei eine deutliche Glättung durch die Parametrisierung erkennbar ist. Dadurch beschreibt die Rekonstruktionseffizienz in diesem Fall eher einen kontinuierlichen Verlauf. Um die Güte der Parametrisierung über den ganzen Phasenraum abschätzen zu können, ist mit Abbildung 5.14(c) und (d) die relative Abweichung $\sigma = (\varepsilon_{\text{bin}} - \varepsilon_{\text{par}})/\varepsilon_{\text{bin}}$ der beiden Verteilungen voneinander gezeigt. Die Abweichungen sind statistisch gestreut und es sind keine signifikanten Abweichungen oder systematischen Verschiebungen zu erkennen. Zudem beträgt der Gütewert

$$\chi^2/\text{ndf} = \sum_{i=1}^{N_{\text{bins}}} \frac{(\varepsilon_{\text{bin},i} - \varepsilon_{\text{par},i})^2}{(\Delta\varepsilon_{\text{bin},i})^2} / N_{\text{bins}} \quad (5.40)$$

$\chi^2/\text{ndf} = 6544/7440 = 0,88$ für χ_{c1} und $\chi^2/\text{ndf} = 6951/7440 = 0,93$ für χ_{c2} .

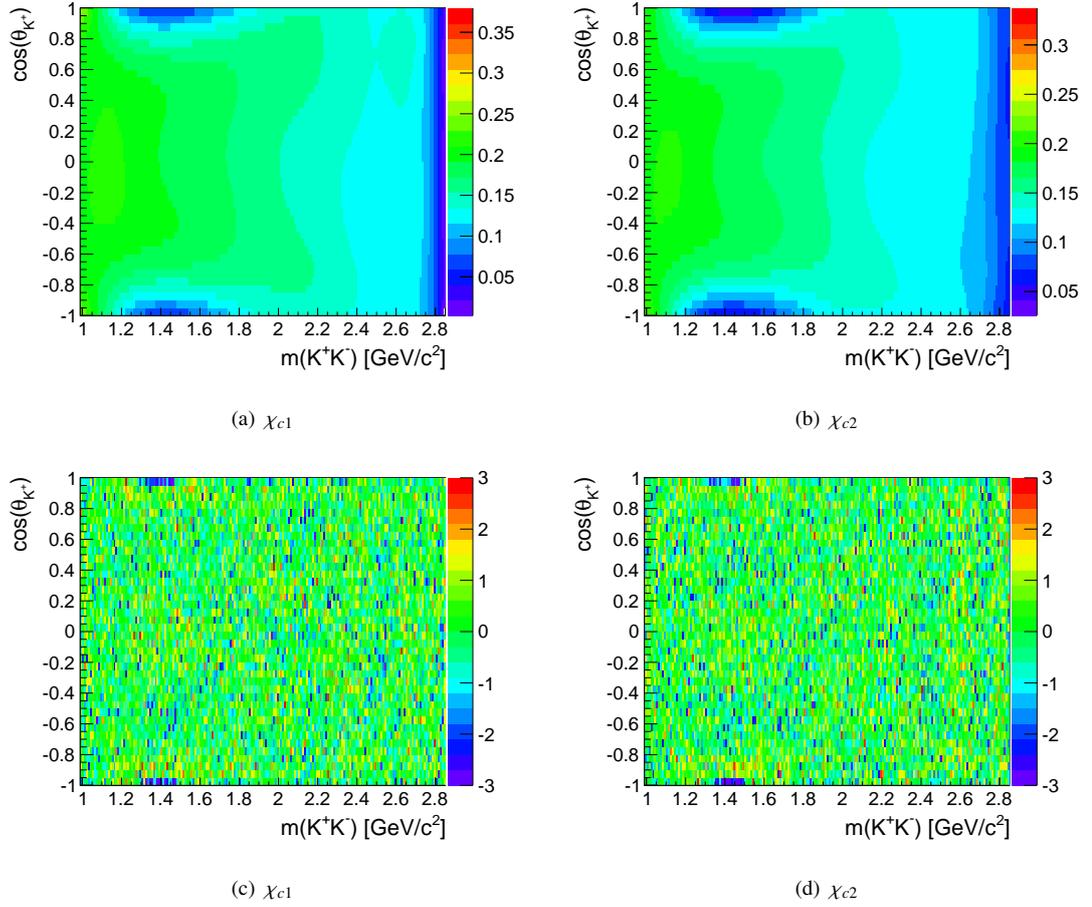


Abb. 5.14: (a) und (b) zeigen die Verteilungen der Effizienz, erzeugt aus den Parametrisierungen. (c) und (d) stellen die relative Abweichung $(\epsilon_{bin} - \epsilon_{par})/\epsilon_{bin}$ zwischen der gebinnnten und der parametrisierten Effizienz dar.

Zur Verdeutlichung der Funktionalität dieser Methode sind in Abbildung 5.15 die Dalitz-Diagramme der generierten Monte-Carlo-Ereignisse gezeigt, welche flach verteilt sind. Zudem sind die Dalitz-Diagramme nach der Rekonstruktion gezeigt, welche deutliche Strukturen aufweisen, und die effizienzkorrigierten Dalitz-Diagramme mit einer wiederhergestellten flachen Struktur, wie sie auch generiert wurden. Dabei wurde für jedes Ereignis i mithilfe der Parametrisierung die entsprechende Rekonstruktionseffizienz $\epsilon_{par,i}$ berechnet und dieses mit $1/\epsilon_{par,i}$ gewichtet.

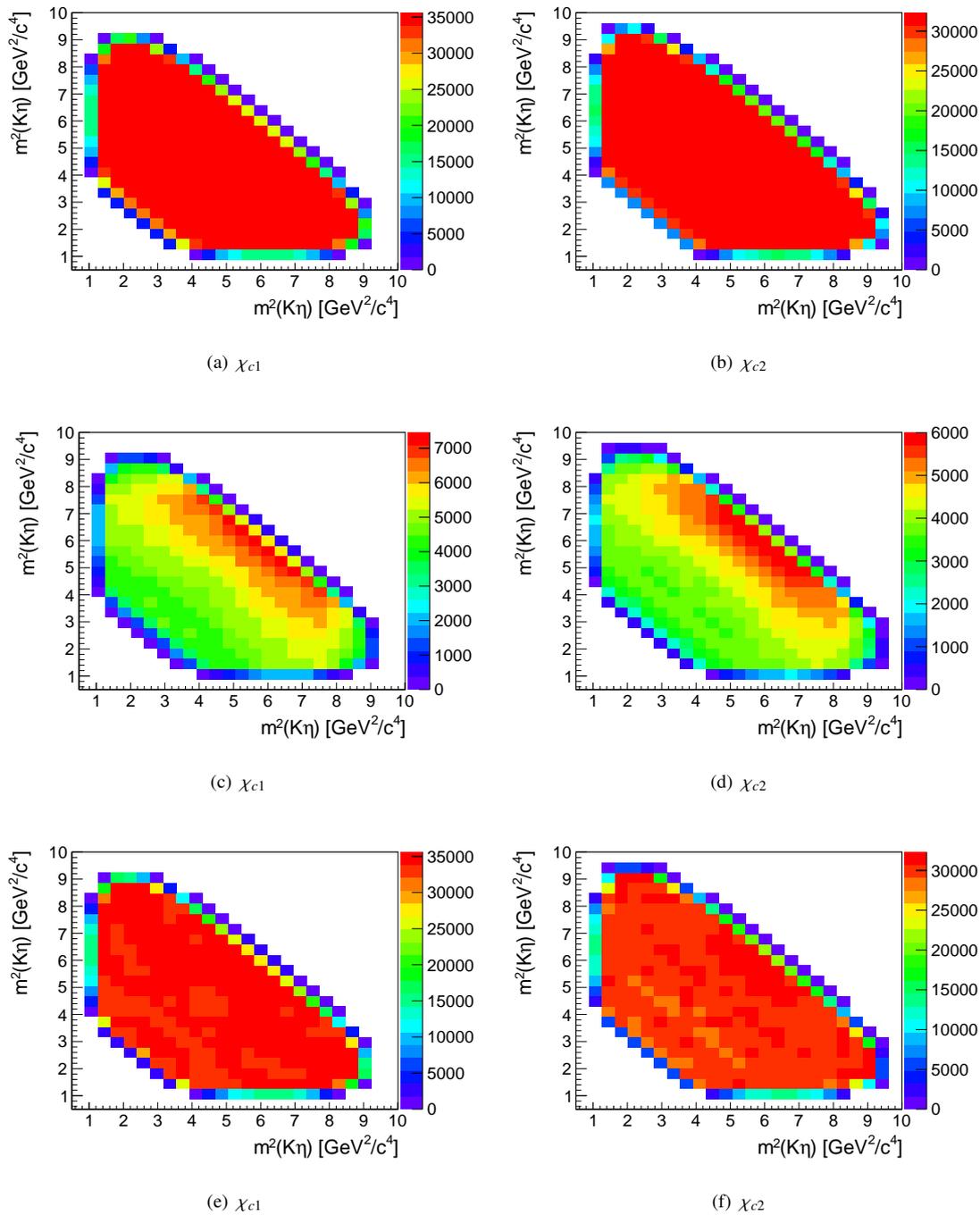


Abb. 5.15: (a) und (b) zeigen die Dalitz-Diagramme der generierten Monte-Carlo-Ereignisse, welche flach verteilt sind, (c) und (d) die Dalitz-Diagramme nach der Rekonstruktion, welche deutliche Strukturen aufweisen. (e) und (f) zeigen die effizienzkorrigierten Dalitz-Diagramme mit einer wiederhergestellten flachen Struktur.

5.5 Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse

Unter Verwendung der im vorigen Abschnitt dargestellten Parametrisierung lässt sich auch die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse effizienzkorrigieren. Durch eine erneute Anpassung der Funktion $F(m, m_1, m_2, N_1, N_2, N_B)$, wie sie bereits für die nicht effizienzkorrigierte Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse durchgeführt wurde (vgl. Abschnitt 5.3.3), lässt sich dann die Anzahl der effizienzkorrigierten χ_{c1} und χ_{c2} -Ereignisse bestimmen und letztendlich das jeweilige Verzweigungsverhältnis ausrechnen (Abschnitt 5.5.1). Zudem wurden hinsichtlich der Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse verschiedene systematische Fehler bestimmt. Diese werden in Abschnitt 5.5.2 behandelt.

5.5.1 Anpassung an die effizienzkorrigierten Daten

Die Bestimmung der Anzahl der effizienzkorrigierten Signaleinträge erfolgt mittels einer Akzeptanzkorrektur der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse. Da sich die Effizienzverteilungen für die Zerfälle $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ und $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ unterscheiden, wird für die Bestimmung der Anzahl der χ_{c1} - und χ_{c2} -Signaleinträge entsprechend die zu den Signalen ermittelte Effizienzkorrektur herangezogen. Die Wichtung der Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse erfolgt dabei aus Gründen, die im Folgenden noch erläutert werden, nicht direkt mit dem reziproken Wert der Effizienz $1/\varepsilon_i(m(K^+ K^-), \cos(\theta_{K^+}))$, sondern mit dem reziproken Wert der normierten Effizienz $\bar{\varepsilon}/\varepsilon_i(m(K^+ K^-), \cos(\theta_{K^+}))$, wobei

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sum_{i=1}^N \varepsilon_i(m(K^+ K^-), \cos(\theta_{K^+}))}{N} \quad (5.41)$$

die mittlere Effizienz für die N Ereignisse beschreibt. Aus der Anpassung der Funktion $F(m, m_1, m_2, N_1, N_2, N_B)$, die in Abschnitt 5.3 ausführlich beschrieben ist, kann nun die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ und $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ bestimmt werden. Da die Anpassung unter Verwendung der Maximum-Likelihood-Methode erfolgt, ist darauf zu achten, dass bei der Wichtung der Verteilung die einzelnen Wichtungsfaktoren möglichst nahe bei Eins liegen. Bei größeren Abweichungen zu Eins besteht die Gefahr, dass bei der Anpassung die Fehler für die Anzahl der Signaleinträge nicht korrekt ermittelt werden [57]. Durch eine Wichtung mit dem reziproken Wert der normierten Effizienz $\bar{\varepsilon}/\varepsilon_i(m(K^+ K^-), \cos(\theta_{K^+}))$ wird erreicht, dass die Wichtungsfaktoren der Ereignisse nahe Eins sind. Abbildung 5.16 zeigt die effizienzkorrigierten Verteilungen der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse, wobei die in (a) dargestellte Verteilung mit der für den Zerfall $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ bestimmten Effizienzparametrisierung gewichtet wurde und die in (b) dargestellte Verteilung entsprechend mit der für den Zerfall $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ bestimmten Effizienzparametrisierung gewichtet wurde. Die durch die Anpassung bestimmte Anzahl der Signaleinträge $N_{\chi_{c1}}$ (bestimmt aus Abb. 5.16(a)) und $N_{\chi_{c2}}$ (bestimmt aus Abb. 5.16(b)) muss anschließend noch mit dem reziproken Wert der mittleren Effizienz $\bar{\varepsilon}$ renormiert werden. Die mittlere Effizienz beträgt 16 % für den

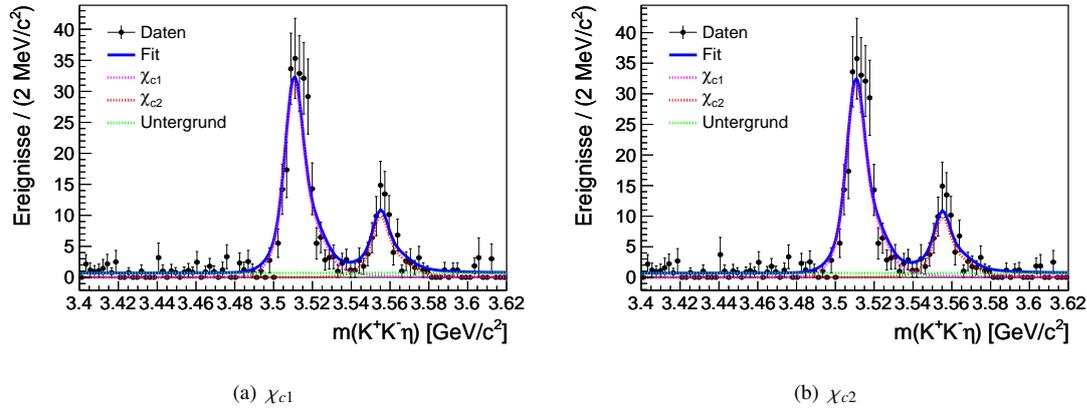


Abb. 5.16: Anpassung an die effizienzkorrigierte Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse, für die Bestimmung der (a) χ_{c1} -Signaleinträge und (b) χ_{c2} -Einträge.

Zerfall $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ und 15 % für den Zerfall $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$. Für die effizienzkorrigierte Anzahl der Signalereignisse ergeben sich daraus 1528 ± 105 χ_{c1} -Ereignisse und 524 ± 68 χ_{c2} -Ereignisse. Mit diesen Werten lassen sich dann die einzelnen Verzweungsverhältnisse entsprechend

$$\mathcal{BR}(\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta(\gamma\gamma)) = \frac{N_{\chi_{cJ}}}{N_{\psi(2S)} \cdot \mathcal{BR}(\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ}) \cdot \mathcal{BR}(\eta \rightarrow \gamma\gamma)} \quad (5.42)$$

berechnen. Unter Berücksichtigung des statistischen Fehlers ergeben sich schließlich folgende Verzweungsverhältnisse:

$$\mathcal{BR}(\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta(\gamma\gamma)) = (3,99 \pm 0,27_{\text{stat}}) \cdot 10^{-4} \quad (5.43)$$

$$\mathcal{BR}(\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta(\gamma\gamma)) = (1,44 \pm 0,19_{\text{stat}}) \cdot 10^{-4} \quad (5.44)$$

5.5.2 Systematische Fehler

Systematische Fehler können aus den verschiedensten Schritten einer Analyse hervorgehen. Die Photonrekonstruktion, die Spurrekonstruktion, die Kaonidentifizierung, die kinematische Anpassung, die Effizienzkorrektur, die Anpassung zur Bestimmung der Anzahl der Signaleinträge, die tatsächliche Anzahl der gemessenen ψ' -Ereignisse und die zur Berechnung des Verzweungsverhältnisses verwendeten Verzweungsverhältnisse einzelner Zwischenzustände sind alle mit systematischen Fehlern behaftet, welche es im Folgenden zu ermitteln gilt. Eine tabellarische Zusammenfassung der systematischen Fehler für die Verzweungsverhältnisse findet sich am Ende dieses Abschnitts in Tabelle 5.3 auf Seite 56.

5.5.2.1 Photonrekonstruktion

Der systematische Fehler, der aufgrund der Photonrekonstruktion berücksichtigt werden muss, beläuft sich auf 1 % für jedes Photon [44]. Dieser systematische Fehler wurde im Rahmen der Analysen bereits gut verstandener Zerfälle wie $J/\psi \rightarrow \rho^0 \pi^0$ oder $e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma$ bestimmt und hat für alle BESIII-Analysen Gültigkeit. In dieser Analyse werden insgesamt drei Photonen im Endzustand rekonstruiert, so dass 3 % relativ zum Verzweigungsverhältnis als systematischer Fehler veranschlagt werden.

5.5.2.2 Spurrekonstruktion und Kaonidentifizierung

Die Effizienz der Spurrekonstruktion und Kaonidentifizierung wird ständig im Rahmen der BESIII-Qualitätssicherung von der *Data Quality Group* detailliert untersucht. Dazu werden Zerfälle wie $J/\psi \rightarrow K^* K$ oder $J/\psi \rightarrow K_S K$ herangezogen. Aus dem Unterschied der Effizienz der Spurrekonstruktion beziehungsweise Kaonidentifizierung zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen leitet sich der entsprechende systematische Fehler ab. Demnach werden für die Spurrekonstruktion 2 % und für Identifizierung eines Kaons 1 % veranschlagt [58]. Für die Analyse mit zwei Kaonen im Endzustand werden demnach für die Spurrekonstruktion 4 % und für Identifizierung der Kaonen 2 % relativ zum Verzweigungsverhältnis als systematischer Fehler berücksichtigt.

5.5.2.3 Anzahl der ψ' -Ereignisse

In [44] wurde die Anzahl der ψ' -Ereignisse anhand der inklusiven Messung hadronischer ψ' -Zerfälle zu $(106 \pm 4) \cdot 10^6$ bestimmt, was zu einem systematischen Fehler von 4 % führt.

5.5.2.4 Verzweigungsverhältnis der Zwischenzustände

Wie aus Gleichung (5.42) ersichtlich ist, geht das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\psi' \rightarrow \gamma \chi_{cJ}$ direkt in die Berechnung des Verzweigungsverhältnisses $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$ ein und damit auch der Fehler des Verzweigungsverhältnisses für den Zerfall $\psi' \rightarrow \gamma \chi_{cJ}$. Entsprechend den im *Review of Particle Physics* [1] aufgeführten Verzweigungsverhältnissen und Fehlern ergibt sich für χ_{c1} ein systematischer Fehler von 4,3 % und für χ_{c2} ein systematischer Fehler von 4,0 %. Mit der gleichen Argumentation für den Zerfall $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ergibt sich ein weiterer systematischer Fehler von 0,5 %.

5.5.2.5 Effizienzkorrektur

Für eine konservative Abschätzung des systematischen Fehlers, der durch die parametrisierte Effizienzkorrektur verursacht wird, wird die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse nicht mit der Parametrisierung der Effizienz, sondern mit der gebinnten Verteilung der Effizienz korrigiert. Die aus der Anpassung bestimmte Anzahl an Signalereig-

nissen wird mit der nominalen Anzahl an Signalereignissen verglichen. Der systematische Fehler ist dann gegeben durch die relative Differenz. Dieser beläuft sich für χ_{c1} auf 0,4 % und für χ_{c2} auf 0,1 % relativ zum Verzweigungsverhältnis.

5.5.2.6 $K^+ K^- \eta$ -Massenbereich

Für die Anpassung an die effizienzkorrigierte Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse wurde der Massenbereich auf 3,4 GeV/ c^2 bis 3,62 GeV/ c^2 begrenzt. Um einen möglichen Einfluss des gewählten Massenbereichs zu untersuchen, wurde dieser variiert. Die aus der Anpassung bestimmte Anzahl an Signalereignissen weichen von der nominalen Anzahl an Signalereignissen höchstens um 1 % für χ_{c1} ab und um 2,5 % für χ_{c2} . Für eine konservative Abschätzung werden daher diese Werte als systematische Fehler angenommen.

5.5.2.7 Untergrundbeschreibung

Bei der Anpassung an die effizienzkorrigierte Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse wurde ein konstanter Verlauf angenommen. Um einen möglichen Einfluss dieser Annahme zu untersuchen, wurde der Untergrund durch eine lineare Funktion beschrieben. Die aus der Anpassung bestimmte Anzahl an Signalereignissen weichen von der nominalen Anzahl an Signalereignissen höchstens um 1 % für χ_{c1} und um 6 % für χ_{c2} ab. Daher werden diese Werte als systematische Fehler angenommen.

5.5.2.8 χ^2 -Schwelle

Die Wahl der χ^2 -Schwelle für die kinematische Anpassung ist das einflussreichste Selektionskriterium in der Analyse. Um den Einfluss dieser Größe abzuschätzen, wurde die Schwelle um ± 15 % variiert. Die aus der Anpassung an die effizienzkorrigierte Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse bestimmte Anzahl an Signalereignissen wird mit der nominalen Anzahl an Signalereignissen verglichen. Die maximale relative Abweichung beläuft sich dabei auf 2 % für χ_{c1} und 3 % für χ_{c2} .

Tab. 5.3: Überblick aller systematischen Fehler für die Verzweigungsverhältnisse. Die einzelnen systematischen Fehler (in Prozent) werden quadratisch addiert, um den systematischen Gesamtfehler relativ zu den Verzweigungsverhältnissen zu erhalten.

Ursprung	sys. Fehler für $\mathcal{BR}(\chi_{c1})$	sys. Fehler für $\mathcal{BR}(\chi_{c2})$
Photon-Rekonstruktion	3,0 %	3,0 %
$N_{\psi(2S)}$	4,0 %	4,0 %
$\mathcal{BR}(\psi' \rightarrow \chi_{cJ})$	4,3 %	4,0 %
$\mathcal{BR}(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$	0,5 %	0,5 %
Spurrekonstruktion	4,0 %	4,0 %
Kaonidentifizierung	2,0 %	2,0 %
Untergrundbeschreibung	1,0 %	6,0 %
Massenbereich	1,0 %	2,5 %
Effizienzkorrektur	0,4 %	0,1 %
Kinematische Anpassung	2,0 %	3,0 %
Summe	8,4 %	10,6 %

5.5.3 Verzweigungsverhältnisse

Mit den in Abschnitt 5.5.1 bestimmten Verzweigungsverhältnissen mit statistischen Fehlern ergeben sich zusammen mit den in Abschnitt 5.5.2 beschriebenen systematischen Fehlern letztendlich die folgenden Verzweigungsverhältnisse:

$$\mathcal{BR}(\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta(\gamma\gamma)) = (3,99 \pm 0,27_{\text{stat}} \pm 0,33_{\text{sys}}) \cdot 10^{-4} \quad (5.45)$$

$$\mathcal{BR}(\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta(\gamma\gamma)) = (1,44 \pm 0,19_{\text{stat}} \pm 0,15_{\text{sys}}) \cdot 10^{-4} \quad (5.46)$$

Werden diese mit den bisherigen Messungen verglichen, die im *Review of Particle Physics* der Particle Data Group [1] mit

$$\mathcal{BR}(\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta) = (3,30 \pm 1,00) \cdot 10^{-4} \quad (5.47)$$

$$\mathcal{BR}(\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta) < 3,5 \cdot 10^{-4} \quad (5.48)$$

aufgeführt sind, so stimmen die Verzweigungsverhältnisse im Rahmen der Fehler gut überein. Vielmehr konnte mit der erneuten Messung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ ein deutlich geringerer Fehler erzielt werden. Des Weiteren konnte zum ersten Mal das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ ermittelt werden.

6 Der Zerfall $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta(\pi^+ \pi^- \pi^0)$

6.1 Ereignisrekonstruktion

Die Rekonstruktion des zweiten Zerfallskanals $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$ mit $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ erfolgt analog zu Abschnitt 5.1. Lediglich kleinere Modifikationen bei der Selektion sind notwendig, da das η nun in dem Zerfallskanal $\pi^+ \pi^- \pi^0$ rekonstruiert wird.

6.1.1 Vorselektion

6.1.1.1 Selektion von Photonen

Die Identifizierung von geeigneten Photon-Kandidaten erfolgt entsprechend den Beschreibungen in Abschnitt 5.1.1.1. Photon-Kandidaten müssen demnach folgende Selektionskriterien erfüllen:

- Zeitfenster: $0 \text{ ns} \leq t_\gamma \leq 700 \text{ ns}$ (s. Abb. 6.1)
- geometrische Akzeptanz des Barrels: $|\cos(\theta)| < 0,8$
- Energieschwelle im Barrel: $E_\gamma > 25 \text{ MeV}$
- geometrische Akzeptanz der Endkappen: $0,86 < |\cos(\theta)| < 0,92$
- Energieschwelle in den Endkappen: $E_\gamma > 50 \text{ MeV}$

6.1.1.2 Selektion von geladenen Spuren

Analog zu Abschnitt 5.1.1.2 wird eine verhältnismäßig geringe Qualität für die Rekonstruktion der geladenen Spuren gefordert, um eine möglichst hohe Rekonstruktionseffizienz zu bewahren:

- geometrische Akzeptanz der MDC: $|\cos \theta| < 0,93$
- kleinster Abstand zu $(x,y) = (0,0)$: $|V_{x,y}| < 1,0 \text{ cm}$ (s. Abb. 6.2(a))
- kleinster Abstand zu $z = 0$: $|V_z| < 10 \text{ cm}$ (s. Abb. 6.2(b))

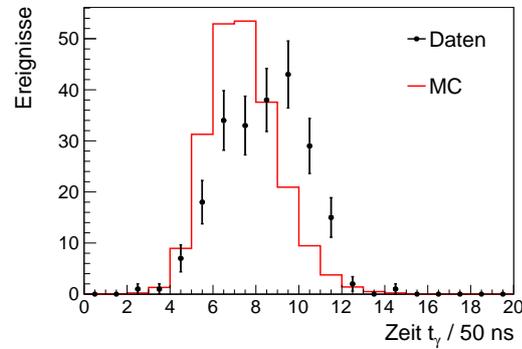


Abb. 6.1: Zeit zwischen dem Start-Triggersignal und der Detektion des Photons im EMC, in Vielfachen von 50 ns. Punkte mit Fehlerbalken repräsentieren Daten und Linien Signal-Monte-Carlo-Ereignisse für den χ_{c1} -Zerfall.

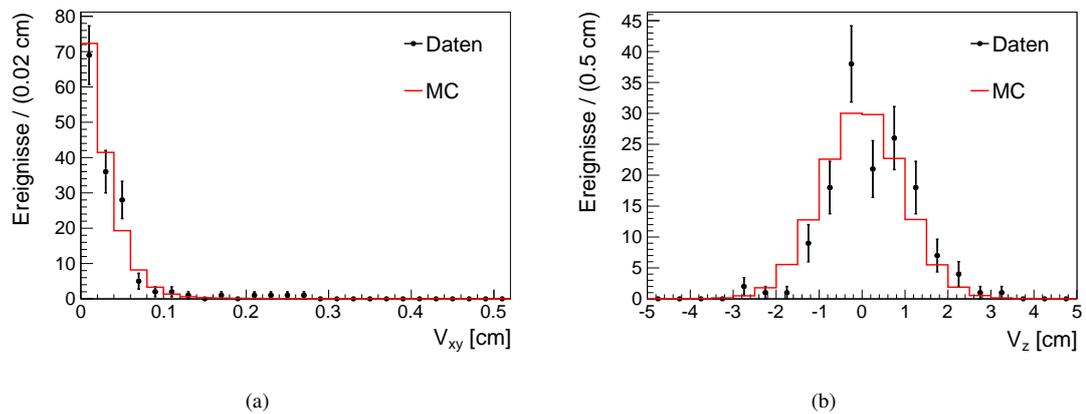


Abb. 6.2: (a) Verteilung der Größe $V_{x,y}$, dem Abstand im Punkt der kleinsten Annäherung an die z -Achse mit $(x,y) = (0,0)$ und (b) Verteilung der Größe V_z , dem Abstand im Punkt der kleinsten Annäherung an die xy -Ebene mit $z = 0$. Punkte mit Fehlerbalken repräsentieren dabei Daten und Linien Signal-Monte-Carlo-Ereignisse für den χ_{c1} -Zerfall.

6.1.1.3 Identifizierung von Kaonen

An dieser Stelle sei vorweggenommen, dass für die aus dem η -Zerfall stammenden geladenen Pionen keine Teilchenidentifizierung notwendig ist. Das heißt, dass alle geladenen Spuren unter der Annahme eines Pions als Pion-Kandidaten akzeptiert werden. Ungeeignete beziehungsweise fälschlich als Pion gewertete Kandidaten werden im Rahmen der kinematischen Anpassung größtenteils verworfen. Für die Identifizierung eines Kaons muss entsprechend Abschnitt 5.1.1.3 die *Likelihood* \mathcal{L}_K der geladenen Spur größer sein als deren *Likelihood* \mathcal{L}_π :

- *Likelihood*-Verhältnis: $\frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_\pi} > 1$

6.1.1.4 Ereigniskombinatorik

Für die Rekonstruktion des Zerfalls

$$\begin{aligned} \psi' &\rightarrow \gamma \chi_{cJ} \\ &\quad \hookrightarrow K^+ K^- \eta \\ &\quad \quad \hookrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \\ &\quad \quad \quad \hookrightarrow \gamma \gamma \end{aligned} \tag{6.1}$$

mit zwei geladenen Kaonen, zwei geladenen Pionen und drei Photonen im Endzustand werden zunächst zwei Photonen zu einem π^0 -Kandidaten kombiniert, wobei Eigenpermutationen ausgeschlossen sind. Da ein Ereignis mindestens drei Photonen enthalten muss, gibt es auch mehrere π^0 -Kandidaten, wobei Umkehrpermutationen nicht berücksichtigt werden. Entsprechend werden immer mindestens drei π^0 -Kandidaten gebildet. Jeder wird mit zwei entgegengesetzt geladenen Pionen zu einem η -Kandidaten zusammengesetzt. Die η -Kandidaten werden dann mit zwei entgegengesetzt geladenen Kaonen zu einem χ_{cJ} -Kandidaten kombiniert, wobei darauf zu achten ist, dass die beiden Kaonen noch nicht als geladene Spuren und damit auch als Pion-Kandidaten für die Rekonstruktion des η verwendet wurden. Der Anfangszustand ψ' wird anschließend durch Kombination der χ_{cJ} -Kandidaten mit einem weiteren Photon-Kandidaten gebildet. Dabei ist zu berücksichtigen, dass dieses Photon, welches das radiative Photon repräsentiert, noch nicht für die Rekonstruktion des π^0 verwendet wurde.

Für die Rekonstruktion des Zerfalls (6.1) muss ein Ereignis zumindest drei Photonen und vier geladene Spuren enthalten, wobei mindestens zwei als Kaon-Kandidaten akzeptiert wurden. Analog zu Abschnitt 5.1.1.4 wird die Anzahl von Photonen auf fünf begrenzt. Zusammengefasst müssen Ereignisse die folgenden Multiplizitätskriterien erfüllen, damit sie für die weitere Rekonstruktion berücksichtigt werden:

- Anzahl der Photon-Kandidaten: $3 \leq N_\gamma \leq 5$ (s. Abb. 6.3(a))
- Anzahl der geladenen Spuren: $N_{\text{geladene Spuren}} \geq 4$ (s. Abb. 6.3(b))
- Anzahl der Kaonen-Kandidaten: $N_{\text{Kaonen}} \geq 2$

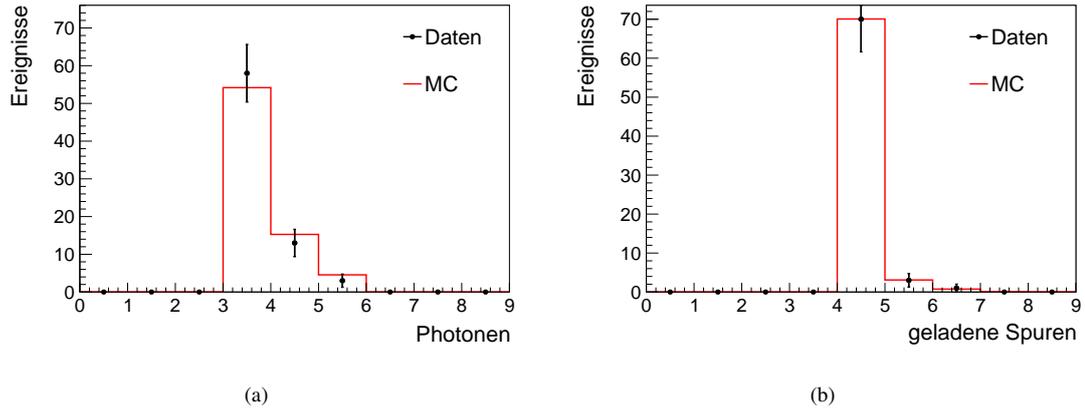


Abb. 6.3: (a) Verteilung der Anzahl von Photonen in einem Ereignis, (a) Verteilung der Anzahl geladener Spuren in einem Ereignis. Punkte mit Fehlerbalken repräsentieren dabei Daten und Linien Signal-Monte-Carlo-Ereignisse für den χ_{c1} -Zerfall.

6.1.1.5 Energiefenster für das radiative Photon

Zur weiteren Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds wird ein Energiefenster für den Photon-Kandidaten definiert, der das radiative Photon im Zerfallsbaum darstellt (vgl. Abschnitt 5.1.1.5):

- Energiefenster: $40 \text{ MeV} < E(\gamma_{\text{rad}}) < 300 \text{ MeV}$

6.1.1.6 Kinematische Anpassung

Die kinematische Anpassung wurde bereits ausführlich in Abschnitt 5.1.1.6 beschrieben. Für den Zerfall $\psi' \rightarrow \gamma \chi_{cJ}$ mit den Folgezerfällen $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$, $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ eignen sich die folgenden Zwangsbedingungen:

Die Spuren der beiden Kaon- und Pion-Kandidaten sollen sich in einem gemeinsamen Zerfallsvertex schneiden. Zudem sollen diese zusammen mit den drei Photonkandidaten in der Summe dem wohl bekannten Anfangszustand $\vec{\psi}' = (0,04; 0; 0,004; 3,686)$ hinsichtlich Energie- und Impulserhaltung genügen. Dabei wird zusätzlich noch gefordert, dass die invariante Masse des π^0 -Kandidaten gleich der nominalen Masse von $134,98 \text{ MeV}/c^2$ sein soll und die invariante Masse des η -Kandidaten gleich der nominalen Masse von $547,85 \text{ MeV}/c^2$.

Von den ψ' -Kandidaten, bei denen die kinematische Anpassung konvergiert, wird zudem nur der Kandidat mit dem kleinsten χ^2 -Wert für die weitere Selektion berücksichtigt (Fehlidentifizierung für Signal-Monte-Carlo-Ereignisse: 1 %).

6.1.2 Optimierung

6.1.2.1 Selektion des radiativen Photons

Die Selektionskriterien für das radiative Photon entsprechen denen in Abschnitt 5.1.2.1. Dabei wird gefordert, dass das radiative Photon im Barrel des elektromagnetischen Kalorimeters detektiert wird:

- $|\cos(\theta_{\gamma\text{rad}})| < 0,8$

6.1.2.2 π^0 -Massenfenster

Auch bei dieser Analyse ist ein Gegenschnitt auf die invariante $\gamma\gamma$ -Masse zur Untergrundunterdrückung sinnvoll. In der Zerfallskette selbst kommt allerdings auch ein π^0 vor, so dass nur für all jene $\gamma\gamma$ -Kombinationen die invariante Masse gebildet wird, die nicht den π^0 -Kandidaten in der Zerfallskette beschreiben. Es wird gefordert, dass keine dieser $\gamma\gamma$ -Kombinationen eine invariante Masse zwischen $110 \text{ MeV}/c^2$ und $160 \text{ MeV}/c^2$ aufweist. Abbildung 6.4 zeigt die entsprechende Verteilung der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse für Daten. Aufgrund der geringeren Anzahl an Ereignissen im Vergleich zu der ersten Analyse ist nur eine leichte Erhöhung bei $135 \text{ MeV}/c^2$ zu erkennen.

- π^0 -Massenfenster: $110 \text{ MeV}/c^2 < m(\gamma\gamma) < 160 \text{ MeV}/c^2$

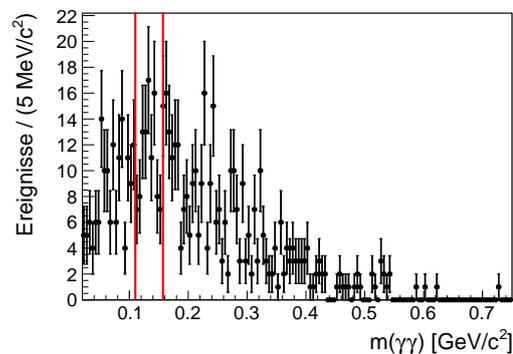


Abb. 6.4: Verteilung der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse für alle verbleibenden Photonen, die nicht als Zerfallsprodukt des π^0 identifiziert worden sind (Daten). Die vertikalen Linien definieren das π^0 -Massenfenster, auf das ein Gegenschnitt durchgeführt worden ist.

6.1.2.3 J/ψ -Massenfenster

Analog zu Abschnitt 5.1.2.3 werden die potenziellen Untergrundkanäle $\chi_{cJ} \rightarrow \gamma J/\psi$ und $\psi' \rightarrow J/\psi \eta$ durch Gegenschnitte auf die entsprechenden Rückstoßmassen unterdrückt. Zusammengefasst werden die Ereignisse verworfen, die die folgenden Ausschlusskriterien erfüllen:

- $3,05 \text{ GeV}/c^2 < |\mathbb{P}_{\psi'} - \mathbb{P}_{\gamma rad} - \mathbb{P}_{\gamma}| < 3,15 \text{ GeV}/c^2$ (s. Abb. 6.5(a))
- $|\mathbb{P}_{\psi'} - \mathbb{P}_{\eta}| > 3,05 \text{ GeV}/c^2$ (s. Abb. 6.5(b))

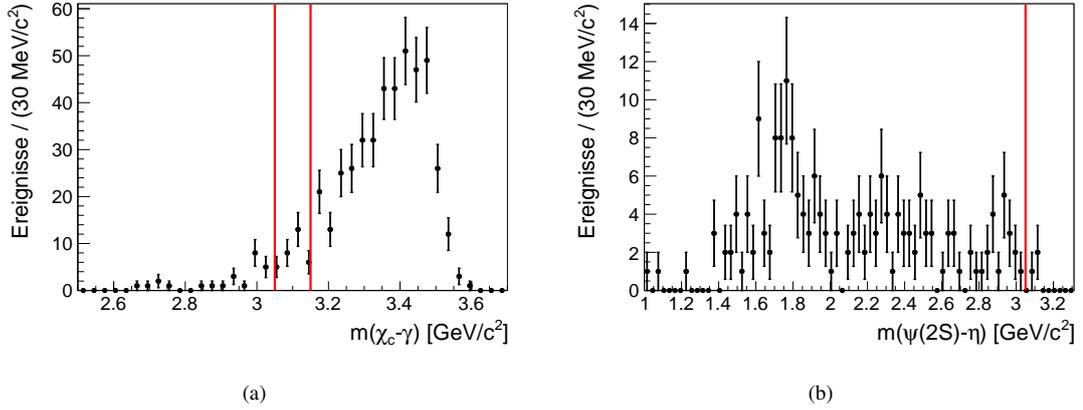


Abb. 6.5: (a) Verteilung der Rückstoßmasse $|\mathbb{P}_{\chi_{cJ}} - \mathbb{P}_{\gamma}|$ (Daten). Ereignisse, die in den durch die vertikalen Linien gekennzeichneten Massenfenster liegen, werden verworfen, um den Zerfall $\chi_{cJ} \rightarrow \gamma J/\psi$ zu unterdrücken. (b) Verteilung der Rückstoßmasse $|\mathbb{P}_{\psi'} - \mathbb{P}_{\eta}|$ (Daten). Ereignisse, die oberhalb der durch die vertikale Linie gekennzeichneten Massen liegen, werden verworfen, um den Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \eta$ zu unterdrücken.

6.1.2.4 χ^2 -Schwelle

Die Optimierung der χ^2 -Schwelle hinsichtlich einer maximalen Signifikanz des χ_{cJ} -Signals erfolgt entsprechend der in Abschnitt 5.1.2.4 beschriebenen Methode. Abbildung 6.6(a) zeigt den Verlauf der Signifikanz in Abhängigkeit von der gewählten χ^2 -Schwelle. Bei einer χ^2 -Schwelle von 60 ist der Signifikanzverlauf deutlich konvergiert und wird daher als optimale χ^2 -Schwelle definiert. Abbildung 6.6(b) zeigt die χ^2 -Verteilung für Daten. Die Linie verdeutlicht die mit einem Wert von 60 optimierte χ^2 -Schwelle. Ereignisse, deren χ^2 -Wert oberhalb dieser Schwelle liegt, werden verworfen.

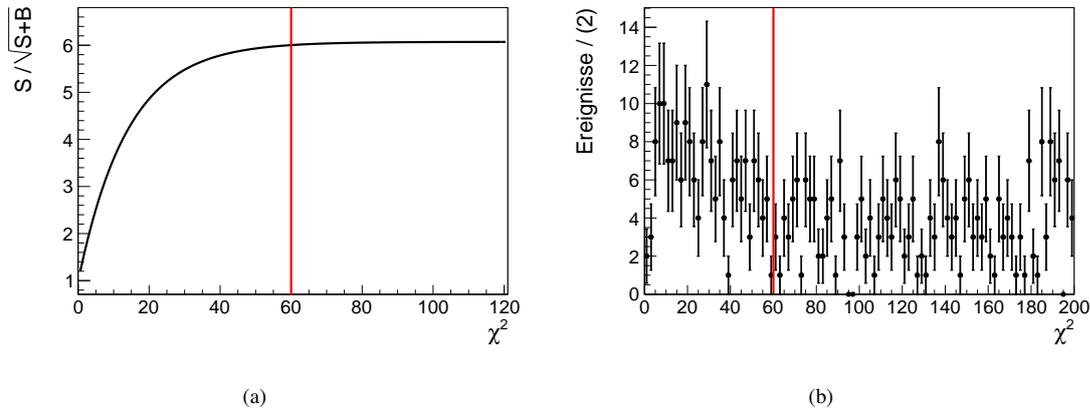


Abb. 6.6: (a) Signifikanz $N_S/\sqrt{N_S + N_B}$ des χ_{c1} -Signals als Funktion der χ^2 -Schwelle. Für den Signalbeitrag N_S wurden Signal-Monte-Carlo-Ereignisse verwendet, für den Untergrundbeitrag N_B der inklusive Monte-Carlo-Datensatz. Die Signifikanz ist bereits bei einer χ^2 -Schwelle von 60 maximal. (b) zeigt die χ^2 -Verteilung (Daten). Ereignisse oberhalb der χ^2 -Schwelle (senkrechte Linie) werden verworfen.

6.1.3 Ergebnis der Selektion

Bevor in den nächsten Abschnitten die weitere Untersuchung des betrachteten Zerfalls vorgestellt wird, sollen zunächst die nach der Selektion verbleibenden Ereignisse für die χ_{cJ} -Zerfälle in den Endzustand $K^+ K^- \eta$ vorgestellt werden. Abbildung 6.7 zeigt die invariante $\gamma\gamma$ -Masse der π^0 -Kandidaten und die invariante $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -Masse der η -Kandidaten. Die Signalform zwischen Daten und Signal-Monte-Carlo-Ereignissen stimmt für beide Verteilungen überein. Zudem ist kein kombinatorischer Untergrund in den Verteilungen der invarianten Massen zu beobachten.

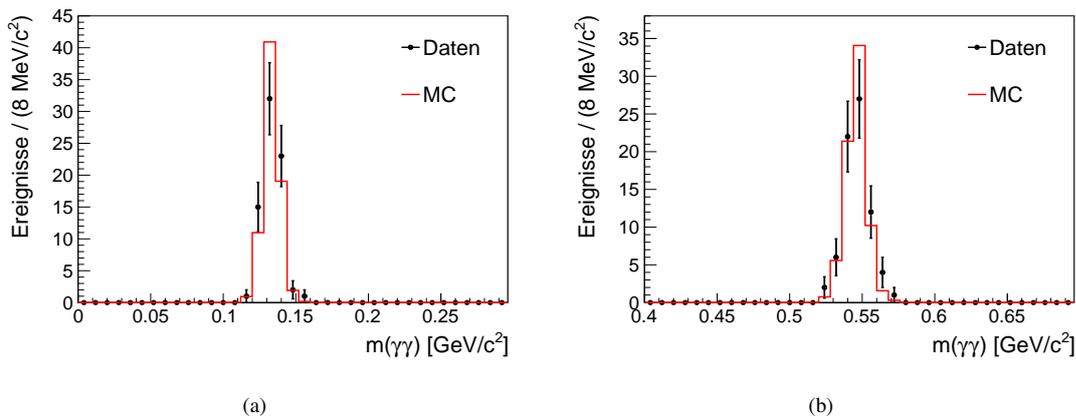


Abb. 6.7: (a) Verteilung der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse für das π^0 -Signal und (b) Verteilung der invarianten $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -Masse für das η -Signal (Daten). Zum Vergleich sind die entsprechenden Verteilungen für Signal-Monte-Carlo-Ereignisse (χ_{c1}) gezeigt (Linien).

Abbildung 6.8 zeigt die invariante $K^+ K^- \eta$ -Masse, deren Verteilung zwei deutliche Erhöhungen bei einer Masse von etwa $3,51 \text{ GeV}/c^2$ und $3,555 \text{ GeV}/c^2$ aufweist, die eindeutig der χ_{c1} - und χ_{c2} -Resonanz zugeordnet werden können. Zudem ist fast kein Untergrund erkennbar. Eine genaue Untersuchung des Untergrunds wird mit Monte-Carlo-Ereignissen durchgeführt.

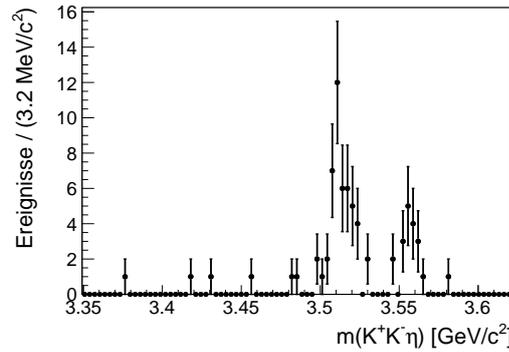


Abb. 6.8: Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse für Daten.

6.2 Untersuchung des Untergrunds

Das invariante Massenspektrum des $K^+ K^- \eta$ -Systems (s. Abb. 6.8) weist außerhalb der χ_{c1} - und χ_{c2} -Signalregion keine signifikanten Untergrundbeiträge auf. Es ist jedoch nicht ersichtlich, ob Untergrund in der Signalregion vorliegt. Aus diesem Grund wurde der inklusive Monte-Carlo-Datensatz mit $100 \cdot 10^6$ ψ' -Ereignissen auf potenzielle Untergrundzerfälle untersucht und mithilfe der *Monte-Carlo-Truth*-Informationen identifiziert.¹ In Abbildung 6.9(a) ist die Verteilung der nach der Selektion verbleibenden Monte-Carlo-Ereignisse blau unterlegt dargestellt. In der Signalregion lassen sich keine Erhöhungen erkennen. In dem betrachteten Massenbereich von $3,3 \text{ GeV}/c^2$ bis $3,6 \text{ GeV}/c^2$ lassen sich insgesamt zehn Untergrundereignisse zählen, wobei lediglich zwei Ereignisse im Massenbereich der χ_{c1} -Resonanz liegen und nur ein Ereignis im Massenbereich der χ_{c2} -Resonanz. Von den zehn Untergrundereignissen stellen 80 % bisher nicht vermessene Kanäle dar. Basierend auf den *Monte-Carlo-Truth*-Informationen handelt es sich bei diesen Ereignissen um den Zerfall $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$. Dabei zerfällt der χ_{cJ} -Zustand entweder nicht-resonant oder über verschiedene Zwischenresonanzen wie zum Beispiel $K^{*\pm}$, K_0^{*0} , K_2^{*0} , K_1^0 oder K_1^0 , welche dann in $K^\pm \pi^0$ oder $K^\pm \pi^\mp$ zerfallen. In den Verteilungen der invarianten Massen $K^\pm \pi^0$ und $K^\pm \pi^\mp$ (s. Abb. 6.10(a) und (b)) lassen sich allerdings keine entsprechenden Strukturen in den Daten beobachten. Zum Vergleich ist die Verteilung der phasenraumverteilten Signal-Monte-Carlo-Ereignisse eingezeichnet. Für weitere Untergrundstudien wurden zusätzlich noch

¹Signalereignisse ($\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$) sowie CP-verletzende Zerfälle im inklusiven Monte-Carlo-Datensatz wurden auf dem Truth-Level herausgefiltert.

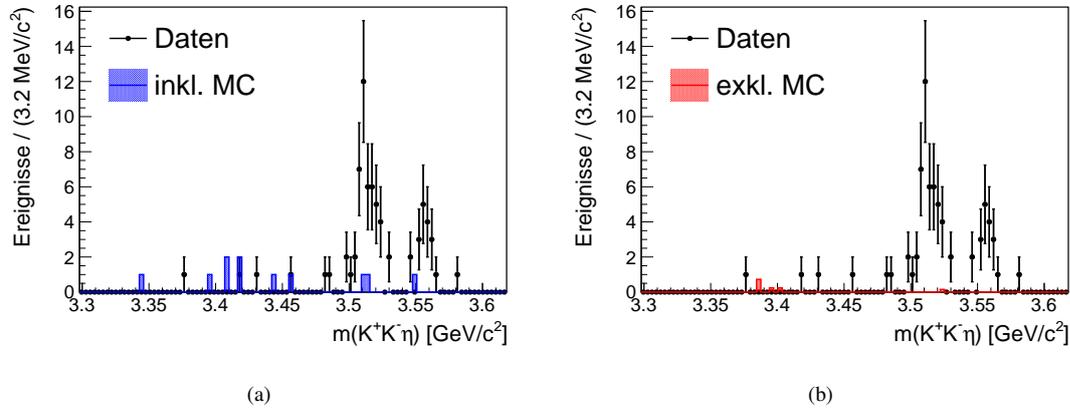


Abb. 6.9: (a) Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse. Punkte mit Fehlerbalken repräsentieren Daten. Zudem sind die Untergrundereignisse, die bei der Analyse des inklusiven Monte-Carlo-Datensatzes verblieben sind, eingezeichnet. (b) zeigt zudem die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse für Untergrundereignisse, die bei der Analyse der in Tabelle 6.1 aufgelisteten Zerfällen verblieben sind.

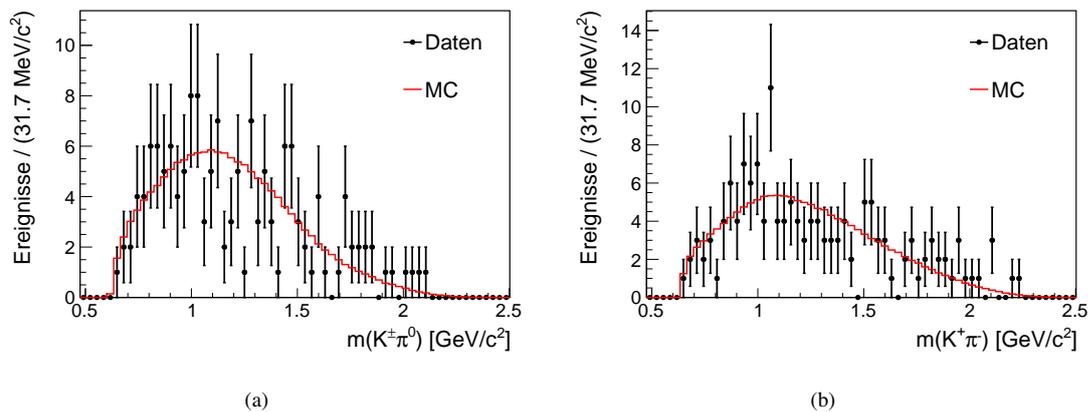


Abb. 6.10: (a) zeigt die invariante $K^\pm \pi^0$ -Masse und (b) die invariante $K^\pm \pi^\mp$ -Masse. Punkte mit Fehlerbalken beschreiben die Daten und Linien Signal-Monte-Carlo-Ereignisse für den χ_{c1} -Zerfall. Die gezeigten Verteilungen stimmen zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen im Rahmen der Fehler überein. Resonanzen wie beispielsweise $K^{*\pm}$, K_0^{*0} , K_2^{*0} , K^{*0} oder K_1^0 sind nicht erkennbar.

verschiedene potenzielle Zerfälle produziert. Tabelle 6.1 gibt einen vollständigen Überblick über alle untersuchten Zerfälle sowie deren individuelle Untergrundbeiträge. Diese sind bereits auf die $106 \cdot 10^6$ ψ' -Ereignisse in den Daten skaliert. Insgesamt wurden lediglich 1,39 Untergrundereignisse in dem gezeigten Massenbereich gezählt, wobei kein Ereignis im Signalbereich liegt. Abbildung 6.9(b) zeigt die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse für Daten und rot unterlegt die bereits skalierte Verteilung der simulierten Untergrundereignisse.

Zudem wurden noch die Daten, die bei einer Schwerpunktsenergie von 3,65 GeV, also unterhalb der ψ' -Resonanz, aufgenommen wurden, untersucht. Kein einziges Ereignis hat sämtliche Selektionskriterien passiert.

Abschließend kann zusammengefasst werden, dass es keine Anzeichen für *Peaking Background* in der Signalregion gibt. Der Untergrund ist über den gesamten Massenbereich flach verteilt und kann als solcher auch im weiteren Verlauf der Analyse behandelt werden.

Tab. 6.1: Übersicht der untersuchten Zerfälle, die als potenzieller Untergrund infrage kommen. Die einzelnen Untergrundbeiträge sind bereits auf die $106 \cdot 10^6$ ψ' -Ereignisse normiert. Zusätzlich zu der Gesamtanzahl an Untergrundereignissen eines Zerfalls, die die Selektionskriterien passiert haben (nEvt), wurden noch die entsprechenden Einzelbeiträge für die χ_{c1} -Signalregion (nEvt $_{\chi_{c1}}$) und die χ_{c2} -Signalregion (nEvt $_{\chi_{c2}}$) aufgeführt.

Zerfall	\mathcal{BR}	nEvt	nEvt $_{\chi_{c1}}$	nEvt $_{\chi_{c2}}$
$\chi_{c0} \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \eta$	$(6,62 \pm 1,51) \cdot 10^{-5}$	0,00	0,00	0,00
$\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \eta$	$(2,45 \pm 0,83) \cdot 10^{-5}$	0,00	0,00	0,00
$\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \eta$	$(2,72 \pm 0,98) \cdot 10^{-5}$	0,00	0,00	0,00
$\chi_{c0} \rightarrow J/\psi \gamma$ $\hookrightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(2,14 \pm 0,23) \cdot 10^{-5}$	0,00	0,00	0,00
$\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ $\hookrightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(6,07 \pm 0,60) \cdot 10^{-4}$	0,00	0,00	0,00
$\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$ $\hookrightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(3,27 \pm 0,32) \cdot 10^{-4}$	0,00	0,00	0,00
$\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0$ $\hookrightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$	$(1,14 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$	1,21	0,00	0,00
$\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ $\hookrightarrow K^+ K^- \pi^0 \pi^0$	$(8,04 \pm 1,02) \cdot 10^{-4}$	0,00	0,00	0,00
$\psi' \rightarrow J/\psi \eta (\gamma \gamma)$ $\hookrightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(2,47 \pm 0,20) \cdot 10^{-4}$	0,00	0,00	0,00
$\psi' \rightarrow J/\psi \eta$ $\hookrightarrow f_0(1710) \gamma$	$(6,27 \pm 0,90) \cdot 10^{-6}$	0,00	0,00	0,00

$\psi' \rightarrow J/\psi \eta$ ↳ $K^+ K^- \pi^0$	$(2,04 \pm 0,73) \cdot 10^{-5}$	0,00	0,00	0,00
$\psi' \rightarrow J/\psi \eta$ ↳ $K^+ K^{*-} + \text{c.c.}$	$(1,43 \pm 0,15) \cdot 10^{-5}$	0,15	0,15	0,00
$\psi' \rightarrow K^+ K^- \omega(\eta\gamma)$	$(1,91 \pm 0,31) \cdot 10^{-8}$	0,03	0,00	0,00
Summe		1,39	0,15	0,00

6.3 Anpassung an die Daten

Die Anpassung an die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse und die Bestimmung der Signaleinträge sowie deren Signifikanz erfolgt vollständig analog zu der in Abschnitt 5.3 dargelegten Vorgehensweise. Daher sei für eine detaillierte Beschreibung auf die entsprechenden Teilabschnitte verwiesen.

Die in Abschnitt 5.3.2 bestimmten Auflösungsfunktionen lassen sich in dieser zweiten Analyse nicht verwenden, da sich mit der Rekonstruktion des $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ der

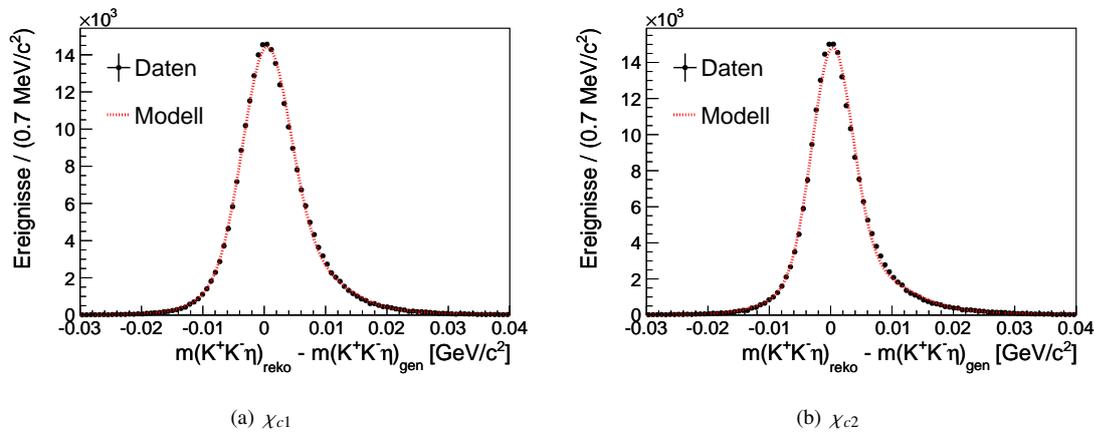


Abb. 6.11: Detektorauflösung für die Zerfälle (a) $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ und (b) $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$, gegeben durch die Differenz zwischen rekonstruierter und generierter $K^+ K^- \eta$ -Masse. Die angepasste Auflösungsfunktion ist ebenfalls eingezeichnet.

Endzustand unterscheidet und somit sich das Auflösungsvermögen verändert. Abbildung 6.11 zeigt die Verteilungen der Differenz zwischen rekonstruierter und generierter $K^+ K^- \eta$ -Masse sowie die mithilfe der Maximum-Likelihood-Methode angepassten Auflösungsfunktionen für χ_{c1} und χ_{c2} , die im Weiteren verwendet werden. Um die Anzahl der rekonstruierten Zerfälle $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ und $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ zu bestimmen, wird die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse mit der Funktion $F(m, m_1, m_2, N_1, N_2, N_B)$ (Gleichung 5.27) unter Verwendung der *Extended-Maximum-Likelihood-Methode* ange-

passt. Abbildung 6.12 zeigt die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse mit der daran angepassten Funktion wie auch die einzelnen Beiträge der Untergrund- und Signalfunktionen. Die Anzahl der entsprechenden Signaleinträge beläuft sich für das χ_{c1} -Signal auf 46 ± 7 und für das χ_{c2} -Signal auf 18 ± 4 . Die Signifikanz der Signale ergibt sich entsprechend $S = \sqrt{2 \cdot (\ln \mathcal{L}_{\text{best}} - \ln \mathcal{L}_{\text{red}})}$ aus der Differenz der Likelihood-Werte für die beste Hypothese und der reduzierten Hypothese (ohne Signal). Für das χ_{c1} -Signal beträgt die Signifikanz 12σ und für das χ_{c2} -Signal 7σ .

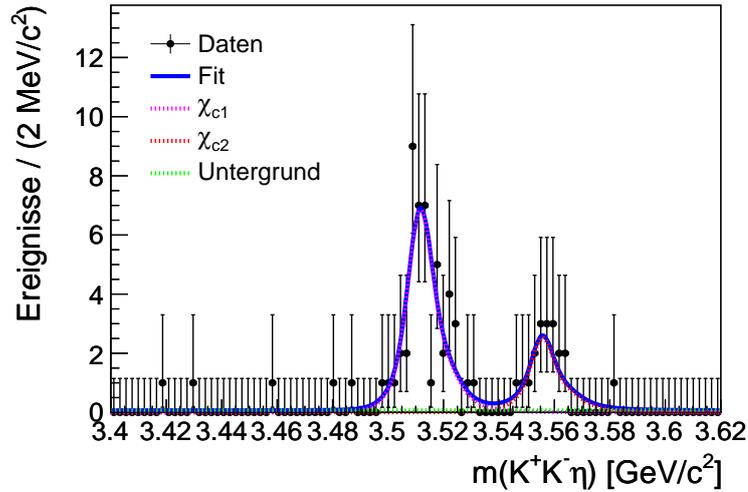


Abb. 6.12: Anpassung der Gesamtfunktion $F(m, m_1, m_2, N_1, N_2, N_B)$ (blau) an die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse. Zusätzlich gestrichelt eingezeichnet ist die χ_{c1} -Signalfunktion (magenta), die χ_{c2} -Signalfunktion (rot) und der konstante Untergrund (grün).

6.4 Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz

Da es sich bei dem in Kapitel 5 untersuchten Zerfall um den gleichen Drei-Körper-Zerfall $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$ handelt, gelten alle in Abschnitt 5.4 vorgestellten Überlegungen bezüglich der Zerfallskinetik und Effizienzkorrekturmethode auch in diesem Fall. Aus diesem Grund wird auch hier die gleiche ereignisbasierte Akzeptanzkorrektur durchgeführt, die es erlaubt, die Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit der beiden kinematischen Größen $m(K^+ K^-)$ und $\cos(\theta_{K^+})$ über den ganzen Phasenraum zu beschreiben (vgl. Abschnitt 5.4.1). Da sich die Kinetik für den Zerfall $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ von der für $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ unterscheidet, werden zwei unabhängige Verteilungen der Rekonstruktionseffizienz bestimmt (s. Abb. 6.13). Entsprechend Abschnitt 5.4.3 wurden diese Verteilungen mit einer Funktion abhängig von $m(K^+ K^-)$ und $\cos(\theta_{K^+})$ parametrisiert. Abbildung 6.13(c) und (d) zeigen die mithilfe der Parametrisierungen berechneten Verteilungen der Rekonstruktionseffizienz. Sie weisen die gleiche Struktur auf, wie die

direkt erzeugten Verteilungen (s. Abb. 6.13(a) und (b)), wobei eine deutliche Glättung durch die Parametrisierung erkennbar ist. Um die Güte der Parametrisierung über den ganzen Phasenraum abschätzen zu können, ist mit Abbildung 6.13(e) und (f) die relative Abweichung $\sigma = (\varepsilon_{\text{bin}} - \varepsilon_{\text{par}})/\varepsilon_{\text{bin}}$ der beiden Verteilungen voneinander gezeigt. Die Abweichungen sind statistisch gestreut und es sind keine signifikanten oder systematischen Verschiebungen zu erkennen. Zudem beträgt der Gütewert $\chi^2/\text{ndf} = 7439/7440 = 1,00$ für χ_{c1} und $\chi^2/\text{ndf} = 7331/7440 = 0,99$ für χ_{c2} .

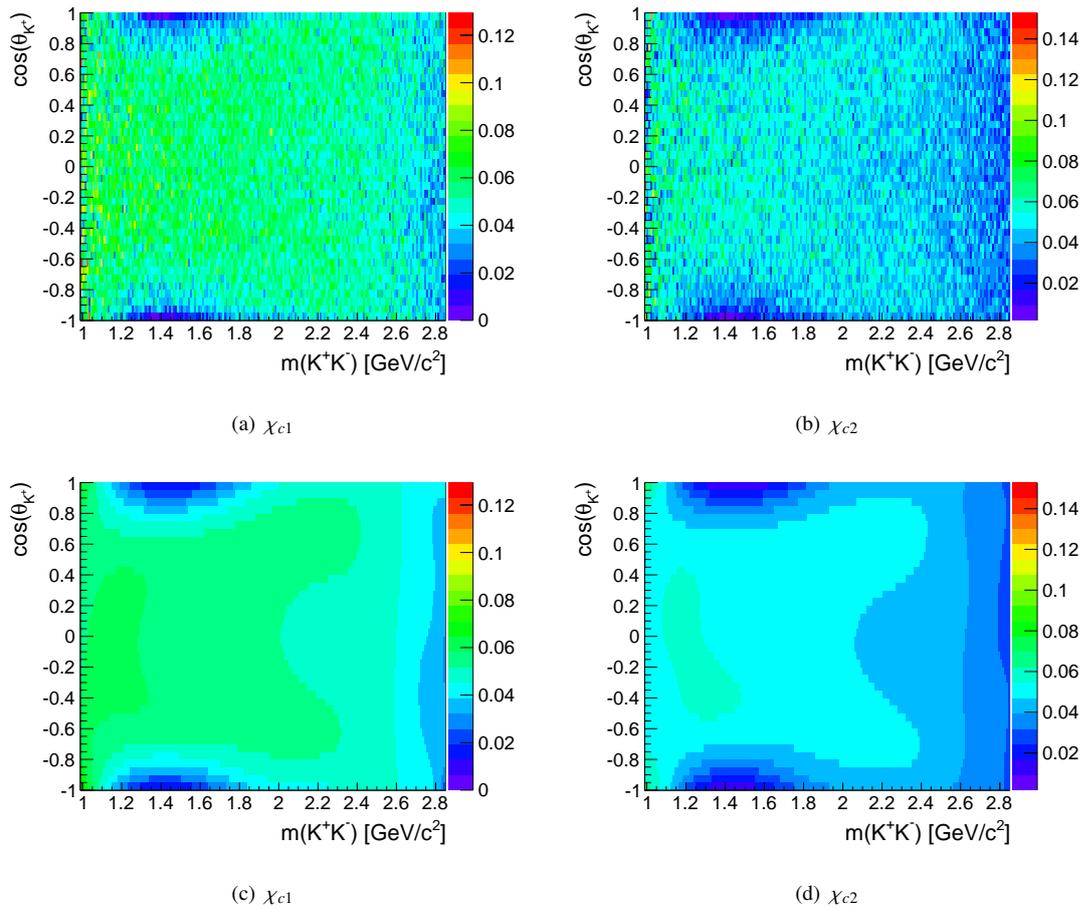


Abb. 6.13: Verteilung der gebinteten Effizienz für (a) χ_{c1} und (b) χ_{c2} sowie die entsprechenden Verteilungen der Effizienz, erzeugt aus den Parametrisierungen ((c) und (d)).

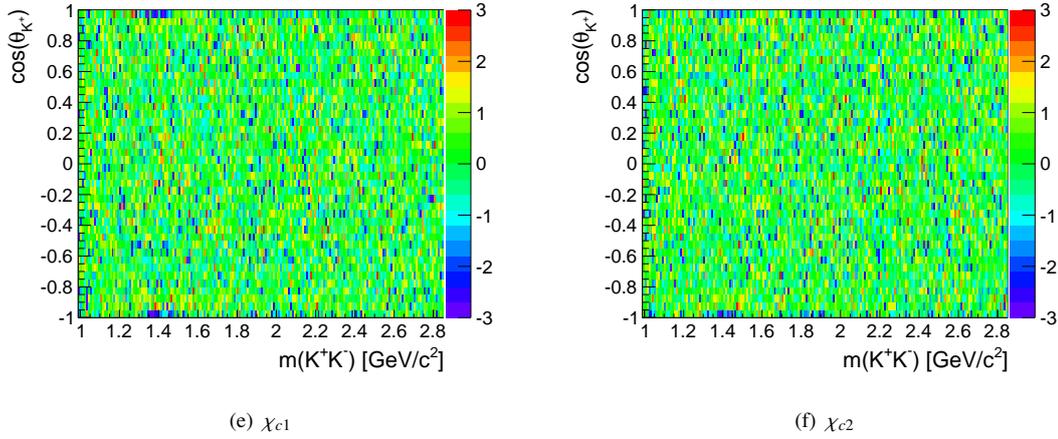


Abb. 6.13: (e) und (f) zeigen die relative Abweichung $(\epsilon_{\text{bin}} - \epsilon_{\text{par}})/\epsilon_{\text{bin}}$ zwischen den Verteilungen der gebinn- und parametrisierten Rekonstruktionseffizienz.

6.5 Bestimmung der Verzweungsverhältnisse

Unter Verwendung der im vorigen Abschnitt dargestellten Parametrisierung lässt sich die Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse effizienzkorrigieren. Durch eine Anpassung der Funktion $F(m, m_1, m_2, N_1, N_2, N_B)$ lässt sich die Anzahl der effizienzkorrigierten χ_{c1} und χ_{c2} -Ereignisse bestimmen und letztendlich die Verzweungsverhältnisse ausrechnen. Die genaue Vorgehensweise bei der Wichtung, Anpassung und Berechnung der Verzweungsverhältnisse wurde bereits in Abschnitt 5.5 beschrieben. Im Folgenden werden nur die einzelnen Ergebnisse für diese Analyse angegeben. Gleiches gilt auch für die Untersuchung der systematischen Fehler.

6.5.1 Anpassung an die effizienzkorrigierten Daten

Für die Bestimmung der Anzahl der χ_{c1} - und χ_{c2} -Signaleinträge wird die zu den Signalen ermittelte Effizienzkorrektur herangezogen. Aus der Anpassung der Funktion $F(m, m_1, m_2, N_1, N_2, N_B)$, die in Abschnitt 5.3 ausführlich beschrieben ist, lässt sich die akzeptanzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ und $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ bestimmen.

Abbildung 6.14 zeigt die effizienzkorrigierten Verteilungen der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse. Die mittlere Effizienz beträgt 5,0 % für den Zerfall $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ und 4,6 % für den Zerfall $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$. Für die effizienzkorrigierte Anzahl der Signalereignisse ergeben sich 902 ± 141 χ_{c1} -Ereignisse und 384 ± 97 χ_{c2} -Ereignisse. Mit diesen Werten lassen sich dann die einzelnen Verzweungsverhältnisse entsprechend

$$\mathcal{BR}(\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta (\pi^+ \pi^- \pi^0)) = \frac{N_{\chi_{cJ}}}{N_{\psi'} \cdot \mathcal{BR}(\psi' \rightarrow \gamma \chi_{cJ}) \cdot \mathcal{BR}(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) \cdot \mathcal{BR}(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma)}$$

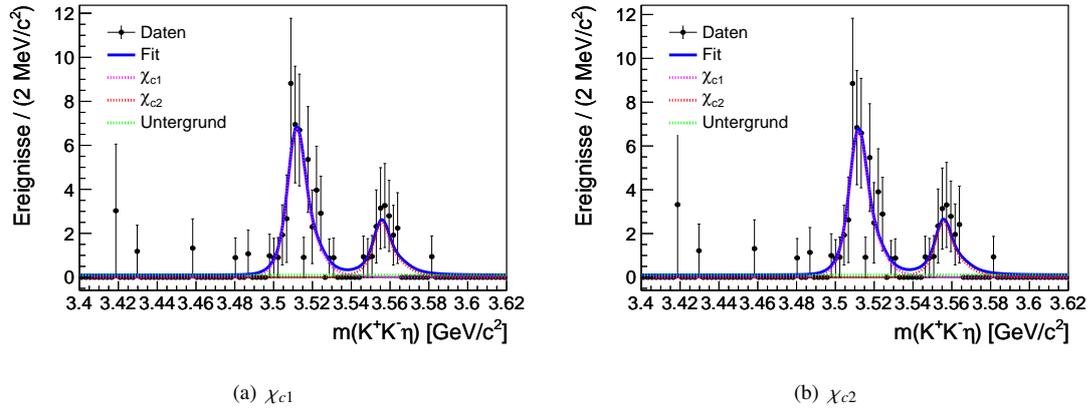


Abb. 6.14: Anpassung an die effizienzkorrigierte Verteilung der invarianten $K^+ K^- \eta$ -Masse, für die Bestimmung der (a) χ_{c1} -Signaleinträge und (b) χ_{c2} -Einträge.

berechnen. Unter Berücksichtigung des statistischen Fehlers ergeben sich schließlich folgende Verzweungsverhältnisse:

$$\mathcal{BR}(\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta (\pi^+ \pi^- \pi^0)) = (4,11 \pm 0,64_{\text{stat}}) \cdot 10^{-4} \quad (6.2)$$

$$\mathcal{BR}(\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta (\pi^+ \pi^- \pi^0)) = (1,84 \pm 0,46_{\text{stat}}) \cdot 10^{-4} \quad (6.3)$$

6.5.2 Systematische Fehler

Die Vorgehensweise bei der Bestimmung der einzelnen systematischen Fehler, die zu dieser Analyse beitragen, erfolgt vollständig analog zu Abschnitt 5.5.2 und wird daher an dieser Stelle nicht näher erläutert. Tabelle 6.2 gibt eine Zusammenfassung der systematischen Fehler für diese zweite Analyse.

Tab. 6.2: Überblick aller systematischen Fehler für die Verzweigungsverhältnisse. Die einzelnen systematischen Fehler (in Prozent) werden quadratisch addiert, um den systematischen Gesamtfehler relativ zu den Verzweigungsverhältnissen zu erhalten.

Ursprung	sys. Fehler für $\mathcal{BR}(\chi_{c1})$	sys. Fehler für $\mathcal{BR}(\chi_{c2})$
Photonrekonstruktion	3,0 %	3,0 %
$N_{\psi'}$	4,0 %	4,0 %
$\mathcal{BR}(\psi' \rightarrow \chi_{cJ})$	4,3 %	4,0 %
$\mathcal{BR}(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$	1,23 %	1,23 %
$\mathcal{BR}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$	0,03 %	0,03 %
Spurrekonstruktion	8,0 %	8,0 %
Kaonidentifizierung	2,0 %	2,0 %
Untergrundbeschreibung	1,0 %	5,0 %
Massenbereich	3,9 %	4,5 %
Effizienzkorrektur	0,7 %	1,1 %
Kinematische Anpassung	3,1 %	4,0 %
total	11,8 %	13,2 %

6.5.3 Verzweigungsverhältnisse

Aus den in Abschnitt 6.5.1 bestimmten Verzweigungsverhältnissen einschließlich statistischer Fehler ergeben sich zusammen mit den in Abschnitt 6.5.2 gegebenen systematischen Fehlern letztendlich die folgenden Verzweigungsverhältnisse:

$$\mathcal{BR}(\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta (\pi^+ \pi^- \pi^0)) = (4,11 \pm 0,64_{\text{stat}} \pm 0,49_{\text{sys}}) \cdot 10^{-4} \quad (6.4)$$

$$\mathcal{BR}(\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta (\pi^+ \pi^- \pi^0)) = (1,84 \pm 0,46_{\text{stat}} \pm 0,24_{\text{sys}}) \cdot 10^{-4} \quad (6.5)$$

Vergleicht man diese mit den bisherigen Messungen entsprechend dem *Review of Particle Physics* [1] mit

$$\mathcal{BR}(\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta) = (3,30 \pm 1,00) \cdot 10^{-4} \quad (6.6)$$

$$\mathcal{BR}(\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta) < 3,5 \cdot 10^{-4}, \quad (6.7)$$

so stimmen die Verzweigungsverhältnisse im Rahmen der Fehler gut überein. Mit der erneuten Messung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ konnte in diesem Fall keine deutliche Verbesserung erzielt werden. Allerdings konnte auch in dieser Analyse zum ersten Mal das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ ermittelt werden. Des Weiteren liefern sie ein konsistentes Ergebnis hinsichtlich der aus der Analyse $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta (\gamma\gamma)$ bestimmten Verzweigungsverhältnisse (vgl. Abschnitt 5.5.3).

7 Kombination der Ergebnisse

Wie aus Abschnitt 6.5.3 hervorgegangen ist, liefern beide Analysen ein in sich konsistentes Ergebnis. Aus diesem Grund ist eine Kombination der Ergebnisse legitim und führt zu einer Verringerung des Messfehlers. Es gibt verschiedene Vorgehensweisen, um mehrere Messungen einer bestimmten Größe unter Berücksichtigung ihrer individuellen statistischen und systematischen Fehler zusammenzufassen. Im Folgenden werden diesbezüglich zwei unterschiedliche Methoden vorgestellt. Die sogenannte *Best Linear Unbiased Estimate* (BLUE)-Methode sowie eine erweiterte χ^2 -Methode.

7.1 BLUE-Methode

Unter Verwendung der BLUE-Methode [59] lassen sich sowohl die Verzweigungsverhältnisse als auch deren statistische und systematische Fehler beider Analysen zu einem Wert mit einem einzigen Gesamtfehler zusammenfassen. Dazu wird eine χ^2 -Funktion in der Form

$$\chi^2 = \sum_i \sum_j (y_{\text{komb}} - y_i) \cdot (y_{\text{komb}} - y_j) (\tilde{E}^{-1})_{ij} \quad (7.1)$$

definiert, die es zu minimieren gilt. Dabei beschreibt y_{komb} das zu bestimmende kombinierte Verzweigungsverhältnis, y_i und y_j die aus den beiden Analysen bestimmten Verzweigungsverhältnisse und \tilde{E} die Kovarianzmatrix. Im Rahmen der Fehlerbehandlung wird zwischen korrelierten Fehlern $\sigma_{i,\text{kor}}$ und unkorrelierten Fehlern $\sigma_{i,\text{unkor}}$ unterschieden. Statistische Fehler werden dabei als unkorreliert betrachtet, die Korrelationen der einzelnen systematischen Fehler sind in Tabelle 7.1 aufgeschlüsselt. Für die beiden zu kombinierenden Verzweigungsverhältnisse sieht die Kovarianzmatrix mit $\sigma_i^2 = \sigma_{i,\text{kor}}^2 + \sigma_{i,\text{unkor}}^2$ folgendermaßen aus:

$$\tilde{E} = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & \sigma_{1,\text{kor}} \cdot \sigma_{2,\text{kor}} \\ \sigma_{1,\text{kor}} \cdot \sigma_{2,\text{kor}} & \sigma_2^2 \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

Für die Kombination der Verzweigungsverhältnisse $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ und $\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta$ beider Analysen ergeben sich nach der BLUE-Methode dann folgende Werte:

$$\mathcal{BR}(\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta) = (4,00 \pm 0,43) \cdot 10^{-4} \quad (7.3)$$

$$\mathcal{BR}(\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta) = (1,49 \pm 0,23) \cdot 10^{-4} \quad (7.4)$$

Tab. 7.1: Aufschlüsselung der Korrelationen der einzelnen systematischen Fehler zwischen beiden Analysen.

systematischer Fehler	Korrelation
Photonrekonstruktion	korreliert
$N_{\psi'}$	korreliert
$\mathcal{BR}(\psi' \rightarrow \gamma\chi_{cJ})$	korreliert
$\mathcal{BR}(\eta)$	unkorreliert
$\mathcal{BR}(\pi^0)$	unkorreliert
Spurrekonstruktion	korreliert
Kaonidentifizierung	korreliert
Untergrundbehandlung	unkorreliert
Massenbereich	unkorreliert
Effizienzkorrektur	unkorreliert
Kinematische Anpassung	unkorreliert

7.2 Erweiterte χ^2 -Methode

Die erweiterte χ^2 -Methode ist eine weitere Möglichkeit, zwei Einzelmessungen unter Berücksichtigung ihrer individuellen statistischen und systematischen Fehler zu kombinieren [60, 61]. Im Gegensatz zu der BLUE-Methode liefert diese Methode sowohl einen statistischen als auch einen systematischen Gesamtfehler.

Betrachtet man mehrere Messungen einer Größe y_i mit einem statistischen Fehler σ_i , dann ergeben sich die systematischen Fehler aus j einzelnen, unkorrelierten Messungen, wobei für jede Messung ein gaußförmig verteilter Fehler der Breite s_{ij} angenommen wird. Die systematische Abweichung δ_j der j -ten Messung ist gegeben durch:

$$y'_i = y_i + \sum_j s_{ij}\delta_j \quad (7.5)$$

Die Abweichungen sind allerdings unbekannt. Da der systematische Fehler einer einzelnen Messung von der Abweichung δ_j abhängig ist, gilt das auch für den Fehler des kombinierten Messwerts. Der kombinierte Messwert \tilde{y} lässt sich aus der folgenden χ^2 -Funktion bestimmen:

$$\chi^2(\tilde{y}, \delta_j) = \sum_i \frac{\tilde{y} - y_i - \sum_j s_{ij}\delta_j}{\sigma_i^2} + \sum_j \delta_j^2 \quad (7.6)$$

Aus der Minimierung dieser χ^2 -Funktion ergeben sich die einzelnen systematischen Abweichungen δ_j . Der statistische Fehler des kombinierten Messwerts \tilde{y} ergibt sich aus

dem Fehler der Anpassung, wobei die einzelnen systematischen Abweichungen δ_j fixiert sind. Der systematische Fehler des kombinierten Messwerts \tilde{y} berechnet sich aus der quadratischen Subtraktion des statistischen Fehlers von dem Gesamtfehler. Für die Verzweigungsverhältnisse ergeben sich mit dieser Methode die folgenden kombinierten Resultate:

$$\mathcal{BR}(\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta) = (3,99 \pm 0,25_{\text{stat.}} \pm 0,35_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4} \quad (7.7)$$

$$\mathcal{BR}(\chi_{c2} \rightarrow K^+ K^- \eta) = (1,48 \pm 0,17_{\text{stat.}} \pm 0,16_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4} \quad (7.8)$$

Diese Werte stimmen sehr gut mit denen aus der BLUE-Methode überein. Fasst man die statistischen und systematischen Fehler zu einem gemeinsamen Fehler zusammen, so entsprechen diese den kombinierten Gesamtfehlern aus der BLUE-Methode.

8 Untersuchung der Zwischenresonanzen

Im Folgenden werden die im K^+K^- -System beobachteten Strukturen genauer untersucht. Dabei werden die Datensätze der beiden η -Zerfallsmoden zusammengefasst, um eine höhere Ereigniszahl zu erhalten. Die im weiteren Verlauf gezeigten Verteilungen sind effizienzkorrigiert sowie getrennt für die χ_{c1} -Region und die χ_{c2} -Region dargestellt. Die entsprechenden Massenbereiche sind dabei folgendermaßen definiert:

$$\chi_{c1} : \quad 3,495 \text{ GeV}/c^2 < m(K^+K^-\eta) < 3,535 \text{ GeV}/c^2 \quad (8.1)$$

$$\chi_{c2} : \quad 3,545 \text{ GeV}/c^2 < m(K^+K^-\eta) < 3,575 \text{ GeV}/c^2 \quad (8.2)$$

In der invarianten K^+K^- -Masse (s. Abb. 8.1(a) und (b)) lässt sich, zumindest bei χ_{c1} eine leichte Erhöhung oberhalb der K^+K^- -Schwelle beobachten. Die einzige mögliche Resonanz in diesem Massenbereich ist das $f_0(980)$. Für eine genauere Betrachtung dieser Struktur ist allerdings die Anzahl der Ereignisse zu gering. Eine deutliche Erhöhung lässt sich hingegen bei etwa $1,5 \text{ GeV}/c^2$ beobachten. Diese Erhöhung lässt sich möglicherweise durch die Resonanzen $f_0(1500)$ und $f_2'(1525)$ erklären.

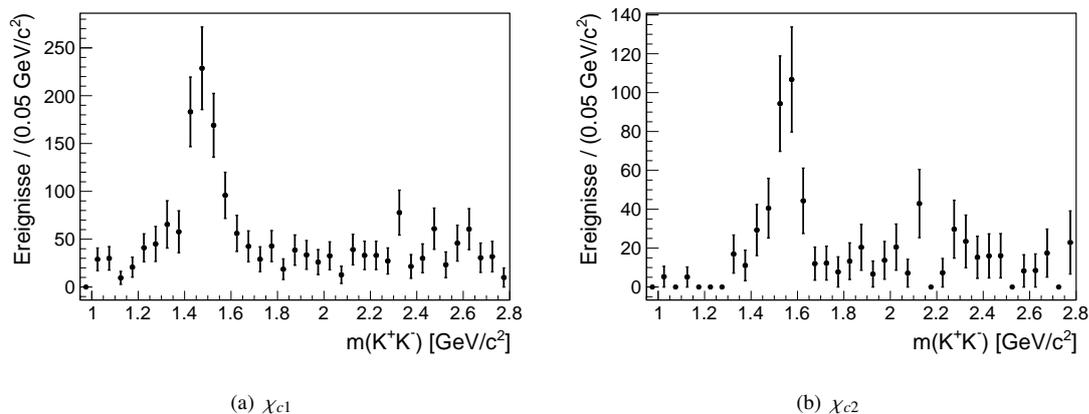


Abb. 8.1: Verteilung der invarianten K^+K^- -Masse für (a) χ_{c1} und (b) χ_{c2} . Sowohl in dem χ_{c1} als auch dem χ_{c2} -Zerfall sind deutliche Erhöhungen bei etwa $1,5 \text{ GeV}/c^2$ zu erkennen, die sich möglicherweise durch die Resonanzen $f_0(1500)$ und $f_2'(1525)$ erklären lassen.

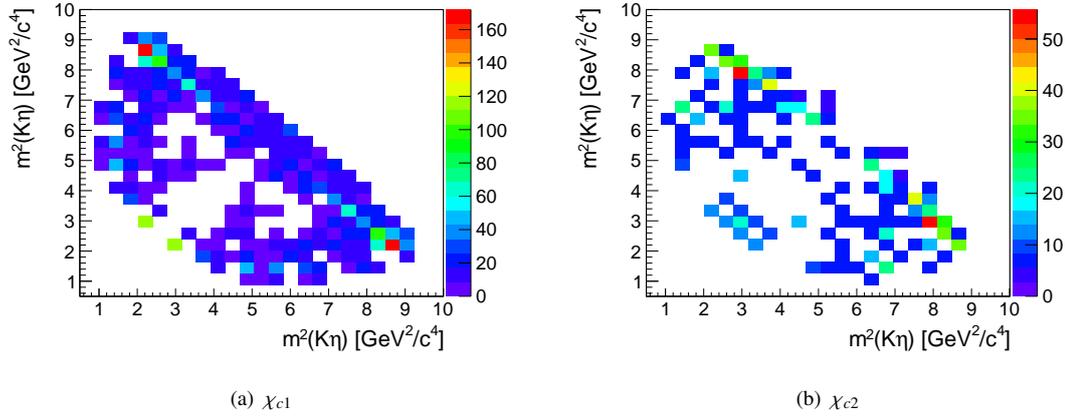


Abb. 8.2: Das symmetrisierte Dalitz-Diagramm für (a) χ_{c1} und (b) χ_{c2} .

Wird das symmetrisierte Dalitz-Diagramm betrachtet (s. Abb. 8.2), so sind Strukturen bei den Kreuzungspunkten $(2,3; 8,8) \text{ GeV}^2/c^4$ bzw. $(8,8; 2,3) \text{ GeV}^2/c^4$ mit einem zugehörigen Diagonalband zu erkennen. Bei einer K^+K^- -Resonanz mit $J = 0$ würde man ein flach verlaufendes Diagonalband im Dalitz-Diagramm erwarten. Zumindest für den χ_{c1} -Zerfall lässt sich eine deutliche Abweichung von einem flachen Verlauf feststellen.

Für eine genauere Untersuchung ist mit Abbildung 8.3 die Winkelverteilung des K^+ im K^+K^- -Helizitätssystem für den K^+K^- -Massenbereich $1,4 - 1,6 \text{ GeV}/c^2$ gezeigt. Zusätzlich sind die für die Annahme einer f_0 -Resonanz und die einer f_2 -Resonanz zu erwartenden Winkelfunktionen angepasst worden. Für $J = 0$ ist diese durch eine Konstante gegeben, für $J = 2$ hingegen sind alle Helizitäten möglich, so dass sich die Winkelfunktion aus den drei d-Funktionen $d_{0,0}^2$, $d_{1,0}^2$ und $d_{2,0}^2$ zusammensetzt [1, 62]:

$$\begin{aligned}
 I_{f_2}(\theta_{K^+}) &= a \cdot (d_{0,0}^2)^2 + b \cdot (d_{1,0}^2)^2 + c \cdot (d_{2,0}^2)^2 \\
 &= a \cdot \left(\frac{3}{2} \cos^2(\theta_{K^+}) - \frac{1}{2} \right)^2 + b \cdot \left(\sqrt{\frac{3}{2}} \cdot \sin(\theta_{K^+}) \cdot \cos(\theta_{K^+}) \right)^2 + c \cdot \left(\frac{\sqrt{6}}{4} \cdot \sin^2(\theta_{K^+}) \right)^2
 \end{aligned} \tag{8.3}$$

Für den Zerfall $\chi_{c1} \rightarrow K^+K^-\eta$ ist deutlich zu erkennen, dass die Anpassung mit der f_2 -Hypothese ($\chi^2/\text{ndf} = 1,18$) die beobachtete Winkelverteilung besser beschreibt als die f_0 -Hypothese ($\chi^2/\text{ndf} = 2,51$) (s. Abb. 8.3(a)). Für den Zerfall $\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-\eta$ ist dies aufgrund der zu geringen Anzahl an Ereignissen nicht so deutlich zu erkennen. Für die Anpassung mit der f_2 -Hypothese ergibt sich $\chi^2/\text{ndf} = 0,35$ und mit der f_0 -Hypothese $\chi^2/\text{ndf} = 0,36$ (s. Abb. 8.3(b)). Das $f_0(1500)$ zerfällt überwiegend in zwei Pionen und relativ selten in zwei Kaonen, wohingegen das $f_2'(1525)$ hauptsächlich in zwei Kaonen zerfällt. Daher ist anzunehmen, dass das beobachtete Signal im K^+K^- -System hauptsächlich durch die $f_2'(1525)$ -Resonanz hervorgerufen wird.

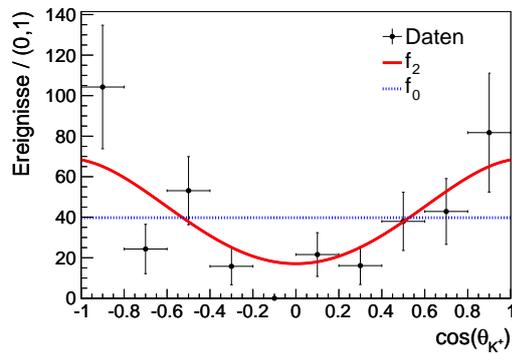
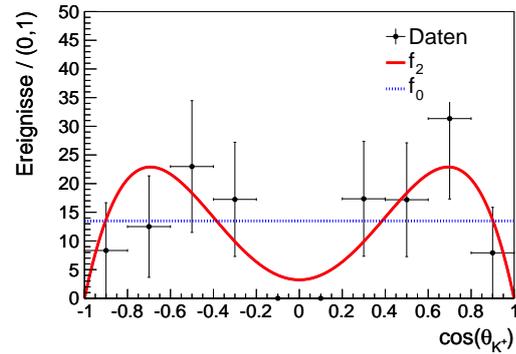
(a) χ_{c1} (b) χ_{c2}

Abb. 8.3: Die Winkelverteilung des K^+ im K^+K^- -Helizitätssystem in dem K^+K^- -Massenbereich zwischen $1,4\text{ GeV}/c^2$ und $1,6\text{ GeV}/c^2$ für (a) χ_{c1} und (b) χ_{c2} . Die Daten sind durch Punkte mit Fehlerbalken gegeben. Die $f_2'(1525)$ -Winkelverteilung angepasst an die Daten ist als Linie dargestellt und die $f_0(1500)$ -Winkelverteilung als gestrichelte Linie.

9 Fazit

Basierend auf $106 \cdot 10^6$ ψ' -Ereignissen, die mit dem BESIII-Detektor am Elektron-Positron-Kollider BEPCII aufgenommen worden sind, wurden χ_{cJ} -Zerfälle in den Endzustand $K^+K^-\eta$ genauer untersucht und die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse für χ_{c1} und χ_{c2} bestimmt. Dabei wurden zwei unabhängige Analysen des Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\eta$ durchgeführt, wobei das η einmal über den neutralen Zerfallskanal $\gamma\gamma$ und das andere Mal über den geladenen Zerfallskanal $\pi^+\pi^-\pi^0$ rekonstruiert wurde. Damit ergibt sich eine gegenseitige Überprüfung der Ergebnisse.

Für den Endzustand $K^+K^-\eta(\gamma\gamma)$ wurden in der Verteilung der invarianten $K^+K^-\eta$ -Masse insgesamt 228 ± 16 χ_{c1} -Ereignisse und 80 ± 10 χ_{c2} -Ereignisse beobachtet. Die Signifikanz beträgt 26σ und 16σ . Damit wurde zum ersten Mal der Zerfall $\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-\eta$ beobachtet (Signifikanz $> 5\sigma$).

Für den Endzustand $K^+K^-\eta(\pi^+\pi^-\pi^0)$ ist, verglichen mit dem Endzustand $K^+K^-\eta(\gamma\gamma)$, die Rekonstruktionseffizienz deutlich geringer und das Verzweigungsverhältnis für den η -Zerfall ebenfalls kleiner, so dass die Anzahl der Ereignisse fünf Mal geringer ist. Aus der Verteilung der invarianten $K^+K^-\eta$ -Masse konnten insgesamt 46 ± 7 χ_{c1} -Ereignisse und 18 ± 4 χ_{c2} -Ereignisse bestimmt werden. Die Signifikanz beträgt dabei 12σ und 7σ , so dass auch in der zweiten Analyse von einer Beobachtung des Zerfalls $\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-\eta$ gesprochen werden kann.

Tabelle 9.1 fasst die resultierenden Verzweigungsverhältnisse zusammen. Die aus bei-

Tab. 9.1: Zusammenfassung der Verzweigungsverhältnisse für $\chi_{c1} \rightarrow K^+K^-\eta$ und $\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-\eta$.

	$\mathcal{BR}(\chi_{c1} \rightarrow K^+K^-\eta)$	$\mathcal{BR}(\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-\eta)$
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$(3,99 \pm 0,27_{\text{stat.}} \pm 0,33_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$	$(1,44 \pm 0,19_{\text{stat.}} \pm 0,15_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$(4,11 \pm 0,64_{\text{stat.}} \pm 0,49_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$	$(1,84 \pm 0,46_{\text{stat.}} \pm 0,24_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$
Erweitertes χ^2	$(3,99 \pm 0,25_{\text{stat.}} \pm 0,35_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$	$(1,48 \pm 0,17_{\text{stat.}} \pm 0,16_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$
BLUE	$(4,00 \pm 0,43) \cdot 10^{-4}$	$(1,49 \pm 0,23) \cdot 10^{-4}$
PDG	$(3,30 \pm 1,00) \cdot 10^{-4}$	$< 3,5 \cdot 10^{-4}$ CL =90%

den Analysen resultierenden Verzweigungsverhältnisse für χ_{c1} und χ_{c2} stimmen im Rahmen der Fehler mit den im *Review of Particle Physics* [1] gelisteten Werten überein. Zudem liefern beide Analysen in sich konsistente Ergebnisse. Daher wurden unter Verwendung zweier unterschiedlichen Methoden die in beiden Analysen unabhängig von-

einander bestimmten Verzweigungsverhältnisse zu einem Gesamtergebnis kombiniert. Zusammenfassend stellt die Messung des Verzweigungsverhältnisses für den Zerfall $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ mit einer relativen Unsicherheit von 9 % eine deutlich Verbesserung dar (CLEO-c: relative Unsicherheit 30 % [40]). Zudem konnte zum ersten Mal das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\chi_{c1} \rightarrow K^+ K^- \eta$ gemessen werden. Außerdem wurden die beobachteten Zwischenresonanzen im $K^+ K^-$ -System untersucht. Die Verteilung der invarianten $K^+ K^-$ -Masse weist eine signifikante Erhöhung bei etwa 1500 MeV/c² auf, die in Verbindung mit den Resonanzen $f_0(1500)$ und $f'_2(1525)$ stehen könnte. Eine genauere Betrachtung der Verteilung des Polarwinkels des K^+ im $K^+ K^-$ -Helizitätssystem zeigte, dass es sich bei der beobachteten Resonanz hauptsächlich um das $f'_2(1525)$ handelt.

Teil II

Entwicklung eines Kühlsystems für den Prototypen des $\overline{\text{PANDA}}$ -EMC

10 Motivation

Das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment wird bis 2017 als Bestandteil des neuen internationalen Beschleunigerzentrums FAIR an der GSI, dem Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt, fertiggestellt, um Proton-Antiproton-Reaktionen zu untersuchen. Ein Schwerpunkt des umfangreichen $\bar{\text{PANDA}}$ -Physikprogramms bildet dabei die Charmonium-Spektroskopie. Der Nachweis interessanter Zerfälle wie die der Charmonium-Hybriden H_c oder η_c mit sieben Photonen und einem Leptonenpaar im Endzustand stellt dabei hohe Anforderungen an das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) des $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors. Bei der Entwicklung der Vorwärtsendkappe als Teil des elektromagnetischen Kalorimeters im Targetspektrometer ist mittlerweile der Punkt erreicht, an dem ein Prototyp zeigen muss, ob die Leistungsfähigkeit des EMC unter realen Experimentbedingungen den Anforderungen genügt. Um die angestrebte Energieauflösung erreichen zu können, muss es bei $-25\text{ }^\circ\text{C}$ mit einer hohen Temperaturstabilität und -homogenität betrieben werden. Damit verlangt das EMC ein mechanisch wie auch thermisch aufwendiges Konzept. Gegenstand des zweiten Teils dieser Arbeit stellt die Entwicklung des Proto192, dem Prototypen für die Vorwärtsendkappe, dar. Dabei liegt der Schwerpunkt auf der Auslegung und Entwicklung des Kühlsystems sowie der Untersuchung des thermischen Verhaltens des Proto192.

Die Gliederung ist dabei wie folgt: Zunächst wird das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment vorgestellt (Kap. 11), wobei mit Kapitel 12 der Fokus auf dem elektromagnetischen Kalorimeter und der Vorwärtsendkappe liegt. So werden die thermischen Anforderungen und das sich daraus ergebende Konzept für die Vorwärtsendkappe im Detail behandelt. Daran schließt sich die Beschreibung des Proto192 an (Kap. 13). Dabei werden die Ziele wie auch der gesamte Aufbau einschließlich Kühlsystem, Sensorik und Auslese beschrieben. Im Rahmen eines längeren Kühltests wurde das thermische Verhalten hinsichtlich verschiedener Aspekte untersucht, deren Ergebnisse im Anschluss in Kapitel 14 diskutiert werden. Abschließend werden kurz die ersten Resultate der Teststrahlzeiten am CERN und ELSA vorgestellt (Kap. 15) und ein Fazit gezogen (Kap. 16).

11 $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment

11.1 FAIR-Beschleunigerzentrum

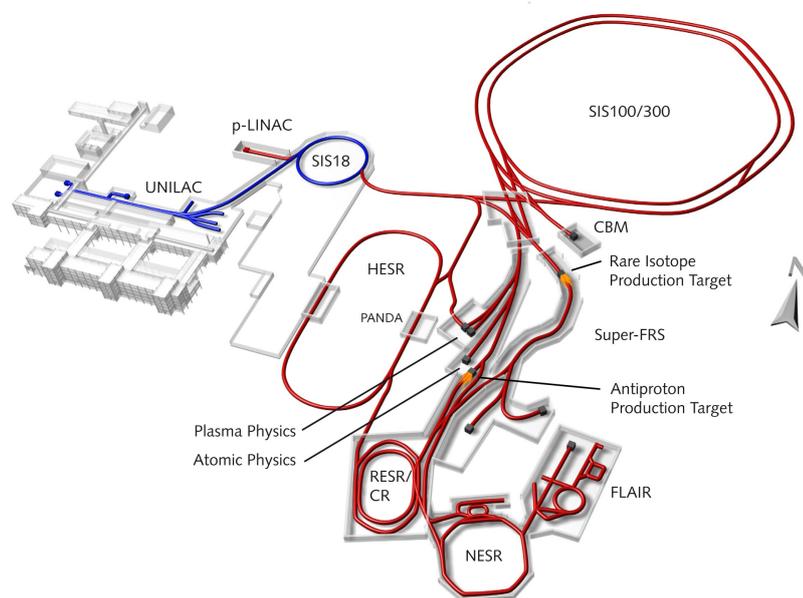


Abb. 11.1: Überblick des zukünftigen Beschleunigerzentrums FAIR mit den verschiedenen Experimenten wie $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$, CBM, Super-FRS und FLAIR [63].

An der GSI, dem Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt, Deutschland, entsteht momentan das neue internationale Beschleunigerzentrum FAIR (*Facility for Antiproton and Ion Research*). Mit acht Ringbeschleunigern, zwei Linearbeschleunigern und insgesamt 3,5 km Strahlführungsrohren wird FAIR zu einem der größten Forschungszentren der Welt gehören und Platz für verschiedene Experimente wie $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$, CBM, Super-FRS und FLAIR beispielsweise bieten [63]. Die bereits existierende GSI-Beschleunigeranlage dient dabei als Vorbeschleuniger. Abbildung 11.1 zeigt einen schematischen Überblick des zukünftigen Beschleunigerzentrums FAIR. Das Doppelring-Synchrotron SIS100/SIS300 mit einem Umfang von 1100 m und einer Magnetfeldstärke von bis zu 100 Tm (SIS100) beziehungsweise 300 Tm (SIS300) stellt das Herzstück der neuen Anlage dar. Zudem sind mehrere Speicherringe (CR, NESR, HESR) zur Akkumulierung, Kühlung und weiteren Beschleunigung vorgesehen. Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -

Experiment wird sich an dem Speichering HESR befinden. Dieser wird einen Antiprotonenstrahl mit Strahlimpulsen von 1,5 GeV/c bis zu 15 GeV/c bereitstellen, so dass alle Charmonium-Zustände sowie charm- und strangenesshaltige Hadronen oberhalb der $D\bar{D}$ -Schwelle direkt zugänglich sind. Der HESR kann 10^{11} Antiprotonen speichern. Maximal lässt sich eine Luminosität von bis zu $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erzielen. Um eine möglichst geringe Impulsunschärfe zu erreichen (minimal $\delta p/p = 10^{-4}$), kommt im HESR für die Kühlung der Antiprotonen sowohl stochastische als auch Elektronenkühlung zum Einsatz. Letztere Methode ermöglicht zudem eine Feineinstellung der Antiprotonenenergie ohne Änderung der Strahloptik. Dies erweist sich gerade bei präzisen Resonanz-Scans als vorteilhaft. Da sich dabei aber auch die Luminosität um eine ganze Größenordnung verringert, sind für den Betrieb zwei Modi vorgesehen, der High Luminosity Mode (maximale Luminosität) und der High Resolution Mode (Minimale Impulsunschärfe). Der genaue Unterschied beider Modi geht aus den in Tabelle 11.1 gegebenen Parametern hervor.

Tab. 11.1: *Parameter des HESR [63].*

Parameter	High Resolution Mode	High Luminosity Mode
Impulsbereich [GeV/c]	1,5 - 8,9	1,5 - 15,5
Speicherkapazität	10^{10}	10^{11}
Impulsunschärfe $\delta p/p$	$\leq 4 \cdot 10^{-5}$	10^{-4}
Luminosität [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	$2 \cdot 10^{31}$	$2 \cdot 10^{32}$

11.2 $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor

Der $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor wird neutrale und geladene Teilchen mit einer hohen Energie- und Ortsauflösung über einen weiten Energiebereich detektieren. Eine nahezu vollständige Raumwinkelabdeckung und eine hohe Granularität ermöglichen exklusive Präzisionsmessungen. Ereignisraten von bis zu 10^7 s^{-1} stellen hinsichtlich Ratenverträglichkeit und Strahlenhärte hohe Anforderungen an die einzelnen Teildetektoren. Bei $\bar{\text{PANDA}}$ handelt es sich um ein Fixed-Target-Experiment. Aus diesem Grund besteht der Detektor aus einem Targetspektrometer und einem Vorwärtsspektrometer, welche im Folgenden kurz vorgestellt werden. Dabei liegt der Schwerpunkt auf dem Targetspektrometer. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [64–66].

11.2.1 Targetspektrometer

Das Targetspektrometer detektiert Teilchen in einem Winkelbereich von $\vartheta_{\text{vertikal}} > 5^\circ$ und $\vartheta_{\text{horizontal}} > 10^\circ$. Trotz kompakter Bauweise hat das Targetspektrometer einen Durchmesser von 4 m. Den direkten Wechselwirkungsbereich umschließt ein Micro-Vertex-

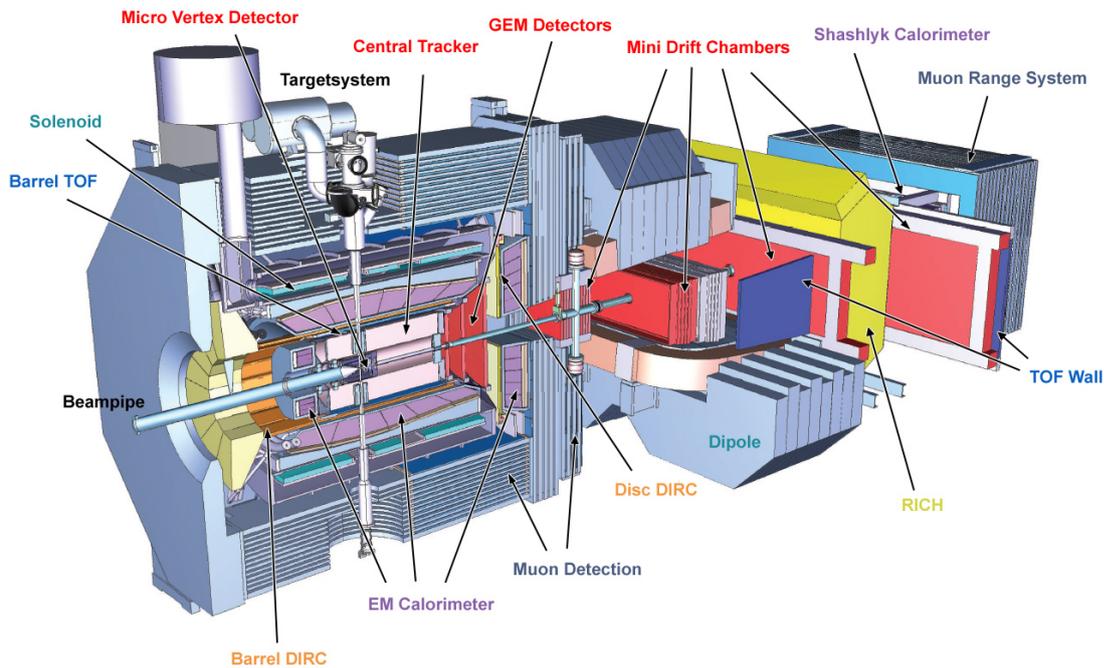


Abb. 11.2: Aufbau des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors mit allen Einzelkomponenten des Target- und Vorwärtsspektrometers [64].

Detektor (MVD), der primäre und sekundäre Vertices nachweisen soll, gefolgt von einem Straw-Tube-Tracker (STT), der der Spurrekonstruktion und Impulsmessung geladener Teilchen dient. Für die Vorwärtsrichtung werden dazu Gas-Elektron-Multiplier-Detektoren (GEM) verwendet. Den Spurdetektor umgibt ein Flugzeitspektrometer (TOF, Time Of Flight) und ein Cherenkov-Detektor (DIRC, Detector for Internally Reflected Cherenkov light). Dem schließt sich ein elektromagnetisches Kalorimeter (EMC) an, welches Elektronen, Positronen und Photonen detektiert. Ein supraleitender Solenoid, der ein Magnetfeld von bis zu 2 T erzeugen kann, stellt zusammen mit den in den Zwischenraum des Eisenjochs eingelassenen Myon-Detektoren die äußersten Komponenten des Targetspektrometers dar.

11.2.1.1 Targetsystem

Für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment stehen verschiedene Targetvarianten zur Wahl. Für die Untersuchung von Proton-Antiproton-Reaktionen werden Wasserstofftargets verwendet. Momentan werden dafür zwei verschiedene Targetsysteme entwickelt: Ein Pellet-Target und ein Cluster-Jet-Target.

Das Konzept des Pellet-Targets basiert auf dem beim WASA-Experiment¹ verwendeten Pellet-Target. Dabei werden durch eine dünne vibrierende Düse Tröpfchen erzeugt, die beim Passieren einer Vakuumkammer gefrieren und dann senkrecht von oben durch den

¹Der Wide Angle Shower Apparatus (WASA) befindet sich am Küblersynchrotron COSY in Jülich.

Strahl fallen. Diese sogenannten Pellets haben einen Durchmesser von $25 - 40 \mu\text{m}$, eine Fallgeschwindigkeit von 60 m/s , eine laterale Streuung von 1 mm und der Abstand zweier Pellets beläuft sich auf $0,5 - 5 \text{ mm}$. Dies führt zu starken Luminositätsschwankungen. Des Weiteren muss der Antiprotonenstrahl aufgeweitet werden, so dass sich immer Pellets in der Wechselwirkungszone befinden.

Hinsichtlich dieser Problematik stellt ein Cluster-Jet-Target eine interessante Alternative dar. Dabei wird mithilfe einer Lavaldüse ein schmalbandiger Strahl von Wasserstoff-Clustern erzeugt. Diese räumlich homogen verteilten Wasserstoff-Cluster haben eine Größe von $10^3 - 10^6$ Wasserstoffatomen. Mit Skimmern und Kollimatoren werden diese räumlich auf einen Durchmesser von 10 mm begrenzt. Der große Vorteil liegt in der deutlich homogenen Dichteverteilung und der daraus resultierenden konstanten Luminosität. Allerdings wurde die geforderte Targetdichte von $4 \cdot 10^{15}$ Wasserstoffatomen pro cm^2 noch nicht erreicht.

11.2.1.2 Micro-Vertex-Detektor

Der Micro-Vertex-Detektor (MVD) umschließt den unmittelbaren Wechselwirkungsbereich und soll sowohl die primären und sekundären Vertices, beispielsweise von D -Meson-Zerfällen, mit einer möglichst hohen Akzeptanz nachweisen als auch den transversalen Impuls von geladenen Teilchen messen. Der Barrel-Teil des MVD hat einen Innenradius von $2,5 \text{ cm}$ und einen Außenradius von 13 cm und besteht aus insgesamt vier Lagen strahlenharter Siliziumdetektoren. Die zwei inneren Lagen bestehen dabei aus Pixel-Detektoren und die zwei äußeren Lagen aus Streifen-Detektoren. Zudem befindet sich in Vorwärtsrichtung senkrecht zur Strahlachse fünf weitere Lagen an Silizium-Detektoren. Mit diesem MVD-Konzept ist eine Ortsauflösung von $100 \mu\text{m}$ angestrebt.

11.2.1.3 Spurdetektoren

Für den Barrel-Bereich ist ein Straw-Tube-Tracker (STT) vorgesehen. Der STT hat eine Länge von 150 cm , einen Innenradius von 15 cm und einen Außenradius von 42 cm . Dabei sind insgesamt 4200 einzelne Driftröhren mit einem Durchmesser von 10 mm zylindrisch in 24 Lagen angeordnet, wobei die mittleren acht Lagen den inneren und äußeren acht Lagen gegenüber geneigt sind. Die mit dem STT erreichbare Ortsauflösung beträgt 3 mm parallel zur Strahlachse und die Impulsauflösung beläuft sich auf $\delta p/p \approx 1 \%$.

Der Bereich in Vorwärtsrichtung wird durch drei Gas-Elektron-Multiplier-Detektoren (GEM) abgedeckt, die sich $1,1 \text{ m}$, $1,4 \text{ m}$ und $1,9 \text{ m}$ in Strahlrichtung hinter dem Wechselwirkungspunkt befinden.

11.2.1.4 Flugzeitspektrometer

Das Flugzeitspektrometer (TOF) misst die Flugzeit der Teilchen. Zusammen mit den aus dem Spurdetektor stammenden Impulsinformationen können dann Rückschlüsse auf die Teilchenart gezogen werden. Der TOF-Stop-Detektor befindet sich direkt hinter dem Spurdetektor und besteht aus Streifenszintillatoren, die über Photomultiplier ausgelesen werden. Auf einen extra TOF-Start-Detektor wird aus Gründen der Massenbelegung nahe dem Wechselwirkungspunkt verzichtet, so dass nur relative Zeitmessungen zwischen verschiedenen Teilchen möglich ist. Aufgrund der relativ kurzen Flugstrecke im Targetspektrometer von lediglich 50 cm bis 100 cm muss das TOF eine Zeitauflösung zwischen 50 ps und 100 ps erreichen und ist nur für die Identifizierung langsamer Teilchen geeignet.

11.2.1.5 Cherenkov-Detektoren

Mit Cherenkov-Detektoren lässt sich die Geschwindigkeit von Teilchen und bei Kenntnis des Impulses auch die Masse beziehungsweise die Teilchenart bestimmen. Dabei wird ausgenutzt, dass geladene Teilchen, die mit einer Geschwindigkeit $\beta \cdot c < 1/n$ in einem Medium propagieren, Cherenkov-Licht unter einem bestimmten Winkel, gegeben durch $\Theta = \arccos(1/(n \cdot \beta))$, emittieren. Aus der Messung des Winkels Θ ergibt sich dann direkt die Geschwindigkeit. Im Targetspektrometer befindet sich dazu ein zylindrisch geformter Detektor für intern reflektiertes Cherenkov-Licht (DIRC) vor dem Barrel des elektromagnetischen Kalorimeters und für die Vorwärtsrichtung als Scheibe vor der Endkappe des elektromagnetischen Kalorimeters (Disc-DIRC). Als Radiator kommt Quarzglas zum Einsatz. Damit ist eine π/K -Separation in einem Impulsbereich zwischen 800 MeV/c und 5 GeV/c möglich.

11.2.1.6 Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) soll Photonen, Elektronen, Positronen und auch Hadronen in einem weiten Energiebereich mit einer guten Energie- und Zeitaufklärung detektieren. Um nahezu den ganzen Raumwinkel abzudecken, ist das EMC unterteilt in einen Barrel-Teil und zwei Endkappen, eine in Vorwärtsrichtung und eine in rückwärtiger Richtung. Als Szintillator wird Bleiwolframat (PbWO_4) eingesetzt. Dieser wird ebenfalls bei anderen Experimenten wie CMS [67] und ALICE [68] am CERN verwendet. Da das EMC, insbesondere der Prototyp der Vorwärtsendkappe, einen zentralen Punkt dieser Arbeit darstellt, werden in Kapitel 12 der Aufbau und die Anforderungen ausführlich behandelt.

11.2.1.7 Myon-Detektoren

Für den Nachweis von Myonen besitzt der Solenoid in einem Winkelbereich $22^\circ < \theta < 80^\circ$ Spurdetektoren, die in die Zwischenräume eingelassen sind und eine Art

Range-Tracking-System bilden. Das Eisenjoch wird dabei als Absorber genutzt. Aus dem resultierenden Energieverlust entlang der Spur lassen sich primäre Myonen von Untergrund-Myonen aus Pionzerfällen unterscheiden.

11.2.2 Vorwärtsspektrometer

Das Vorwärtsspektrometer befindet sich einen Meter hinter dem Targetspektrometer und detektiert Teilchen in einem Winkelbereich von $\vartheta_{\text{vertikal}} < 5^\circ$ und $\vartheta_{\text{horizontal}} < 10^\circ$. Geladene Teilchen werden mit einer Impulsauflösung besser als 1 % gemessen. Dafür befindet sich ein 2 Tm starker Dipolmagnet, der 2,5 m lang ist und eine Öffnung von 1 m mal 3 m aufweist, am Anfang des Vorwärtsspektrometers. Der vom HESR mit maximal 15 GeV/c zur Verfügung gestellte Antiprotonenstrahl wird durch den Dipolmagneten um $2,2^\circ$ abgelenkt. Für die entsprechende Strahlkorrektur sorgen zwei weitere Dipolmagnete. Die Analyse der gekrümmten Teilchenspuren erfolgt mit Multi-Wire-Drift-Chambers (MDC) und Straw-Tube-Trackern (STT), jeweils zwei vor, hinter und innerhalb des Dipolmagneten. Eine in Strahlrichtung 7 m vom Wechselwirkungspunkt entfernte TOF-Wand liefert ein entsprechendes TOF-Stop-Signal. Eine Zeitauflösung von 50 ps ermöglicht eine π/K - und K/p -Unterscheidung auf einem 3σ -Niveau bis zu Impulsen von 2,8 GeV/c beziehungsweise 4,7 GeV/c. Für eine entsprechende Separation bei höheren Impulsen von bis zu 15 GeV/c ist ein Dual-Radiator RICH-Detektor zuständig, der zwei Radiatoren mit unterschiedlichen Brechungsindizes nutzt (Freongas und Aerogel). Dahinter folgt das elektromagnetische Kalorimeter (F-EMC), welches auf dem Design eines Shashlyk-Kalorimeters aufbaut. Dabei wechseln sich Blei- und Szintillatorschichten ab. Mit einem solchen Konzept lässt sich eine Energieauflösung von etwa $4\%/\sqrt{E}$ erzielen. Das Ende des Vorwärtsspektrometers bildet ein Range-Tracking-System, welches Myonen detektiert.

11.2.3 Datenverarbeitung

Im Gegensatz zu vielen anderen Experimenten wird es bei dem $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment keinen statischen Trigger mit einer festgelegten Trigger-Logik, aufgeteilt auf zwei bis drei Ebenen, geben. Vielmehr werden die einzelnen Teildetektoren eigenständig die Signale auslesen und bereits vorprozessieren. Dazu gehört nicht nur eine Signalerkennung und Rauschunterdrückung in Echtzeit, sondern auch eine Cluster-Bildung, Mustererkennung und Zeitrekonstruktion. Die auf der Ausleseebene vorverarbeiteten Daten werden mit einem präzisen Zeitstempel zwischengespeichert. Auf der zweiten Ebene werden mithilfe verschiedener Trigger-Algorithmen physikalisch relevante Ereignisse weiter herausgefiltert und zusammen mit den entsprechenden Informationen der anderen Teildetektoren zusammengeführt. Da diese zweite Ebene komplett auf frei programmierbaren Recheneinheiten wie zum Beispiel FPGAs (*Free Programmable Gate Arrays*) oder DSPs (*Digital Signal Processors*) basiert, weist die eigentliche Feature-

Extraktion einen sehr hohen Grad an Freiheit auf und lässt sich beliebig erweitern. So können die Triggerbedingungen individuell an die Vielfältigkeit des $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments angepasst werden.

12 Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experimentes setzt sich aus zwei Teilen zusammen: Einem Kalorimeter im Targetspektrometer und einem weiteren Kalorimeter im Vorwärtsspektrometer. Im Folgenden wird ausschließlich das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) des Targetspektrometers genauer vorgestellt, wobei der Schwerpunkt auf der Vorwärtsendkappe liegt, für die auch der Prototyp entwickelt wurde.

Elektromagnetische Kalorimeter dienen hauptsächlich der Energie- und Ortsmessung von Elektronen, Positronen und Photonen. Da viele der mit dem $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment nachzuweisenden Zerfälle eine hohe Anzahl an Photonen im Endzustand aufweisen, stellt das EMC eine zentrale Komponente im $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor dar. Ein gutes Beispiel dafür sind die radiativen Zerfälle der beiden Charmonium-Hybriden H_c [69] und η_c [64]:

$$\begin{array}{ll}
 p\bar{p} \rightarrow H_c\pi^0 & p\bar{p} \rightarrow \eta_c\eta \\
 H_c \rightarrow \chi_{c1}(\pi^0\pi^0)_{\text{S-wave}} & \eta_c \rightarrow \chi_{c1}(\pi^0\pi^0)_{\text{S-wave}} \\
 \chi_{c1} \rightarrow J/\Psi\gamma & \chi_{c1} \rightarrow J/\Psi\gamma \\
 J/\Psi \rightarrow e^+e^- & J/\Psi \rightarrow e^+e^- \\
 \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma & \pi^0, \eta \rightarrow \gamma\gamma
 \end{array}$$

Der effektive Nachweis eines solchen Zerfalls mit sieben Photonen und zwei Leptonen im Endzustand stellt hohe Anforderungen an das EMC, welche in Abschnitt 12.1 genauer diskutiert werden. Als Szintillator wird Bleiwolframat (PbWO_4) verwendet. Eine Beschreibung der wichtigsten Eigenschaften von PbWO_4 ist in Abschnitt 12.2 gegeben. Daraus geht hervor, dass für die angestrebte EMC-Performance die PbWO_4 -Kristalle auf -25°C gekühlt werden müssen. Damit ergeben sich verschiedene thermische Anforderungen, mit denen sich Abschnitt 12.3 beschäftigt, bevor der Aufbau des EMC und dessen Vorwärtsendkappe vorgestellt wird.

12.1 Anforderungen an das EMC

Wie bereits einleitend erwähnt, weisen viele der nachzuweisenden Endzustände eine hohe Anzahl an Elektronen, Positronen und Photonen auf. Oft stammen diese Photonen aus Zerfällen neutraler Pionen. Daher sollten gerade neutrale Pionen möglichst effizient

rekonstruiert werden. Dafür ist eine möglichst hohe Akzeptanz niederenergetischer Photonen und damit eine niedrige Energieschwelle E_{thres} unabdingbar. Monte-Carlo-Studien haben gezeigt, dass eine Energieschwelle kleiner 20 MeV erreicht werden sollte, angestrebt sind 10 MeV. Die Einzelkristallschwelle beträgt dann 3 MeV. Abbildung 12.1(a) zeigt zur Verdeutlichung die Abhängigkeit der Energieauflösung von der Photonenergie für drei verschiedene Einzelkristallschwellen. Als Energieauflösung ist

$$\frac{\sigma_E}{E} \leq 1\% \oplus \frac{2\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \quad (12.1)$$

angestrebt. Größere geometrische Akzeptanzlücken im EMC führen zu erheblichen Photonverlusten. Bei einer Raumwinkelabdeckung von beispielsweise nur 90 % und $n = 6$ Photonen im Endzustand würde die geometrische Akzeptanz ($\propto (\Omega/4\pi)^n$) bereits auf 53 % abfallen. Aus diesem Grund wird eine Raumwinkelabdeckung von 99 % angestrebt. Für voriges Beispiel ergibt sich damit eine geometrische Akzeptanz von 94 %.

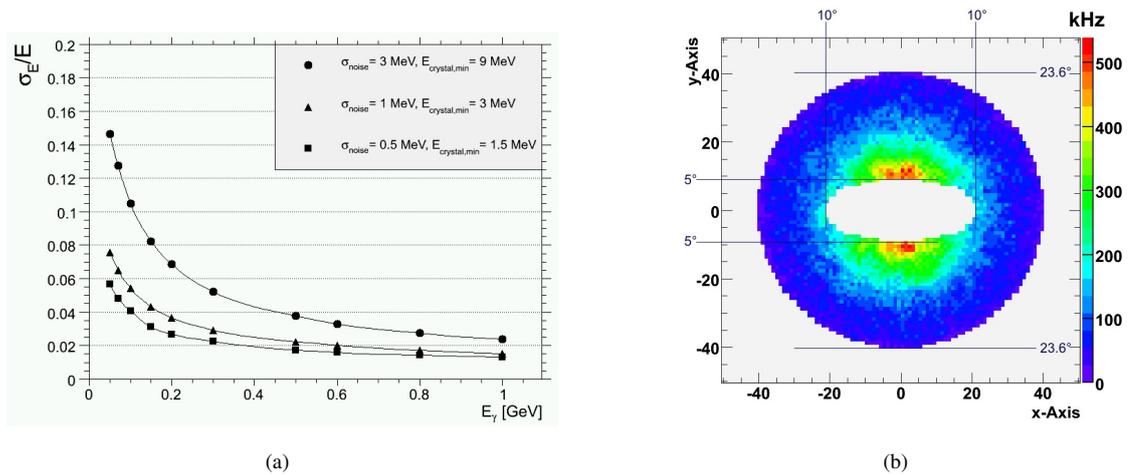


Abb. 12.1: (a) Vergleich der Energieauflösung für drei verschiedene Einzelkristallschwellen E_{thres} . Die Dreiecke zeigen das realistischste Szenario mit einem Rauschen von 1 MeV und einer Einzelkristallschwelle von 3 MeV. (b) Ratenverteilung in der Vorwärtsendcap bei einem \bar{p} -Impuls von 14 GeV/c [64].

Damit keine Leckverluste zwischen den Kristallen auftreten können und eine vollständige Schauerrekonstruktion über mehrere Kristalle sicher gestellt ist, sollte das EMC eine non-pointing-Geometrie aufweisen, das heißt die Kristalle beziehungsweise ihre Frontflächennormalen sind nicht direkt auf den Wechselwirkungspunkt gerichtet. Zudem muss das EMC neben einer hohen Energieauflösung auch eine gute Ortsauflösung gewährleisten. Dabei ist die räumliche Trennung der beiden Photonen aus dem Zerfall eines neutralen Pions maßgebend. Bei einem maximalen Impuls von 14 GeV/c für ein neutrales Pion verkleinert sich der Öffnungswinkel der beiden Photonen auf nur noch $0,5^\circ$ in Vorwärtsrichtung, was zu einer räumlichen Trennung von etwa 2 cm in der

Vorwärtsendkappe des EMC führt. Daher sollte das räumliche Auflösungsvermögen und damit die Kristallbreite und der Molière-Radius in einem ähnlichen Bereich liegen.

Des Weiteren muss das EMC Ereignisse mit einer Rate von bis zu 500 kHz in der Vorwärtsendkappe (s. Abb. 12.1(b)) zeitlich noch auflösen können.¹ Dafür wird ein schneller Szintillator benötigt, der zudem strahlenhart² ist und eine ausreichende Lichtausbeute aufweist.

12.2 Bleiwolframat als Szintillator

Für das elektromagnetische Kalorimeter des \bar{P} ANDA-Experiments wird der anorganische Szintillator Bleiwolframat (PbWO_4) verwendet. Tabelle 12.1 gibt einen Überblick aller wichtigen Szintillatoreigenschaften von PbWO_4 . Durch seine Strahlungslänge von lediglich 0,89 cm und einem Molière-Radius von 2 cm lässt sich mit PbWO_4 ein kompaktes EMC mit einer hohen Granularität sehr gut realisieren. Hinzu kommt noch, dass PbWO_4 eine Abklingzeit von 10 ns aufweist, so dass die hohen Ereignisraten messbar sind. Der einzige Nachteil dieses hochdichten, schnellen und zudem noch strahlungsharten Szintillators ist die geringe Lichtausbeute. Für das \bar{P} ANDA-Experiment wurde die Lichtausbeute durch spezielle Dotierungen mit Molybdän und Lanthan verdoppelt. Hinzu kommt noch eine signifikante Temperaturabhängigkeit der Lichtausbeute. Mit abfallender Temperatur nimmt die Lichtausbeute zu. Eine Abkühlung von $+25^\circ\text{C}$ auf -25°C führt beispielsweise zu einer um einen Faktor 3,5 höheren Lichtausbeute (s. Abb. 12.2(a)). Die für das EMC geforderte Energieauflösung wäre mit PbWO_4 als Szintillator bei Raumtemperatur nicht erreichbar. Daher wird das gesamte EMC bei -25°C betrieben. Dies führt zu einer längeren Abklingzeit und einer geringeren Strahlenhärte von PbWO_4 . Als Konsequenz werden bei \bar{P} ANDA Strahlenschäden in den PbWO_4 -Kristallen auftreten, die überwacht werden müssen (s. Abschnitt 12.4). Zudem ist die relative Lichtausbeute temperaturabhängig. Bei -25°C beträgt die Temperaturabhängigkeit der relativen Lichtausbeute mit $d\text{LA}/dT = 3\%/^\circ\text{C}$. Die sich daraus ergebenden thermischen Anforderungen werden in Abschnitt 12.3 diskutiert.

¹Mit dem Pellet-Target-System treten sogar Spitzen von bis zu 1 MHz auf.

²Zudem müssen auch alle anderen Bauteile die nötige Strahlenhärte aufweisen.

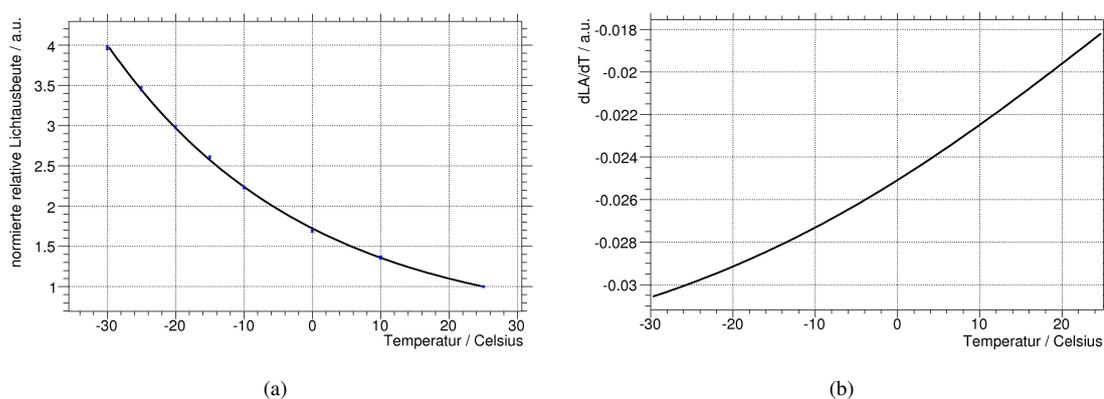


Abb. 12.2: (a) Lichtausbeute von PbWO_4 in Abhängigkeit von der Temperatur, normiert auf 25°C und (b) $d\text{LA}/dT$ von PbWO_4 in Abhängigkeit von der Temperatur [70].

Tab. 12.1: Szintillatoreigenschaften von Bleiwolframat (PbWO_4) [64]

Eigenschaften	PbWO_4
Dichte ρ [g/cm^3]	8,3
Strahlungslänge X_0 [cm]	0,89
Molière-Radius R_M [cm]	2,00
Abklingzeit [ns]	10
λ_{max} [nm]	420
Brechungsindex n	2,17
rel. Lichtausbeute bei -25°C	2,5 % (NaI)
$d\text{LA}/dT$ bei -25°C	$-3 \%/^\circ\text{C}$
dE/dx [MeV/cm]	10,2

12.3 Thermische Anforderungen an das EMC

Aus den beiden vorangegangenen Abschnitten geht hervor, dass das gesamte EMC bei -25°C betrieben werden muss, um die angestrebte Energieauflösung zu erreichen. Daraus ergeben sich Anforderungen hinsichtlich der Temperaturhomogenität und der zeitlichen Temperaturstabilität im EMC [71–73]:

Bei -25°C beträgt die Temperaturabhängigkeit der Lichtausbeute von PbWO_4 $d\text{LA}/dT = 3 \%/^\circ\text{C}$. Eine Verschlechterung der Energieauflösung aufgrund von Temperaturschwankungen sollte im Vergleich zur angestrebten Energieauflösung von etwa 1 % gering sein:

$$\sigma_{\text{Auff. durch } \Delta T} \leq 0,2 \%. \quad (12.2)$$

Dies entspricht einer Temperaturschwankung von

$$\sigma_{\Delta T} \leq \sigma_{\text{Auff. durch } \Delta T} \leq 0,2 \% / (d\text{LA}/dT) = 0,07^\circ\text{C} \quad (12.3)$$

beziehungsweise einem Spitze-Spitze-Wert [74] von

$$\Delta T_{\max} = \sigma_{\Delta T} \cdot \sqrt{12} = 0,24 \text{ } ^\circ\text{C}, \quad (12.4)$$

so dass Temperaturschwankungen innerhalb des EMC nicht größer als $\pm 0,1 \text{ } ^\circ\text{C}$ sein dürfen.

Die Temperaturverteilung entlang eines Kristalls hat ebenfalls Einfluss auf die Energieauflösung. Eine inhomogene Lichtausbeute aufgrund von Temperaturunterschieden innerhalb eines PbWO_4 -Kristalls verschlechtert die Energieauflösung signifikant. Simulationsstudien haben ergeben, dass hinsichtlich der geforderten Energieauflösung der Temperaturgradient entlang eines PbWO_4 -Kristalls nicht größer als $0,1 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{cm}$ sein darf (s. Abb. 12.3) [75].

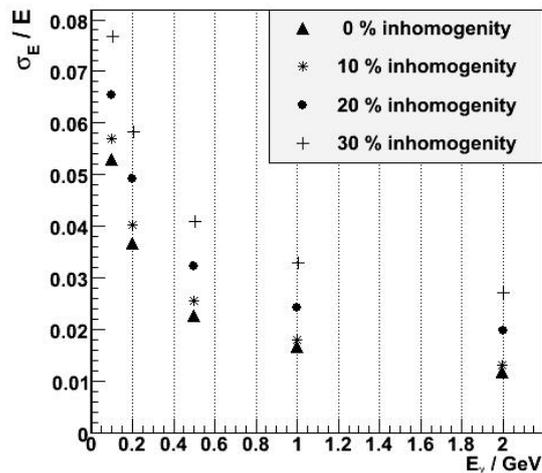


Abb. 12.3: Energieauflösung als Funktion der Photonenenergie für verschieden starke Inhomogenitäten der Lichtausbeute in den Kristallen. Bis zu einer Inhomogenität von 10 % verschlechtert sich die Energieauflösung nur schwach. Ein angestrebter Temperaturgradient von $0,1 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{cm}$ entlang des Kristalls bedeutet eine Inhomogenität der Lichtausbeute von 5 – 6 % [75].

12.4 Übersicht über das EMC (TS)

Das elektromagnetische Kalorimeter des Targetspektrometers besteht aus drei Teilen: einem fassförmigen Barrel sowie Endkappen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung, um möglichst den ganzen Raumwinkel abzudecken. Abbildung 12.4 zeigt den schematischen Aufbau des EMC, wobei die rückwärtige Endkappe nicht eingezeichnet ist. Es umfasst insgesamt 15808 PbWO_4 -Kristalle, 11360 im Barrel, 592 in der Rückwärtsendkappe und 3856 in der Vorwärtsendkappe. Das Barrel deckt damit den Winkelbereich

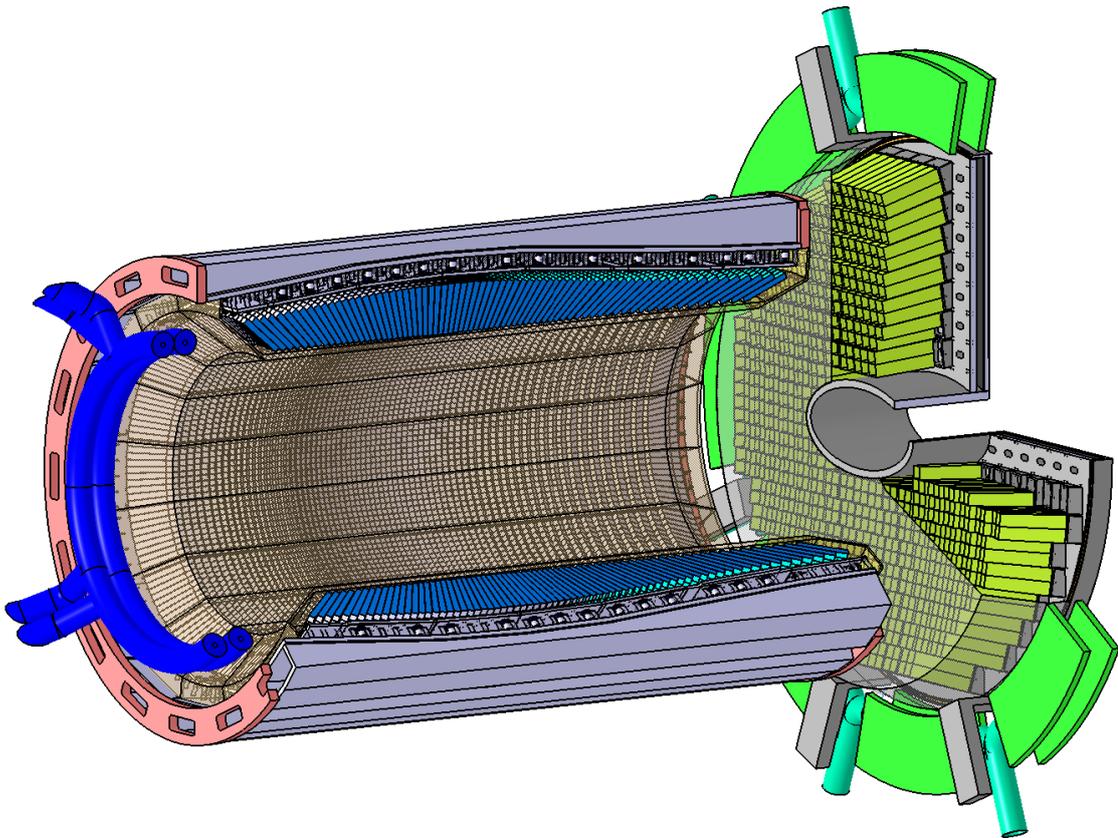


Abb. 12.4: Das elektromagnetische Kalorimeter des Targetspektrometers. Gezeigt sind das Barrel (blau) und die Vorwärtsendkappe (grün). Die Rückwärtsendkappe fehlt in dieser Ansicht. [64]

zwischen 22° und 140° ab, die Rückwärtsendkappe den Winkelbereich von $151,4^\circ$ bis $169,7^\circ$ und die Vorwärtsendkappe den Winkelbereich von $23,6^\circ$ bis 5° in der Vertikalen und 10° in der Horizontalen.¹ Damit werden 93,4 % des Raumwinkels abgedeckt. Zudem weist das EMC die geforderte non-pointing Geometrie auf [64].

Die Tatsache, dass das EMC bei -25°C betrieben werden muss, macht die Entwicklung deutlich aufwendiger. So muss ein möglichst kompaktes System aus Isolierung und Kühlung sicherstellen, dass die thermischen Anforderungen eingehalten werden. Ein kontinuierlicher Trockenluftfluss gewährleistet, dass keine Kondensation oder Vereisung auftritt [76]. In Abschnitt 12.5 wird das thermische Konzept für die Vorwärtsendkappe genauer vorgestellt.

Des Weiteren nimmt bei -25°C die Strahlenhärte von PbWO_4 so stark ab, dass bei einer jährlichen Strahlendosis von bis zu 125 Gy Strahlenschäden auftreten werden [64, 77]. Die damit verbundene Änderung der Transmissionseigenschaften müssen daher wäh-

¹Zwischen Barrel und Vorwärtsendkappe liegt ein Überlappbereich vor, so dass sichergestellt ist, dass gerade in Vorwärtsrichtung keine Photonen zwischen Barrel und Vorwärtsendkappe verloren gehen.

rend des Experiments für jeden einzelnen Kristall mit einem Monitoringssystem überwacht werden, was ebenfalls relativ aufwendig ist [78, 79]. Dazu werden mit einem LED-Lichtpulsler Lichtpulse, die dem Szintillationslicht von PbWO_4 hinsichtlich Wellenlänge, Intensität, Anstiegs- und Abfallszeiten ähneln, über Glasfasern in die einzelnen Kristalle geleitet und die entsprechende deponierte Energie mit einer Referenz abgeglichen. Dabei wird durch unterschiedliche Lichtintensitäten die Linearität der Photodetektoren beziehungsweise der gesamten Auslekette kontrolliert. Zusätzlich wird durch drei verschiedenfarbige LEDs die Transmission bei verschiedenen Wellenlängen überwacht. Erste Performance-Studien eines solchen Monitoringssystems unter realistischen Bedingungen werden am Proto192, dem Prototypen der Vorwärtsendkappe, durchgeführt.

Wie aus Abschnitt 11.2.1 hervorgeht, befindet sich das gesamte EMC innerhalb des Solenoiden. Damit müssen alle eingesetzten Komponenten im Magnetfeld zuverlässig arbeiten. Als Photodetektoren können somit VPTs (Vacuum Photo Triodes), VPTTs (Vacuum Photo TeTodes) und APDs (Avalanche Photo Diodes) verwendet werden, aber keine Photomultiplier. APDs weisen eine höhere Verstärkung auf als VPTs/VPTTs, sind dafür aber als Halbleiterdetektor nicht so strahlenhart. Im Barrel werden Einzelkristallraten von bis zu 100 kHz und eine jährliche Strahlendosis von 10 Gy erwartet [64], so dass sich für diesen Teil des EMC APDs eignen. Hingegen lassen sich in der Vorwärtsendkappe, zumindest in den innersten Ringen, in denen die höchsten Einzelkristallraten mit bis zu 500 kHz zu erwarten sind (s. Abb. 12.1(b)) und die jährliche Strahlendosis 125 Gy betragen wird, keine APDs verwenden. In diesem Bereich werden voraussichtlich VPTs oder VPTTs zum Einsatz kommen. Für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment wurden von der Firma Hamamatsu Photonics APDs mit einer auf $(14,0 \times 6,8) \text{ mm}^2$ vergrößerten aktiven Fläche entwickelt [80], so dass ein PbWO_4 -Kristall mit zwei APDs bestückt werden kann. Die Quanteneffizienz beträgt 70 – 80 % und die Verstärkung 50 – 100. Von der Firma Hamamatsu Photonics wurden zudem VPTs und VPTTs entwickelt. Die Hamamatsu-VPT hat einen Photokathodendurchmesser von 16 mm, eine Quanteneffizienz von 23 % und eine Verstärkung von 10. Die Hamamatsu-VPTTs haben eine Verstärkung von 40 [81]. Eine Alternative zu der Hamamatsu-VPTT wurde von dem russischen Hersteller RIE entwickelt. Die RIE-VPTT hat wie die Hamamatsu-VPT/VPTT einen Photokathodendurchmesser von 16 mm. Die Quanteneffizienz ist größer als 15 % und die Verstärkung größer als 20. Die verschiedenen Photodetektortypen wurden bisher nur einzeln unter Laborbedingungen getestet [82–85]. Mit dem Proto192 lässt sich hingegen der Betrieb und das Verhalten der unterschiedlichen Photodetektortypen unter realistischen Experimentbedingungen untersuchen (s. Abschnitt 13.1).

12.5 Vorwärtsendkappe

12.5.1 Aufbau

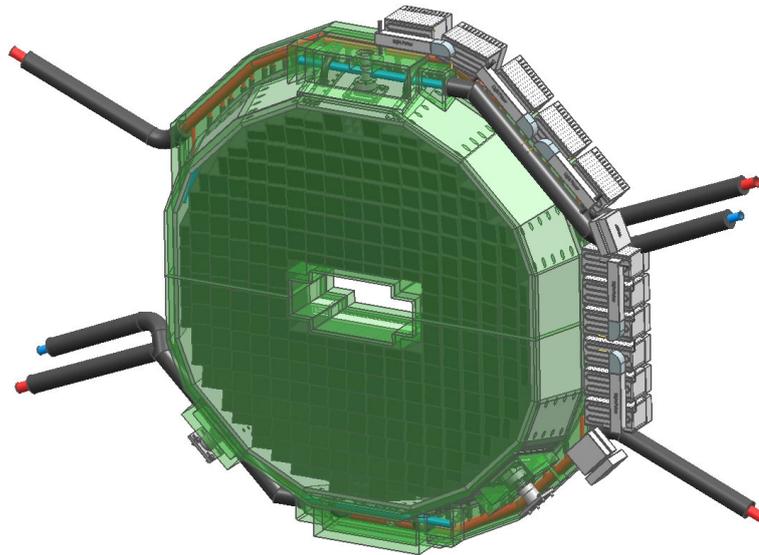


Abb. 12.5: Die Vorwärtsendkappe des EMC. Die Fronthülle (grün) ist transparent dargestellt. Dadurch sind die montierten Subunits mit den Kristallen zu erkennen. Am Rand der Vorwärtsendkappe sind bereits Front-End-Elektronik-Komponenten (grau) wie beispielsweise die ADCs eingezeichnet. Die genaue Positionierung und Dimensionierung dieser sowie der Kühlleitungen (rot und blau) ist allerdings noch nicht abgeschlossen.

Die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters ist einem Kegelstumpf nachempfunden (s. Abb. 12.5). Die kreisrunde Grundfläche weist einen Durchmesser von etwa 2,2 m auf und die Tiefe beträgt 445 mm. Das Loch in der Mitte der Vorwärtsendkappe dient zum einen der Strahlrohrdurchführung, zum anderen können dadurch Teilchen, die im Vorwärtsspektrometer detektiert werden sollen, das EMC ungehindert passieren. Die Vorwärtsendkappe deckt einen Winkelbereich von $23,6^\circ$ bis 5° in der Vertikalen und 10° in der Horizontalen ab. Dazu sind insgesamt 3856 PbWO_4 -Kristalle notwendig, die alle so geneigt sind, dass sie zusammen auf einen gemeinsamen Punkt 950 mm strahlabwärts vom Wechselwirkungspunkt zeigen. Die Vorwärtsendkappe ist modular aus vielen kleineren Untergruppen (Subunits), bestehend aus jeweils 16 PbWO_4 -Kristallen, aufgebaut.¹

¹Zudem gibt es Subunits mit nur acht PbWO_4 -Kristallen, um die sonst vorhandenen geometrischen Lücken zu füllen.

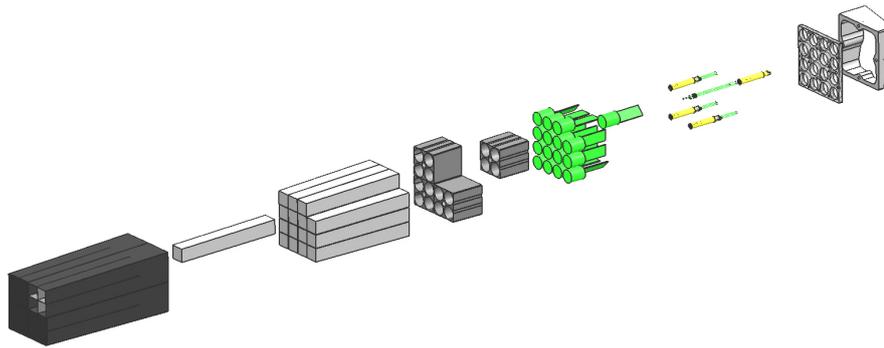


Abb. 12.6: Explosionsansicht einer Subunit. In einer Kohlefaser-Alveole (schwarz) mit vier Unterteilungen befinden sich insgesamt 16 Kristalle (hellgrau). Dahinter werden vier Inserts (grau) zur Halterung, in den Alveolen verklebt. Die vier größeren Löcher und das kleine Loch in der Mitte eines Inserts dienen der Ankopplung der VPTs (grün) und der Glasfasern (gelb) an die Kristalle. Eine entsprechende Ausrichtung einer Subunit erfolgt über das Interface.

Abbildung 12.6 veranschaulicht den Aufbau einer solchen Subunit. Die Kohlefaserhülle (Alveole) mit einer Wandstärke von $180\ \mu\text{m}$ trägt dabei das Gesamtgewicht von etwa 16 kg (16 PbWO_4 -Kristalle). Die Alveole ist noch zur zusätzlichen Stabilisierung in vier Fächer unterteilt. Die Kristalle werden zunächst mit der Spiegelfolie DF2000MA von 3M ummantelt, dann mit eigens entwickelten Temperatursensoren thinPT [70, 86] bestückt und als Vierergruppen in den einzelnen Alveolen-Fächern positioniert. In die mit 16 Kristallen vollständig bestückte Alveole werden von hinten vier sogenannte Inserts aus Aluminium eingeklebt. Ein einzelnes Insert weist vier große Bohrungen (mit zusätzlichen Einfräsungen) auf, in die sowohl VPTs/VPTTs als auch APDs einschließlich Vorverstärkern eingesetzt werden können. Die Lichtpulse des Monitorierungssystems werden über vier Glasfaserbündel, gehalten in einer zylindrischen Aluminiumhülse, von hinten in eine Vierergruppe von Kristallen eingekoppelt. Dazu ist eine fünfte Bohrung in der Mitte des Inserts vorgesehen. Auf den Außenflächen des Inserts sind zudem Vertiefungen eingearbeitet, um die Kabel der Temperatursensoren nach hinten aus der Subunit herauszuführen. Die vier Inserts werden mit einer Abschlussplatte (Mountplate) verschraubt. Diese Mountplate weist im Prinzip die gleichen Bohrungen und Vertiefungen auf wie die Inserts. Für eine detaillierte Beschreibung der verschiedenen mechanischen Aspekte hinsichtlich der Montage einer Alveole mit VPTs/VPTTs und APDs sei an dieser Stelle auf [86] verwiesen. Für die Montage beziehungsweise korrekte Ausrichtung einer Subunit an der 30 mm starken Aluminium-Platte (Backplate) wird sie mit einem entsprechend geeigneten Winkeladapter (Interface) an die vorgesehene Position der Backplate geschraubt.

Abschließend sei noch erwähnt, dass sich die äußere Verschalung der Vorwärtscapke einschließlich Kühlung und Isolierung noch in der Planungs-/Entwicklungsphase befindet. So entsprechen die in Abbildung 12.5 gezeigten Kühl- und Isolationskompo-

nenten höchstwahrscheinlich nicht dem späteren Design. Ein hinreichendes thermisches Konzept liegt zwar vor (s. Abschnitt 12.5.2), aber eine konkrete Umsetzung für die Vorwärtsendkappe ist noch nicht erfolgt. Machbarkeitsstudien beispielsweise im Rahmen des Proto192 sind daher dringend notwendig.

12.5.2 Thermisches Konzept

Das im Folgenden vorgestellte thermische Konzept für die Vorwärtsendkappe wurde im Rahmen von [71] erarbeitet. Die eigentliche Kühlung der Kristalle erfolgt über die Backplate, wobei der Wärmetransport hauptsächlich über die Kohlefaser-Alveole erfolgt. Diese hat mit $\lambda_{\text{CFK}} \leq 2,7 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ eine deutlich schlechtere Wärmeleitfähigkeit als zum Beispiel Aluminium mit $\lambda_{\text{Al}} \leq 180 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, so dass die Kristalle nicht gleichmäßig stark gekühlt werden. Daher ist eine sehr gute Isolierung besonders vor den Kristallen zwingend erforderlich. Die Vorwärtsendkappe selbst befindet sich am Ende des Targetspektrometers. Temperaturen von $25 - 35 \text{ }^\circ\text{C}$, stabilisiert auf $\pm 2 \text{ }^\circ\text{C}$, stellen realistische Umgebungsbedingungen dar. Der Platz für eine thermische Isolierung gegenüber der Umgebung ist auf 30 mm beschränkt. In Anbetracht dieser Aspekte stellt das thermische Konzept der Vorwärtsendkappe hinsichtlich der geforderten Temperaturuniformität und -stabilität eine große Herausforderung dar.

Thermische Berechnungen haben gezeigt, dass eine 30 mm starke Isolierung aus gebräuchlichem Polyurethan ($\lambda_{\text{PU}} \approx 0,03 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) den Anforderungen bei weitem nicht genügt. Eine aktive Isolierung, bestehend aus einer 20 mm starken Isolierschicht und einer zusätzlichen Kühlung (10 mm), die als Kälteschild fungiert, stellt hingegen einen vielversprechenden Ansatz dar. Mit einer solchen aktiven Isolierung lässt sich der Wärmefluss von außen bereits vor den Kristallen vollständig abfangen. In dem momentanen Kühlkonzept (Stand Mai 2012) ist eine aktive Isolierung für die Frontfläche und die außenliegende Seitenfläche vorgesehen, lediglich für die innenliegenden Seitenflächen des Lochs ist eine solche aktive Isolierung aufgrund einer zu hohen Materialbelegung vor dem Vorwärtsspektrometer nicht umsetzbar. Stattdessen wird dort eine passive Isolierung verwendet. Bei der Wahl der Isolierschicht gibt es verschiedene Möglichkeiten: Im Rahmen von [71] wurde mit der Entwicklung eines ersten Prototypen für ein 20 mm tiefes Vakuumschild begonnen. Allerdings haben bereits die ersten Tests aufgezeigt, dass der Betrieb und die Wartung zu aufwendig wäre. Eine 20 mm starke Isolierungsschicht aus Polyurethan als Isolierschicht wäre eine andere Möglichkeit, die einfach umzusetzen und zudem wartungsfrei ist. Allerdings würden die mit der Umgebung in Kontakt stehenden Außenflächen der Isolierschicht eine Oberflächentemperatur von nur noch $16 \text{ }^\circ\text{C}$ aufweisen, so dass Kondensation auftreten kann.¹ Eine weitere sehr interessante Möglichkeit stellen Vakuumisulationspaneele (VIP) der Firma va-Q-Tec dar, die noch relativ neu auf dem Markt sind (Stand 2011). Der Kern dieser evakuierten Dämm-

¹Bei einer Umgebungstemperatur von $25 \text{ }^\circ\text{C}$ muss die relative Luftfeuchtigkeit kleiner 55 % sein, damit der Taupunkt unterhalb von $16 \text{ }^\circ\text{C}$ liegt.

platten besteht aus einem mikroporösen Kieselsäurepulver und einem Trübungsmittel, umhüllt mit einer gas- und wasserdampfdichten Kunststoffolie. Nach der Produktion weisen diese VIPs eine Wärmeleitfähigkeit von lediglich $\lambda_{VIP} \approx 0,0053 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ auf und selbst bei vollständiger Belüftung beläuft sich die Wärmeleitfähigkeit nur auf $\lambda_{VIP} \approx 0,02 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [87].

Die gesamte Vorwärtsendkappe wird mit einem kontinuierlichen Trockenluftfluss gespült. Thermische Simulationen haben gezeigt, dass eine Durchflutung mit kalter Trockenluft die räumliche Temperaturhomogenität in der Vorwärtsendkappe positiv beeinflusst [88]. Aus diesem Grund wird die Trockenluft auf $-25 \text{ }^\circ\text{C}$ gekühlt, bevor sie eingelassen wird.

12.5.3 Nomenklaturschema

Für die Position einer Subunit in der Vorwärtsendkappe und die Zuordnung eines Kristalls innerhalb der Subunit wurde die folgende Nomenklatur definiert. Bei einer Anzahl von 16 Kristallen in einer Subunit bietet sich eine hexadezimale Nummerierung an. Für eine eindeutige Zuordnung ist die Oberseite einer jeden Alveole markiert. Damit ergibt sich für die Kristalle innerhalb der Subunit die in Abbildung 12.7(a) veranschaulichte zeilenweise Nummerierung angefangen bei dem Kristall in der obersten Reihe links. Betrachtet man die Vorwärtsendkappe im $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Koordinatensystem, so zeigt die z-Achse vom Wechselwirkungspunkt aus in Strahlrichtung, die x-Achse nach links und die y-Achse nach oben. Abbildung 12.7(b) zeigt die Zuordnung der Subunits anhand ihrer Positionskordinaten im $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Koordinatensystem. Dabei wurde für die Nomenklatur auf Vorzeichen verzichtet, vielmehr erfolgt die eindeutige Zuordnung durch eine Unterteilung der Vorwärtsendkappe in Quadranten.

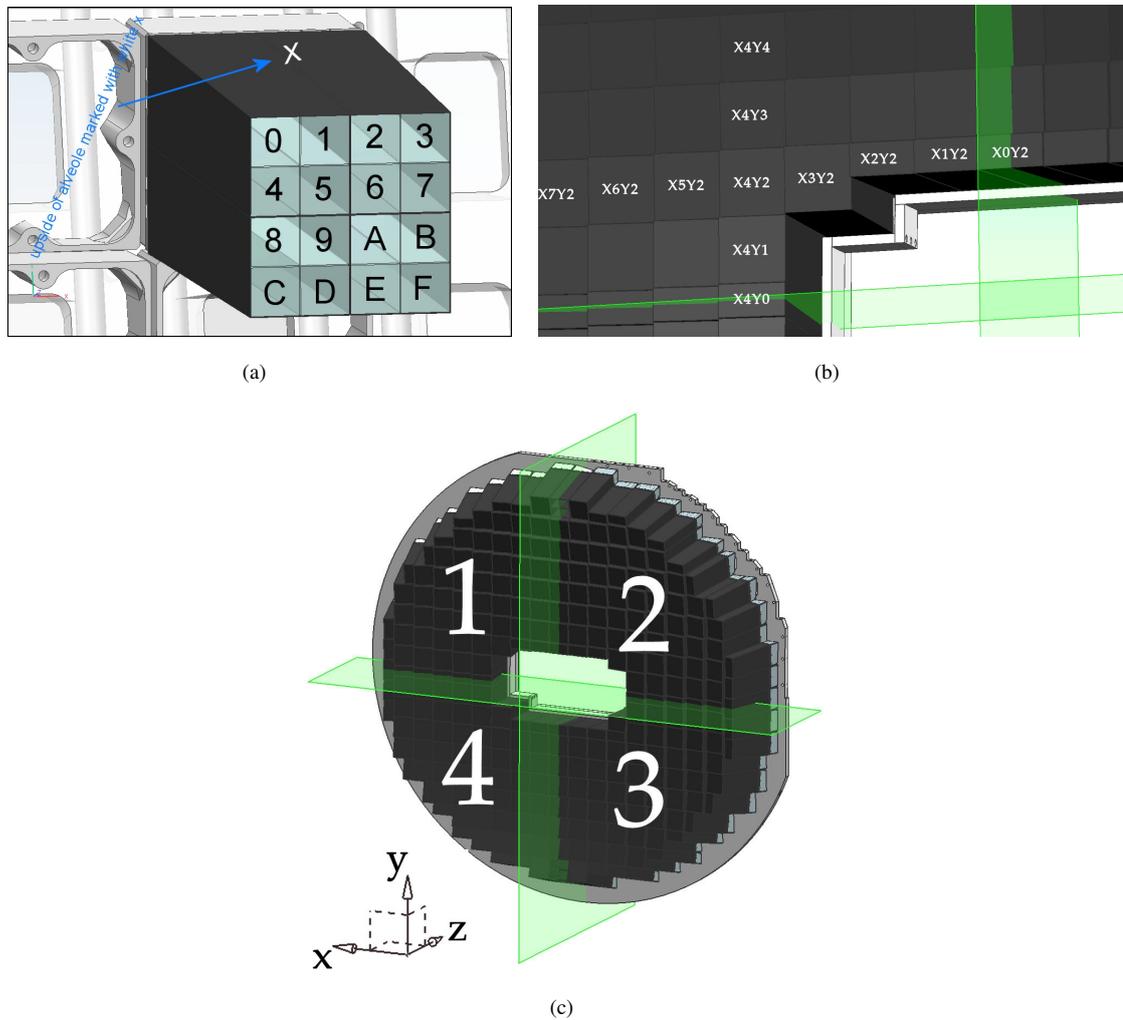


Abb. 12.7: Darstellung des Nomenklatureschemas für die Vorwärtsendkappe. (a) zeigt die hexadezimale Nummerierung der Kristalle innerhalb einer Subunit. Für die Position der Subunit in der Vorwärtsendkappe wird als Basis das \bar{P} ANDA-Koordinatensystem gewählt. (b) zeigt die daraus folgende Zuordnung anhand ihrer Positionskordinaten. Dabei wurde für die Nomenklatur auf Vorzeichen verzichtet. (c) zeigt die Unterteilung der Vorwärtsendkappe in Quadranten, ohne die eine eindeutige Zuordnung nicht gegeben wäre.

13 EMC-Prototyp Proto192

Bei der Entwicklung der Vorwärtsendkappe des EMC ist 2009 der Punkt erreicht worden, an dem es notwendig ist, ein Vorabexemplar anzufertigen, das der Erprobung verschiedenster EMC-Eigenschaften unter realen Experimentbedingungen dient. Für den Barrel-Teil des EMC wurde von der Arbeitsgruppe in Gießen, Orsay (Frankreich), Basel (Schweiz) und Groningen (Niederlande) der Prototyp Proto60 angefertigt und bereits mehreren Performance-Tests an verschiedenen Beschleunigeranlagen unterzogen [89]. Der Prototyp für die Vorwärtsendkappe, der Proto192, wird von der Arbeitsgruppe in Bochum zusammen mit dem KVI Groningen, der Universität Basel und der Universität Uppsala/Stockholm (Schweden) entwickelt. Die Geometrie des Proto192 beschreibt den inneren Bereich nahe dem Loch im ersten Quadranten der Vorwärtsendkappe. Er besteht aus insgesamt 216 Kristallen¹ verteilt auf 13 Alveolen mit 16 Kristallen und einer Alveole mit nur 8 Kristallen. Dabei sind nicht alle Kristalle mit Photodetektoren bestückt: 18 Kristalle sind mit APDs bestückt, 32 mit RIE-VPTTs, 8 mit Hamamatsu-VPTTs und 36 mit Hamamatsu-VPTs, was in der Summe 96 auslesbare Kristalle ergibt. Der Proto192 verfügt über eine Haupt- und eine Frontkühlung sowie eine Trockenluftspülung und -kühlung. Etwa 80 thinPT-Sensoren an den Kristallen ermöglichen eine Kontrolle der Kristalltemperaturen. Zusätzliche Temperatur-, Druck- und Luftfeuchtesensoren innerhalb wie auch außerhalb des Prototypen erlauben eine vollständige Überwachung des Betriebszustands. Für den Betrieb und die Auslese der ganzen Sensorik wird der für \bar{P} ANDA entwickelte THMP (*Temperature and Humidity Monitoring board for \bar{P} ANDA*) verwendet. Ein Monitoringssystem für Strahlenschäden wurde ebenfalls integriert. Mit dem Proto192 soll das bestehende Konzept unter realen Experimentbedingungen getestet werden. Dazu wurden bereits Teststrahlzeiten am CERN (Schweiz/Frankreich) und bei ELSA in Bonn genutzt (Stand 2012). In diesem Kapitel werden nun alle relevanten Punkte zum Proto192 im Detail beschrieben.

13.1 Ziele

Eine der zentralen Fragestellungen, die es mit dem Proto192 zu beantworten gilt, bezieht sich auf die in Abschnitt 12.1 diskutierten Anforderungen an das EMC. Im Rahmen

¹In den anfänglichen Planungen des Prototypen (2009) waren 192 Kristalle in dem geometrischen Bereich der Vorwärtsendkappe vorgesehen. Aus diesem Grund wurde der Prototyp Proto192 genannt. Ein umfangreiches Redesign (2010) mit einer Neuordnung der Subunits hatte zur Folge, dass der Prototyp nun 216 Kristalle aufweist. Der Name wurde allerdings beibehalten.

mehrerer Teststrahlzeiten soll unter experimentellen Bedingungen geklärt werden, ob mit der momentanen Auslekette bestehend aus Kristall, Photodetektor, Vorverstärker, Shaper und ADC die geforderte Energie- und Ortsauflösung wie auch Ratenverträglichkeit gegeben ist. Dabei werden die vier möglichen Typen von Photodetektoren getestet, das heißt APDs, VPTs, VPPTs von Hamamatsu Photonics sowie RIE-VPPTs (s. Abschnitt 12.5). Aus den Strahlzeiten soll letztendlich hervorgehen, welcher Photodetektor beziehungsweise welche Photodetektoren später in der Vorwärtsendkappe eingesetzt werden.

In den innersten Ringen der Vorwärtsendkappe ist die jährliche Strahlendosis mit 125 Gy so hoch, dass in diesen Bereichen nur VPTs oder VPPTs verwendet werden können. Zeigt sich aber, dass APDs im Grunde die bessere EMC-Performance liefern, wäre der Einsatz beider Typen von Photodetektor denkbar. In einem solchen nicht unwahrscheinlichen Szenario ergeben sich Übergangsbereiche zwischen den unterschiedlichen Typen von Photodetektoren. Welche Energieauflösung in diesen Bereichen erreichbar ist, ist ein weiterer wichtiger Aspekt.

Der Proto192 beschreibt zudem einen Teil des inneren Randbereichs, nahe dem Loch der Vorwärtsendkappe. In diesen Bereichen ist eine vollständige Rekonstruktion des elektromagnetischen Schauers nicht mehr gegeben. Daher stellt hinsichtlich der Gesamtperformance der Vorwärtsendkappe die Energieauflösung in den Randbereichen einen anderen Punkt dar.

Des Weiteren wurde der Betrieb einer so großen Anzahl an Kanälen zusammen auch nie nicht zuvor getestet. Daher ist das Gesamtzusammenspiel hinsichtlich des Übersprechens und Rauschens im Prototypen sehr interessant.

Mit dem Proto192 sollen außerdem die technische Machbarkeit, also die Umsetzbarkeit des mechanischen und thermischen Konzepts, überprüft und mögliche Schwachstellen identifiziert werden. So lassen sich beispielsweise erste Praxiserfahrungen bei der Subunit-Montage und der schrittweisen Bestückung und Verkabelung des Prototypen sammeln. Zudem soll das gesamte thermische Verhalten des Proto192 im Betrieb über einen längeren Zeitraum getestet werden. Dazu zählt die Luftdichtigkeit und Isolierung des Aufbaus, das Kühlsystem sowie die Temperaturverteilung und -stabilität innerhalb des Kühlvolumens.

Im Proto192 wurden die Spannungs- und Signalübertragung aus dem kalten Inneren nach außen nicht mit Kabeln, sondern mit eigens entwickelten Platinen realisiert. Mit dem Proto192 soll deren Funktionsfähigkeit ebenfalls überprüft und die Machbarkeit für die Vorwärtsendkappe gezeigt werden.

Für die genaue Messung der Kristalltemperaturen wurden flache Temperatursensoren (thinPT) entwickelt, die ebenfalls im Proto192 zum ersten Mal unter realistischen Bedingungen zum Einsatz kommen. Zusammen mit dem für die Auslese verwendeten THMP, der ebenfalls in diesem Betriebsumfang noch nicht zum Einsatz kam, muss die Funktionsfähigkeit dieser Auslekette getestet werden. Das gleiche trifft auf das Monitorierungssystem für Strahlenschäden zu.

13.2 Aufbau

Im Folgenden werden die Geometrie und der mechanische Aufbau des Proto192 kurz vorgestellt. Für eine detaillierte Beschreibung der mechanischen Anforderungen und der Fertigungsprozesse sei an dieser Stelle auf [86] verwiesen.

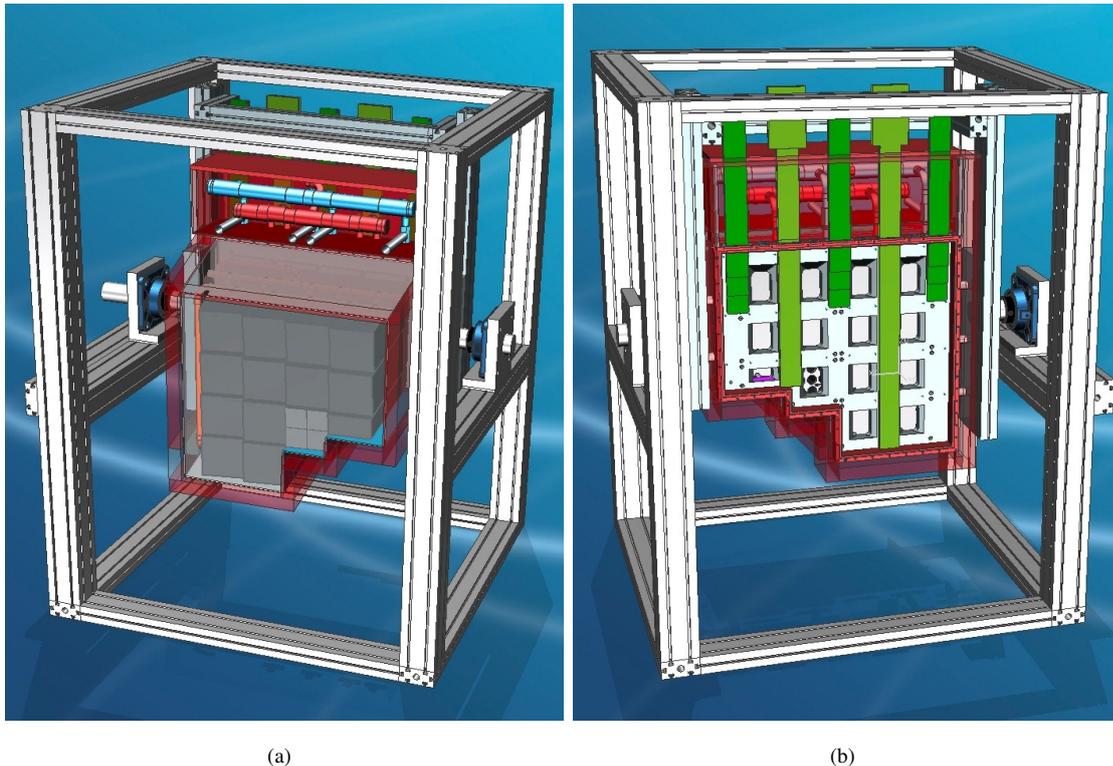
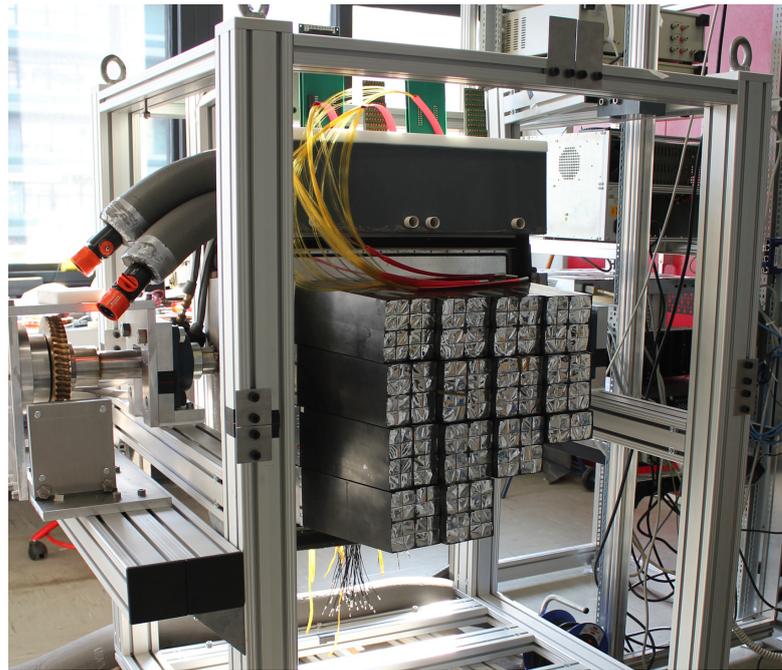


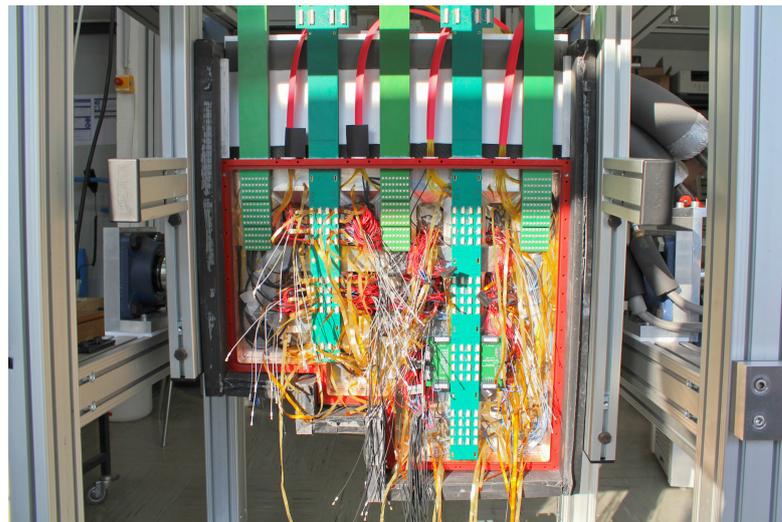
Abb. 13.1: (a) zeigt die Frontansicht. Die Isolierung (rot) ist transparent dargestellt, um einen Blick auf die Subunits zu ermöglichen. Zudem wurde die Frontwand des PVC-Kastens ausgeblendet, um das Verteilersystem sichtbar zu machen. (b) zeigt die entsprechende Rückansicht. Rückplatte und Isolierung sind ausgeblendet. Zu sehen sind der PVC-Rahmen (rot) und die eingesetzten PCBs für die Signale und Spannungsversorgung.

Zur Veranschaulichung ist mit Abbildung 13.1 die CAD-Konstruktionszeichnungen mit nahezu allen Einzelkomponenten gezeigt und mit Abbildung 13.2 der aufgebaute Prototyp im bereits bestückten Zustand. Er weist ein Gesamtgewicht von etwa 350 kg (216 PbWO₄-Kristall \approx 230 kg) auf und ist innerhalb der Halterung drehbar gelagert, damit eine entsprechende Ausrichtung bei Teststrahlzeiten an Beschleunigern oder für Messungen von kosmischer Strahlung möglich ist. Für einen Teil der Haltevorrichtung wurde glasfaserverstärkter Kunststoff (GFK) verwendet, der mit $\lambda = 0,2 - 1,2 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ eine sehr geringe Wärmeleitung aufweist und somit für die nötige thermische Entkopplung sorgt.¹

¹Eine bessere Darstellung der Haltevorrichtung mit GFK ist mit Abbildung 13.7 gegeben.



(a)



(b)

Abb. 13.2: Ansicht des Proto192, bereits bestückt mit allen Subunits. (a) zeigt die Frontansicht des Proto192. Die Fronthülle wurde noch nicht montiert. In dem PVC-Kasten (graue Front) oberhalb der Backplate befindet sich das Verteilersystem der Hauptkühlung. Die von hinten nach vorne gelegten Glasfaserbündel (gelb) werden später in das Monitoringsystem an der Haltestruktur gesteckt. (b) zeigt die entsprechende Rückansicht. Die hohe Kabeldichte ist hier sehr gut zu erkennen. Durch den PVC-Rahmen (rot) auf der Backplate werden die PCBs (grün) und Glasfaserbündel gehalten. Die zwei äußeren PCBs und das mittlere sind die Signal-PCBs, die beiden anderen PCBs werden für die HV/LV-Versorgung und die Sensorsignalübertragung verwendet.

Wie auch in der Vorwärtsendkappe werden die Kabel der Subunits durch Löcher in der Backplate nach hinten durchgeführt. Abbildung 13.3(a) zeigt eine voll bestückte Subunit. Die in Abbildung 13.3(b) gezeigten Glasfaserbündel für das Monitorierungssystem werden erst bei der Endmontage von hinten durch die Löcher der Backplate in die Subunits eingesetzt. Die Spannungsversorgung und Signalübertragung zwischen Innen- und Außenbereich erfolgt über PCB-Platinen, die in einen auf der Backplate vormontierten PVC-Rahmen eingesetzt werden. Für die Durchführung der Glasfasern des Monitorierungssystems sind im PVC-Rahmen weitere Flansche vorhanden. Abbildung 13.2(b) zeigt die vier bereits verlegten Glasfaserbündel, wie sie durch den PVC-Rahmen nach oben hinausgeführt werden. Die zwei eingesetzten HV/LV- und Sensor-PCBs sowie die drei Signal-PCBs sind ebenfalls montiert, wobei die Verkabelung noch nicht erfolgt ist.

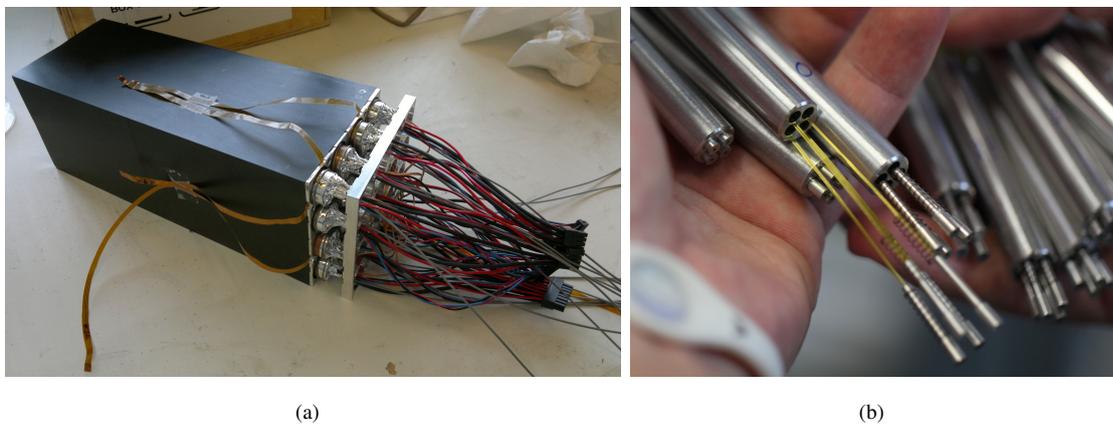


Abb. 13.3: (a) zeigt eine vollständig bestückte Subunit mit VPTs/VPPTs. (b) zeigt die Glasfaserbündel in den dafür vorgesehenen Hülsen vor der Montage in einer Subunit.

Im Betrieb muss der Bereich vor der Backplate (Kristallseite) und dahinter luftdicht abgeschlossen sein. Für den luftdichten Abschluss des vorderen Bereichs wurde eine Fronthülle aus Aluminium und PVC gebaut, die von vorne auf dem äußeren Rand der Backplate verschraubt wird (s. Abb. 13.4). Bei der Konstruktion der Fronthülle musste darauf geachtet werden, dass diese überdruckbeständig ist, da für die Trockenluftspülung des Prototypen ein leichter Überdruck notwendig ist. Hinsichtlich einer möglichst geringen Materialbelegung vor den Kristallen und im seitlichen Bereich des Lochs wurde die Frontwand aus nur 1 mm starkem Aluminium und die Wände zum Loch hin aus 3 mm starkem PVC gefertigt. Für die restlichen Seitenwände wurde 3 mm starkes Aluminium verwendet.

Für den luftdichten Abschluss des hinteren Bereichs wird der zuvor auf die Backplate gesetzte PVC-Rahmen mit einer Rückplatte verschlossen (s. Abb. 13.2(b)). Die bereits erwähnten Durchführungen in dem PVC-Rahmen für PCBs und Glasfaserbündel sind natürlich auch luftdicht ausgeführt.

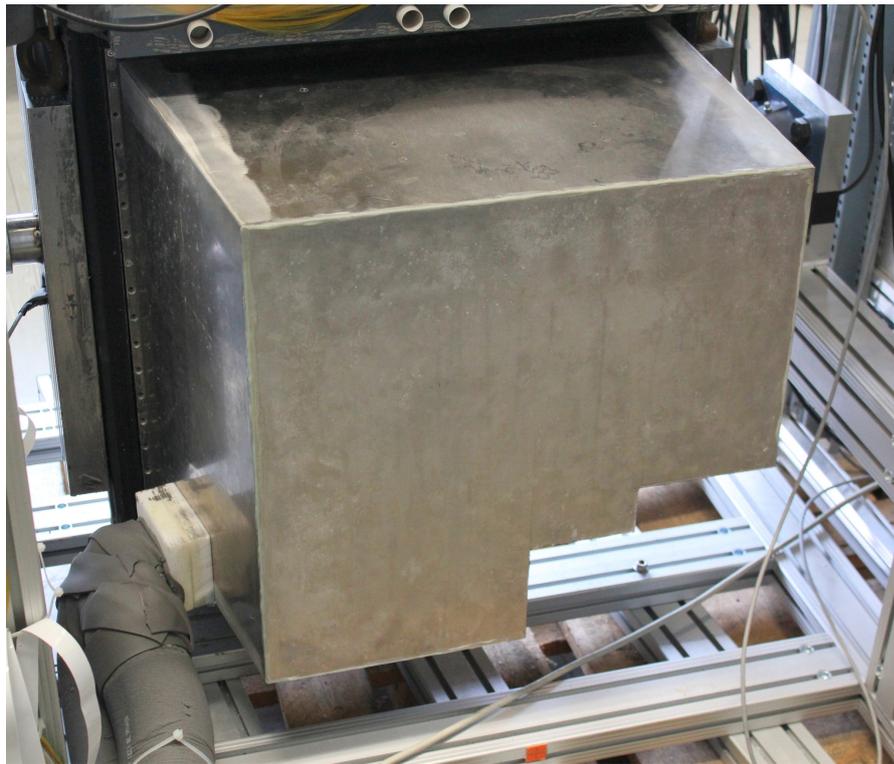


Abb. 13.4: Ansicht der Fronthülle, bereits an der Backplate verschraubt. An der linken unteren Seite der Fronthülle werden die Kühlschläuche der Frontkühlung (innerhalb der Fronthülle) herausgeführt.

Innerhalb des luftdicht abgeschlossenen Detektorvolumens darf keine Eisbildung oder Kondensation auftreten. Als Präventionsmaßnahme wird dieser Bereich mit getrockneter Luft geflutet, so dass die Luftfeuchtigkeit möglichst gering ist ($< 5\%$ bei Raumtemperatur). Ein- und Auslass für das Trockenluft-System befinden sich an der Oberseite der Backplate. Die Trockenluft strömt dabei über den Einlass in die Fronthülle. Durch Lücken innerhalb der Subunits erreicht sie dann den hinteren Bereich und kann durch den Auslass in der Backplate wieder ausströmen.

Die Isolierung stellt einen separaten Teil dar, der sich aus einem Vorder-, einen Mittel- und einem Hinterteil zusammensetzt (s. Abb. 13.5). Der Großteil der Isolierung wurde mit Vakuumisulationspaneelen (VIPs) umgesetzt (vgl. Abschnitt 12.5.2). Für die Vorderseite wurde aus einzelnen VIP-Elementen eine Verkleidung zusammengesetzt, die als Ganzes die Fronthülle isoliert. Die Frontplatte ist dabei 20 mm stark, die Seitenteile 30 mm. Der Mittelteil der Isolierung wurde ebenfalls aus 30 mm starken VIPs angefertigt und umschließt die senkrechten Seitenflächen und die Unterseite der Backplate (Eine U-Form mit zwei Stufen unten). Auf der Oberseite der Backplate ist das Verteilersystem der Hauptkühlung installiert. Eingebettet in einem PVC-Kasten gefüllt mit Aerogel-Granulat ($\lambda = 0,02 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) ist dieser Teil ebenfalls gut isoliert. Die

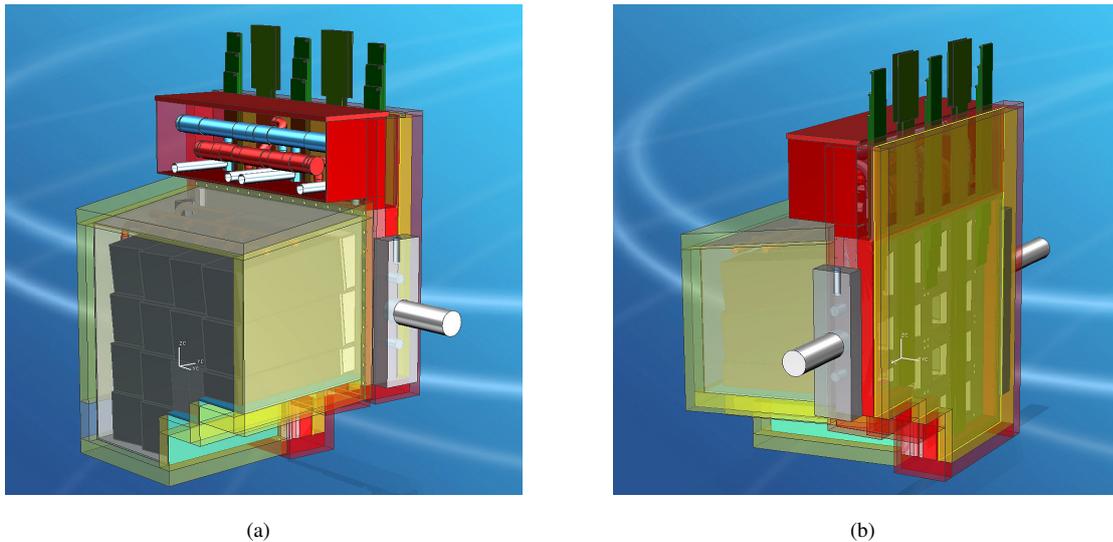


Abb. 13.5: Aufbau der Isolierung des Proto192. In den CAD-Konstruktionszeichnungen wurde die Front- und die Rückisolierung grün hervorgehoben. Der Mittelteil ist in rot dargestellt und verläuft U-förmig um die Seiten der Backplate herum. Front- und Rückisolierung stoßen an diesen Mittelteil an.

Rückplatte der Isolierung besteht wieder aus 30 mm starken VIPs. Die durch den PVC-Rahmen nach oben herausgeführten PCBs und Glasfaserbündel verlaufen zwischen dem isolierten Verteilersystem und der rückwärtigen Isolierung. Dieser schwer zu isolierende Zwischenraum wurde mit Aerogel verfüllt, da er zu jeder Zeit einfach zugänglich sein muss. Die Isolationsverkleidung vorne und hinten ist abnehmbar. Lediglich der Mittelteil der Isolierung ist fest montiert.

13.3 Thermische Auslegung

Die benötigte Kühlleistung des Proto192 ergibt sich aus der Summe der einzelnen Wärmequellen. Dabei sind die äußeren Gegebenheiten und der damit verbundene Wärmefluss von außen, interne Wärmequellen wie die Vorverstärker als auch Wärmebrücken wie die Halterung oder die PCBs zu berücksichtigen, welche im Folgenden kurz zusammengefasst werden. Eine entsprechende Übersicht ist mit Tabelle 13.1 gegeben.

Wärmefluss von außen

Für eine obere Abschätzung des Wärmeflusses von außen wird eine vollständig VIP-Isolierung angenommen ($\lambda = 0,0053 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$). Basierend auf den in [71] durchgeführten Berechnungen ergibt sich unter der Annahme einer Außentemperatur von 25°C und einer Kristall-Temperatur von -25°C (Temperaturdifferenz 50°C) bei einer Isolationsstärke von 20 mm beziehungsweise 30 mm eine Wärmeleistungsflächendichte von

10 W/m² beziehungsweise 9 W/m². Bei einer Gesamtoberfläche des Proto192 von etwa 1 m² dringen demnach etwa 10 W in den Proto192 von außen ein.

Interne Wärmequellen

Als interne Wärmequellen tragen lediglich die Vorverstärker und Spannungsteiler zur Gesamtlast bei. APD-Kanäle weisen pro Kristall zwei APDs auf und damit auch zwei Vorverstärker. VPT/VPPT-Kanäle besitzen hingegen nur einen Vorverstärker, aber dafür einen Spannungsteiler. Die Photodetektoren selber stellen keine Wärmequellen dar. Vorverstärker weisen unter Last eine Verlustleistung von 100 mW, die Spannungsteiler 40 mW auf. Für 18 Kristalle mit APD-Auslese und 94 Kristalle mit VPT/VPPT-Auslese (insgesamt 112 Kristalle mit Photodetektoren bestückt) ergibt sich für den Proto192 eine Verlustleistung von etwa 17 W.

Wärmebrücken

Die GFK-Stangen der Halterungskonstruktion stellen beispielsweise eine direkte Wärmebrücke dar. Mit einer Wärmeleitung von $\lambda_{\text{GFK}} = 1,2 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, einem Durchmesser von 20 mm und einer Temperaturdifferenz von 50 °C entlang einer Strecke von 30 mm ergibt sich gemäß $Q = \lambda \cdot A \cdot \ell^{-1} \cdot \Delta T$ für die fünf GFK-Stangen ein Wärmeübertrag von lediglich 3 W.

Die PCBs stellen eine weitere Wärmebrücke dar. Es gibt im Proto192 neun Signal-PCBs (aufgeteilt auf drei Einschübe im PVC-Rahmen), zwei HV/LV-PCBs und zwei Sensor-PCBs. Aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit von Kupfer mit $\lambda_{\text{Cu}} = 399 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ stellt der Kupferanteil der einzelnen Platinen die entscheidende Größe dar. Die Kupferquerschnittsfläche eines Signal-PCBs beträgt 11 mm², die eines HV/LV-PCBs 9 mm² und die eines Sensor-PCBs 4,5 mm². Für den Proto192 ergibt sich damit eine Gesamtfläche von 126 mm². Später in der Vorwärtsendkappe muss ein PCB aus Platzgründen bereits nach kürzester Strecke (50 mm) Raumtemperatur erreicht haben. Momentan ist im Prototypen eine isolierte Strecke von etwa 200 mm dafür vorgesehen. Eine Umsetzung kürzerer Aufwärmstrecken steht noch aus. Bei einer Strecke von 200 mm beträgt die Wärmeleistung 13 W.

Kühlleitungen

Für die insgesamt benötigte Kühlleistung müssen auch die Wärmeeinbußen durch die Isolierung der Kühlleitungen für die Front- und Hauptkühlung berücksichtigt werden. Für die Frontkühlung wurden die Kühlleitungen ($d = 18 \text{ mm}$) mit einer 20 mm starken Standard-Schlauchisolierung isoliert. Für die Kühlleitungen der Hauptkühlung ($d = 28 \text{ mm}$) wurde eine 30 mm starke Schlauchisolierung verwendet. Der entsprechende

Wärmeverlust beträgt etwa 5 Wm^{-1} . Bei 5 m langen Zu- und Ableitungen ergibt sich eine Verlustleistung von jeweils 50 W für Front- und Hauptkühlung.

Tab. 13.1: *Thermische Auslegung des Proto192 mit der benötigten Kühlleistung.*

Wärmequelle	Leistung
Wärmefluss von außen	10 W
Intern	17 W
Wärmebrücke Haltestruktur	3 W
Wärmebrücke PCBs	13 W
Kühlleitungen	100 W
Gesamt	143 W

13.4 Kühlsystem

Entsprechend dem in Abschnitt 12.5.2 vorgestellten thermischen Konzept der Vorwärtsendkappe besteht das gesamte Kühlsystem des Proto192 aus einer Hauptkühlung, integriert in die Backplate, und einer Frontkühlung innerhalb der Fronthülle, die in den folgenden beiden Abschnitten im Detail behandelt werden. Zudem gibt es noch ein gekühltes Trockenluftsystem, welches in [76] vorgestellt ist. Jedes dieser drei Untersysteme wird unabhängig voneinander jeweils mit einem eigenen Kühlaggregat betrieben. Für die Hauptkühlung wird das Temperiersystem Presto LH47 der Firma Julabo eingesetzt [90]. Die Frontkühlung und das gekühlte Trockenluftsystem werden mit Kälte-Umwälzthermostaten des Typs FP50-HL [91] ebenfalls der Firma Julabo betrieben. Alle weisen eine Temperaturkonstanz von $\pm 0,01 \text{ }^\circ\text{C}$ auf. Der Presto LH47 kann bei $-30 \text{ }^\circ\text{C}$ noch eine Kühlleistung von etwa 450 W aufbringen. Der maximale Druck beträgt 1,7 bar und der maximale Förderstrom beläuft sich auf $30 \text{ } \ell/\text{min}$. Der FP50-HL kann bei $-30 \text{ }^\circ\text{C}$ noch eine Kühlleistung von etwa 320 W aufbringen. Der maximale Druck beträgt 1,1 bar und der maximale Förderstrom beläuft sich auf $26 \text{ } \ell/\text{min}$. Als Kühlmittel kommt überall eine Mischung aus Methanol und Wasser (1:1 Volumenverhältnis) zum Einsatz. Durch die drei unabhängigen Kühlkreisläufe ist eine individuelle Einstellung einfach umzusetzen. Bisher wird das Kühlsystems nicht im eigentlichen Sinne geregelt, vielmehr wird die intern geregelte Badtemperatur der Kühlaggregate als Einstellgröße genutzt.¹

¹Eine einheitliche Regelung aller drei Kühlkreisläufe ist momentan in Arbeit (Stand 2012).

13.4.1 Hauptkühlung

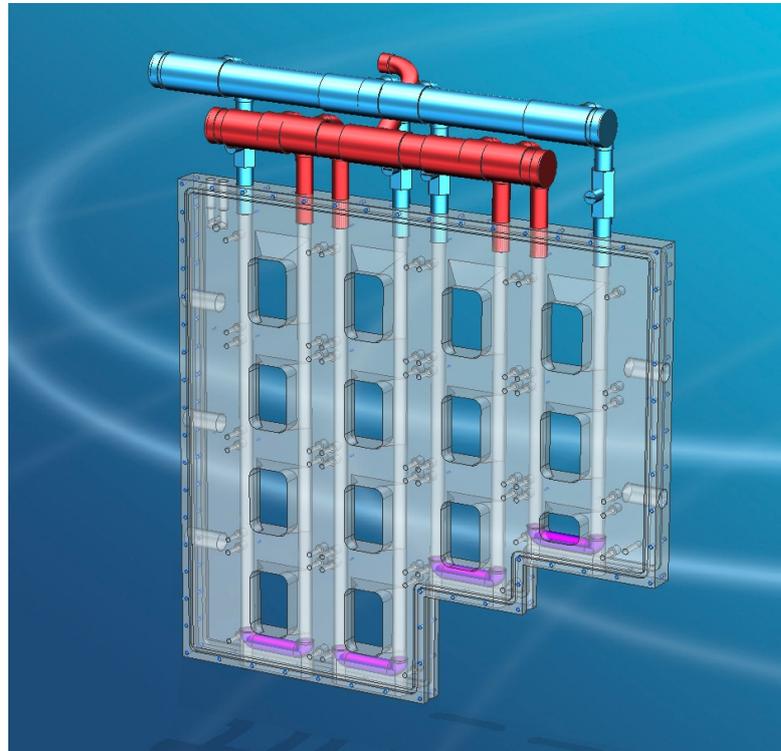


Abb. 13.6: CAD-Konstruktionszeichnung der Hauptkühlung. Durch die transparente Backplate werden die einzelnen senkrechten Bohrungen für die Kühlung sichtbar. Die Umlenkrohre (violett) unterhalb der Backplate sind ebenfalls eingezeichnet. Das Verteilersystem befindet sich oberhalb der Backplate. Der Zulaufverteiler (blau) wird von der linken Stirnseite gespeist. Der Auslass des Ablaufverteilers (rot) befindet sich mittig am Verteilerrohr.

Die Hauptkühlung des Proto192 wurde vollständig in die 30 mm starke Backplate aus Aluminium integriert. Dazu wurde die Backplate mit langen Bohrungen eines Durchmessers von 15 mm versehen, so dass der bestmögliche Kontakt zwischen Kühlmittel und Backplate besteht. Abbildung 13.6 zeigt zur Veranschaulichung die entsprechende CAD-Konstruktionszeichnung. Insgesamt wurden acht Langbohrungen in die Backplate gesetzt. Auf der Unterseite der Backplate werden Umlenkrohre eingesetzt, so dass sich vier Kühlschleifen ergeben, welche über ein Verteilersystem oberhalb der Backplate versorgt werden. Die einzelnen Kühlschleifen sind dabei parallel geschaltet, damit das Kühlmittel eine möglichst kurze Wegstrecke zurücklegt und eine ausreichende Temperaturhomogenität auf der Backplate erreicht wird, vorausgesetzt, dass der Volumenfluss in allen Kühlschleifen gleich groß ist. Daher musste zunächst ein entsprechendes Verteilersystem bestehend aus Zu- und Ablaufverteiler entwickelt und getestet werden, zumal die einzelnen Kühlschleifen unterschiedliche Längen aufweisen. Bezogen auf Abbildung 13.6 wird der Einlass des Zulaufverteilers (blau) am linken Ende stirnseitig positioniert und der Auslass des Ablaufverteilers (rot) befindet sich mittig

vom Rohr. Dieses Konzept wurde anhand eines Prototypen überprüft. Aus Kupferrohren wurde eine exakte Nachbildung der Hauptkühlung, wie sie für den Proto192 geplant ist, angefertigt und mit einem Ultraschall-Durchflussmessgerät der Volumenfluss in den einzelnen Kühlschleifen gemessen. Bei der in die Backplate integrierten Hauptkühlung ist dies nicht mehr möglich. Der Durchfluss wird mit dem MINISONIC P der Firma Ultraflux [92] mittels der Laufzeitdifferenz von Ultraschallimpulsen gemessen. Getestet wurden Volumenflüsse im Bereich von 5 ℓ/min bis 25 ℓ/min , wobei als Flussmedium Wasser und nicht wie später im Kühlsystem eine 1:1-Volumenmischung Methanol/Wasser zum Einsatz kam, was allerdings keinen Unterschied machen sollte. Für den untersuchten Volumenflussbereich wurde zwischen den gemessenen Volumenflüssen in den vier Kühlschleifen eine maximale relative Abweichung von 3 % festgestellt, was lediglich 0,75 % des Gesamtflusses ausmacht. Abbildung 13.7 zeigt die Backplate mit dem getesteten Verteilersystem. Das gesamte Verteilersystem ist aus rostfreiem Stahl (V2A) gefertigt. Für eine spätere Flusssteuerung innerhalb der einzelnen Kühlschleifen wurden unterhalb des Zulaufverteilers vier einstellbare Ventile eingebaut.¹

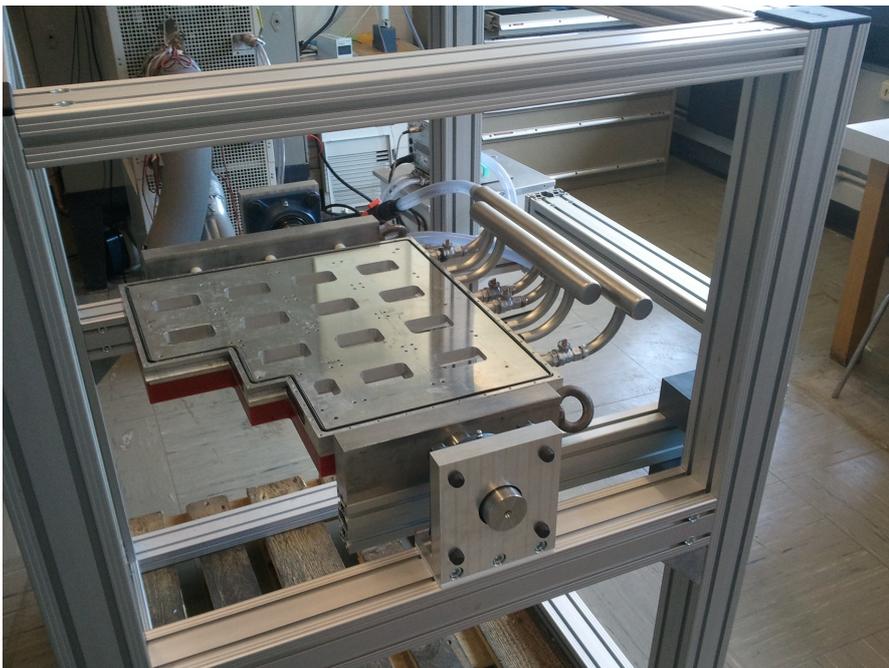


Abb. 13.7: Ansicht der Hauptkühlung des Proto192. Das Verteilersystem mit Ventilen zur Steuerung des Flusses wie auch die Umlenkrohre sind bereits eingesetzt. Zudem sind die GFK-Stäbe der Haltestruktur, die der thermischen Entkopplung des Prototypen dienen, zu sehen.

13.4.2 Frontkühlung

Die Frontkühlung soll die von vorne in den Aufbau eindringende Wärme vor Erreichen der Kristallen ableiten, aber auch einen zusätzlichen Kühleffekt auf die Kristalle erzie-

¹Bisher wurden diese aber noch nie benötigt. (Stand 2012)

len. Dazu wurde die Frontkühlung von innen in die Fronthülle montiert (s. Abb. 13.8). Das Konzept der Frontkühlung orientiert sich hinsichtlich des Verteilersystems und der parallel geschalteten Kühlschleifen an dem der Hauptkühlung. Aufgrund der maximalen Stärke der aktiven Isolierung (Isolierung und Kühlung) vor den Kristallen von 30 mm (s. Abschnitt 12.5.2) stehen mit der VIP-Isolierung von 20 mm und der 1 mm starken Frontfläche der Fronthülle nur noch 9 mm für die Kühlschleifen der Frontkühlung zur Verfügung. Zudem sollte das verwendete Material eine für PANDA ausreichende Strahlenhärte und eine möglichst große Strahlungslänge aufweisen. Aus diesem Grund wurden Schläuche aus Polyurethan (PU) verwendet. Mit einem Schlauchaußendurchmesser von 8 mm ergibt sich eine Gesamthöhe von 29 mm für die Isolierungs-Kühlungs-Einheit. Das unter der oberen Seitenwand der Fronthülle montierte Verteilersystem versorgt insgesamt fünf Kühlschleifen parallel. Eine Messung der Volumenflüsse in den einzelnen Kühlschleifen ist aufgrund des zu kleinen Schlauchdurchmessers nicht möglich.¹



Abb. 13.8: Blick in die Fronthülle mit der Frontkühlung. Die PU-Schläuche wurden fest an die Frontfläche geklebt. Das Verteilersystem befindet sich unterhalb der Oberseite der Fronthülle. Die Zu- und Ableitung erfolgt durch die Seite der Fronthülle.

13.5 Sensorik und Auslese

Aus Abschnitt 12.3 geht eine Temperaturstabilität von 0,1 °C als Anforderung an das EMC hervor. Daher sollte das Auflösungsvermögen der Temperaturmessung besser als 0,1 °C sein, angestrebt ist eine Genauigkeit von 0,05 °C. Für die Temperaturmessung mit einem PT100, einem Widerstandstemperatursensor, der bei 0 °C einen Widerstand von 100 Ω besitzt, bedeutet dies, dass die damit verbundene Widerstandsmessung eine

¹Die Kühlttests zeigen trotzdem eine ausreichende Temperaturhomogenität der Frontfläche.

Genauigkeit von $0,02\ \Omega$ oder besser aufweisen muss. Bei einem konstanten Messstrom von üblicherweise $1\ \text{mA}$ muss nach dem Ohmschen Gesetz die über den Temperatursensor abfallende Spannung auf $20\ \mu\text{V}$ genau bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurde das Temperature and Humidity Monitoring board for $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ (THMP) entwickelt, mit dem sich Temperatur-, Luftfeuchtigkeits- und Drucksensoren auslesen lassen. Mit dem THMP lassen sich die Temperaturen mit einer Genauigkeit von $\pm 0,02\ \text{°C}$ und einer Frequenz von $0,2\ \text{Hz}$ messen. Die eigentliche Auslese, Steuerung und Archivierung erfolgt über das auf EPICS (Experimental Physics and Industrial Control System) [93] basierende Slow Control System [94].

Für die Temperaturmessung an den Kristallen mussten eigens Temperatursensoren entwickelt werden, die dünn genug sind, um sie zwischen den Kristallen innerhalb einer Subunit zu verbauen. Abbildung 13.9 zeigt einen solchen Temperatursensor, im Folgenden als thinPT bezeichnet. Vereinfacht dargestellt beschreiben diese insgesamt $160\ \mu\text{m}$ hohen Temperatursensoren eine Sandwichkonstruktion aus einer $55\ \mu\text{m}$ dicken selbstklebenden Kapton-Folie, einem $25\ \mu\text{m}$ dicken Platindraht und einer $43\ \mu\text{m}$ dicken kupferbeschichteten Folie [86]. Die thinPT-Temperatursensoren wurden gezielt für Vierleitermessungen ausgelegt. Mit einer Zwei- oder Dreileitermessung lässt sich die angestrebte Messgenauigkeit nicht erzielen. Da der Widerstand der selbst gebauten thinPTs untereinander um mehrere Ohm variiert, ist eine individuelle Kalibrierung notwendig [86, 95]. Im Proto192 wurden etwa 80 thinPTs verbaut. Für die Temperaturmessungen an der Backplate und Frontkühlung sowie außerhalb des Prototypen wurden kommerzielle PT100 verwendet.



Abb. 13.9: Ansicht eines selbst gebauten thinPT zur Temperaturmessung.

14 Thermisches Verhalten des Proto192

Einer der zentralen Punkte dieser Arbeit ist die Umsetzbarkeit des thermischen Konzepts. Daher wurde das thermische Verhalten des Proto192 im Betrieb (bei $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$) über einen Zeitraum von acht Tagen untersucht.¹ Dazu zählt eine qualitative Überprüfung der Isolierungseigenschaften sowie eine detaillierte Untersuchung der Temperaturverteilung und -stabilität innerhalb des Proto192. Das entsprechende Messprogramm ist dabei folgendermaßen aufgebaut:

Zunächst wurde der Proto192 auf $23\text{ }^{\circ}\text{C}$ stabilisiert und mit Trockenluft gespült. Innerhalb des abgeschlossenen Detektorvolumens konnte bei $23\text{ }^{\circ}\text{C}$ eine relative Luftfeuchtigkeit zwischen 5 % und 10 % erreicht werden. Bei $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ betrug die relative Luftfeuchtigkeit nicht mehr als 12 %. Dies entspricht einem Taupunkt von etwa $-46\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Die Zeitkonstante für den Kühlprozess ist eine wichtige Größe für die spätere Auslegung der Regelung. Nach Erreichen eines Temperaturgleichgewichts wurde in diesem Zustand die Temperaturverteilung sowie -stabilität über 24 Stunden genauer untersucht. Anschließend wurde die Nieder- und Hochspannungsversorgung der Vorverstärker und Photodetektoren sowie das Lichtpulsersystem (Rate 2 kHz, Energieäquivalent 10 – 15 GeV) eingeschaltet, um den Einfluss der Vorverstärker auf die Temperatur der Kristalle zu untersuchen. Abschließend wurde noch die Kühlung des Trockenluftsystems und der Frontkühlung abgeschaltet, um deren Einflüsse zu untersuchen. Während der ganzen Messung betrug die Außentemperatur im Mittel $(21,84 \pm 0,31)\text{ }^{\circ}\text{C}$. Abbildung 14.1 zeigt den Temperaturverlauf eines thinPT-Sensors an der Stelle X5:Y4:F:FB über nahezu den gesamten Messzeitraum.

An dieser Stelle sei, aufbauend auf dem in Abschnitt 12.5.3 vorgestellten Nomenklaturschema der Subunits und Kristalle, die Bezeichnung der Temperatursensoren erläutert. Entsprechend dem $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Koordinatensystem wird der Proto192 immer von vorne betrachtet, also mit Blick auf die Kristalle. So handelt es sich beispielsweise bei X5:Y4:F:FB um den thinPT-Sensor, der in Subunit X5:Y4 an Kristall F an der Stelle FB befindet, d.h. vorne (Front) auf der Unterseite (Bottom) des Kristalls. Damit gibt der erste Buchstabe an, ob sich der Sensor vorne, mittig oder hinten auf dem Kristall befindet (Front, Middle, Back). Der zweite Buchstabe gibt an, ob sich der Sensor oberhalb (Top), unterhalb (Bottom), linksseitig (Left) oder rechtsseitig (Right) des Kristalls befin-

¹Die interne Badtemperatur der Kühlaggregate für die Haupt- und Frontkühlung sowie für die Kühlung der Trockenluftspülung wurden auf $-27\text{ }^{\circ}\text{C}$ eingestellt. Dabei erreichen die Kristalle etwa $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$.

14.1 Abkühlprozess

Eine charakteristische Größe des Proto192, die es zu bestimmen gilt, ist die Zeitkonstante des Systems. Diese lässt sich aus dem zeitlichen Verlauf der Temperatur an den Kristallen während des Abkühlprozesses bestimmen. Aus der Anpassung einer Exponentialfunktion der Form

$$T(t) = a + b \cdot e^{-t/\tau} \quad (14.1)$$

lässt sich die Zeitkonstante τ bestimmen. Abbildung 14.3 zeigt exemplarisch den Verlauf der Kristalltemperatur während des Abkühlprozesses für den Sensor X5:Y4:F:FB sowie die Anpassung. Die Zeitkonstante τ beschreibt die Zeit, bis die Temperatur um

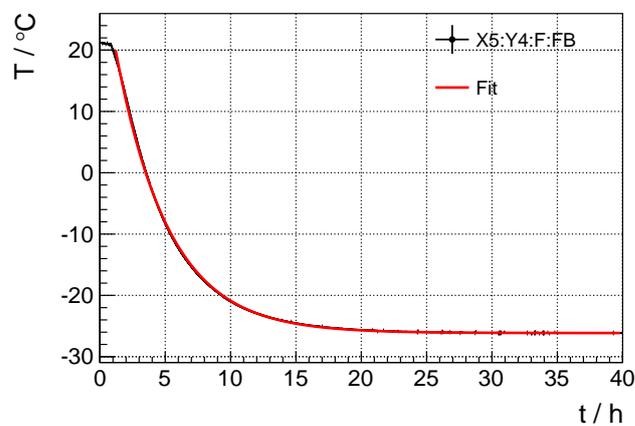


Abb. 14.3: Verlauf der Kristalltemperatur während des Abkühlprozesses für den Sensor X5:Y4:F:FB sowie die Anpassung (rot).

36,79 % der Differenz zwischen Anfangstemperatur und Gleichgewichtstemperatur gefallen ist. Hinsichtlich einer geforderten Temperaturstabilität von $\pm 0,1$ °C ist die benötigte Zeit für die Annäherung bis auf $0,05$ °C an die Gleichgewichtstemperatur interessant, die sich aus Gleichung 14.1 ergibt:

$$t_{0,05} = \frac{\ln\left(\frac{0,05}{b}\right)}{\tau} \quad (14.2)$$

In Tabelle 14.1 sind diese beiden Größen für die 59 funktionsfähigen thinPT-Sensoren aufgelistet. Die maximale Zeit für die Annäherung bis auf $0,05$ °C an die Gleichgewichtstemperatur beträgt mit thinPT-Sensor X4:Y3:B:FR $t_{0,05} = 30,12$ h. Dabei handelt es sich um einen Sensor, der vorne am Kristall die Temperatur misst. Eine genauere Betrachtung der Zeiten zeigt, dass die Sensoren vorne an den Kristallen systematisch größere Werte für $t_{0,05}$ aufweisen als die an den Enden der Kristalle. Im Mittel brauchen die hinteren Enden der Kristalle $(26,1 \pm 1,5)$ Stunden zum Erreichen des Gleichgewichts,

wohingegen der Vorderteil der Kristalle ($28,2 \pm 1,5$) Stunden benötigt. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass die Kristalle überwiegend über die Backplate und die Alveole gekühlt werden und die Frontkühlung keinen direkten Kontakt zu den Kristallen und Alveolen hat.

Tab. 14.1: Übersicht der Zeitkonstanten sowie der benötigten Zeiten für die Annäherung bis auf $0,05^\circ\text{C}$ an die Gleichgewichtstemperatur für die 59 thinPT-Sensoren.

Subunit	PbWO ₄	thinPT	τ / h	$t_{0,05}$ / h
X5:Y4	F	FB	4,06	28,84
	F	BR	3,99	25,50
	8	FL	4,17	28,47
	D	BB	4,09	28,62
	1	FT	4,09	27,65
X5:Y3	F	FB	4,07	29,11
	F	BR	4,08	25,84
	C	BL	4,27	26,33
	4	BL	4,14	26,47
	4	FL	4,23	29,06
	3	FR	4,10	29,32
X5:Y2	F	BR	3,95	25,09
	D	FB	4,01	27,85
	8	BL	4,08	25,12
	2	BT	4,04	26,00
X5:Y1	C	BB	3,81	22,86
	B	BR	3,77	26,16
	1	BT	3,90	24,68
X4:Y4	C	FL	4,12	29,26
	2	FT	4,20	28,77
	0	BT	4,14	25,99
X4:Y3	B	FR	4,16	30,12
	9	MR	4,09	29,08
	4	BL	4,06	27,32
	3	BR	4,09	27,68
	1	FT	4,15	29,97
X4:Y2	B	FL	4,08	29,23
	B	BR	4,06	26,53
	4	BL	4,00	26,28
	2	FT	4,13	29,80

Subunit	PbWO ₄	thinPT	τ / h	$t_{0,05}$ / h
X4:Y1	E	BB	3,84	23,98
	D	FB	3,82	25,89
	B	BR	3,83	24,28
	8	FL	3,84	26,37
	7	FR	3,89	26,84
X3:Y4	E	FB	4,10	29,24
	B	BR	4,03	26,12
	2	FT	3,92	27,02
	0	FT	4,12	28,18
X3:Y3	D	FB	4,16	29,93
	6	ML	4,08	29,13
	6	FT	4,09	29,18
X3:Y2	E	FB	4,15	28,90
	E	BT	4,15	26,86
	B	BR	4,05	26,30
	2	FT	4,17	29,73
	1	BT	4,13	27,35
X2:Y4	F	FR	4,04	27,56
	3	FT	3,74	24,99
	3	BR	3,89	24,22
	1	BT	3,81	24,09
X2:Y3	E	BB	4,08	28,19
	C	FB	4,06	28,65
	C	BL	4,10	28,94
	B	BR	4,19	28,39
	B	FR	4,12	26,02
X2:Y2	7	FB	4,05	26,52
	7	BR	3,96	24,13
	4	FB	4,05	27,66

14.2 Gleichgewichtszustand

Die beiden entscheidenden Größen hinsichtlich der thermischen Anforderungen sind die Temperaturverteilung entlang eines Kristalls, also der Temperaturgradient, sowie die zeitliche Temperaturstabilität. Für eine genauere Untersuchung dieser Aspekte wurde der Proto192 über 24 Stunden im Temperaturgleichgewicht gehalten, wobei die Nieder- und Hochspannung sowie das Lichtpulsersystem ausgeschaltet waren.

14.2.1 Haupt- und Frontkühlung

Grundvoraussetzung für das Erreichen der geforderte Temperaturuniformität und -stabilität der Kristalle ist, dass dies auch für Haupt- und Frontkühlung gilt. Tabelle 14.2 und 14.3 zeigen die über 24 Stunden gemittelten Temperaturen der Backplate und Frontkühlung.¹ Die Standardabweichungen der mittleren Temperaturen ist ein Maß für die Temperaturstabilität. Je kleiner die Standardabweichung ist, desto kleiner sind auch die Temperaturschwankungen. Für Front- und Hauptkühlung ist $\sigma \leq 0,02 \text{ } ^\circ\text{C}$, was bereits der Auflösung des THMP \bar{P} entspricht. Zudem ist in den Tabellen die Differenz zwischen niedrigster und höchster gemessener Temperatur ΔT_{\max} angegeben. Diese maximale Temperaturvariation ist innerhalb der 24 Stunden nicht größer $0,10 \text{ } ^\circ\text{C}$ gewesen. Hinsichtlich einer geforderten Temperaturstabilität von $\pm 0,1 \text{ } ^\circ\text{C}$ beziehungsweise $\Delta T_{\max} \leq 0,2 \text{ } ^\circ\text{C}$ entspricht die Kühlung den Anforderungen.

Die Temperaturen auf den Flächen der Haupt- und Frontkühlung sind zudem homogen verteilt. Für die Hauptkühlung ergibt sich im Gleichgewicht unter Betrachtung aller Temperatursensoren auf der Backplate über 24 Stunden eine mittlere Temperatur von $(-26,28 \pm 0,28) \text{ } ^\circ\text{C}$ und für die Frontkühlung $(-25,31 \pm 0,34) \text{ } ^\circ\text{C}$.

Tab. 14.2: Temperaturen auf der Backplate.

Backplate	T / $^\circ\text{C}$	ΔT_{\max} / $^\circ\text{C}$
X5:Y4	$-26,14 \pm 0,02$	0,06
X5:Y1	$-26,54 \pm 0,02$	0,06
X4:Y4	$-26,63 \pm 0,01$	0,06
X4:Y1	$-26,54 \pm 0,01$	0,04
X3:Y2	$-25,94 \pm 0,01$	0,04
X2:Y4	$-25,96 \pm 0,01$	0,06
X2:Y2	$-26,38 \pm 0,01$	0,04

Tab. 14.3: Temperaturen auf der Frontfläche.

Front	T / $^\circ\text{C}$	ΔT_{\max} / $^\circ\text{C}$
X5:Y4	$-25,00 \pm 0,01$	0,10
X5:Y1	$-24,89 \pm 0,01$	0,08
X5:Y4	$-25,17 \pm 0,01$	0,04
X5:Y1	$-24,99 \pm 0,02$	0,08
X4:Y4	$-25,55 \pm 0,01$	0,06
X4:Y1	$-25,43 \pm 0,01$	0,04
X3:Y4	$-25,26 \pm 0,01$	0,02
X3:Y2	$-25,13 \pm 0,01$	0,02
X2:Y4	$-25,98 \pm 0,02$	0,01
X2:Y2	$-25,72 \pm 0,01$	0,04

14.2.2 Kristalle

Tabelle 14.4 zeigt die mittleren Temperaturen und die Differenzen zwischen niedrigster und höchster gemessener Temperatur ΔT_{\max} für alle 59 thinPT-Sensoren. Die zeitliche Temperaturstabilität der Kristalle entspricht mit $\sigma \leq 0,02 \text{ } ^\circ\text{C}$ und $\Delta T_{\max} \leq 0,10 \text{ } ^\circ\text{C}$ der der Haupt- und Frontkühlung. Für eine bessere Übersicht der räumlichen Temperatur-

¹Die in den Tabellen gegebenen Subunitzugehörigkeiten stellen lediglich eine grobe Positionsbeschreibung dar.

verteilung im Prototypen wurden die mittleren Temperaturen der Subunits angegeben (s. Tab. 14.4). Daraus lässt sich ein Temperaturanstieg von den oberen Subunits zu den unteren Subunits erkennen (maximal $1,35 \pm 0,23$ °C bei Spalte X4). Dies rührt vom Aufbau des Proto192 her. Zum einen befindet sich das Verteilersystem der Frontkühlung direkt oberhalb der ersten Subunitreihe (Zeile Y4). Zum anderen besteht der Lochbereich aus PVC und hält damit die Wärme von den unteren Subunits nicht so gut ab wie die restlichen Seiten aus Aluminium.

Die Subunit X4:Y3 ist mit $(-26,18 \pm 0,22)$ °C am kältesten. Sie ist von allen Seiten mit anderen Subunits umgeben und relativ weit von dem inneren Lochbereich entfernt. Generell geht aus den Temperaturverteilungen hervor, dass die Subunits, die sich an den Aluminiumseiten der Fronthülle befinden, ausreichend isoliert und gekühlt werden. Dies schließt die gesamte X5-Spalte und Y4-Zeile sowie die Subunit X2:Y3 ein. Der Lochbereich mit den Subunits X2:Y2, X3:Y2, X4:Y2 und X4:Y1 ist hingegen stellen-

Tab. 14.4: Übersicht der mittleren Temperaturen T und der Differenzen zwischen niedrigster und höchster Temperatur ΔT_{\max} aller 59 thinPT-Sensoren sowie die mittlere Temperatur der Subunits T_{Subunit} (ausgeschaltete HV/LV).

Subunit	PbWO ₄	thinPT	T / °C	ΔT_{\max} / °C	T_{Subunit} / °C
X5:Y4	F	FB	$-26,14 \pm 0,02$	0,06	$-26,03 \pm 0,16$
	F	BR	$-26,20 \pm 0,02$	0,06	
	8	FL	$-25,75 \pm 0,02$	0,06	
	D	BB	$-26,07 \pm 0,02$	0,08	
	1	FT	$-25,99 \pm 0,02$	0,08	
X5:Y3	F	FB	$-25,96 \pm 0,02$	0,06	$-25,92 \pm 0,21$
	F	BR	$-26,06 \pm 0,01$	0,04	
	C	BL	$-25,91 \pm 0,01$	0,04	
	4	BL	$-26,25 \pm 0,01$	0,06	
	4	FL	$-25,70 \pm 0,01$	0,06	
	3	FR	$-25,62 \pm 0,02$	0,08	
X5:Y2	F	BR	$-25,64 \pm 0,01$	0,04	$-25,47 \pm 0,13$
	D	FB	$-25,47 \pm 0,01$	0,04	
	8	BL	$-25,27 \pm 0,01$	0,06	
	2	BT	$-25,50 \pm 0,01$	0,06	
X5:Y1	C	BB	$-25,25 \pm 0,01$	0,02	$-25,28 \pm 0,20$
	B	BR	$-25,06 \pm 0,01$	0,04	
	1	BT	$-25,54 \pm 0,01$	0,04	
X4:Y4	C	FL	$-25,97 \pm 0,02$	0,08	$-26,06 \pm 0,15$
	2	FT	$-25,94 \pm 0,01$	0,04	
	0	BT	$-26,28 \pm 0,01$	0,06	

Subunit	PbWO ₄	thinPT	T / °C	ΔT _{max} / °C	T _{Subunit} / °C
X4:Y3	B	FR	-25,81 ± 0,01	0,04	-26,18 ± 0,22
	9	MR	-26,20 ± 0,01	0,04	
	4	BL	-26,50 ± 0,01	0,04	
	3	BR	-26,20 ± 0,01	0,04	
	1	FT	-26,18 ± 0,01	0,04	
X4:Y2	B	FL	-24,83 ± 0,01	0,06	-25,30 ± 0,66
	B	BR	-26,09 ± 0,02	0,06	
	4	BL	-25,80 ± 0,01	0,04	
	2	FT	-25,99 ± 0,02	0,05	
X4:Y1	E	BB	-24,58 ± 0,01	0,06	-24,71 ± 0,18
	D	FB	-24,43 ± 0,01	0,04	
	B	BR	-24,91 ± 0,02	0,06	
	8	FL	-24,88 ± 0,01	0,04	
	7	FR	-24,75 ± 0,02	0,06	
X3:Y4	E	FB	-25,52 ± 0,01	0,06	-25,61 ± 0,32
	B	BR	-25,78 ± 0,01	0,04	
	2	FT	-25,14 ± 0,01	0,06	
	0	FT	-25,99 ± 0,01	0,06	
X3:Y3	D	FB	-25,80 ± 0,02	0,10	-25,99 ± 0,13
	6	ML	-26,08 ± 0,01	0,04	
	6	FT	-26,09 ± 0,02	0,06	
X3:Y2	E	FB	-24,02 ± 0,01	0,06	-25,24 ± 0,65
	E	BT	-25,28 ± 0,01	0,06	
	B	BR	-25,65 ± 0,01	0,06	
	2	FT	-25,34 ± 0,01	0,06	
	1	BT	-25,90 ± 0,01	0,06	
X2:Y4	F	FR	-26,09 ± 0,02	0,06	-25,72 ± 0,29
	3	FT	-25,68 ± 0,01	0,06	
	3	BR	-25,81 ± 0,01	0,06	
	1	BT	-25,29 ± 0,02	0,06	
X2:Y3	E	BB	-25,21 ± 0,01	0,04	-25,29 ± 0,60
	C	FB	-24,36 ± 0,01	0,04	
	C	BL	-25,26 ± 0,01	0,04	
	B	BR	-26,25 ± 0,01	0,04	
	B	FR	-25,35 ± 0,01	0,04	
X2:Y2	7	FB	-24,33 ± 0,01	0,04	-24,46 ± 0,09
	7	BR	-24,51 ± 0,01	0,02	
	4	FB	-24,52 ± 0,01	0,06	

weise bis zu 2 °C wärmer. Subunit X2:Y2 und X4:Y1 sind mit $(-24,46 \pm 0,09)$ °C bzw. $(-24,71 \pm 0,18)$ °C am wärmsten. Auffällig ist bei diesen beiden Subunits, dass die Temperatur räumlich sehr homogen ist. Anders bei den Subunits X3:Y2 und X4:Y2, die mit $(-25,24 \pm 0,65)$ °C und X4:Y2 mit $(-25,30 \pm 0,66)$ °C eine sehr inhomogene Temperaturverteilung aufweisen. In Subunit X3:Y2 misst thinPT-Sensor E:FB die Temperatur des Kristalls ganz unten rechts im direkten Lochbereich am vorderen Ende auf der Unterseite. Mit $(-24,02 \pm 0,01)$ °C beschreibt diese Stelle den wärmsten Bereich im Proto192. Interessant ist, dass am hinteren Ende dieses Kristalls mit Sensor E:BT eine Temperatur von $(-25,28 \pm 0,01)$ °C gemessen wurde, d.h am hinteren Ende des Kristalls auf der Oberseite ist es bereits wieder deutlich kälter. Das gleiche Bild zeigt sich in Subunit X4:Y2. Sensor B:FL misst mit $(-24,83 \pm 0,01)$ °C deutlich höhere Temperaturen als die restlichen Temperatursensoren in der Subunit. Am hinteren Ende desselben Kristalls misst Sensor B:BR bereits wieder $(-26,09 \pm 0,02)$ °C. Der sich daraus ergebende Temperaturgradient entlang der Kristalle sollte entsprechend Abschnitt 12.3 nicht größer als 2 °C sein. Tabelle 14.5 gibt einen Überblick der im Proto192 gemessenen Temperaturgradienten.¹ Der negative Gradient impliziert, dass das hintere Ende des Kristalls kälter ist als das vordere Ende. Dies trifft auf alle Kristalle zu. Es zeigt sich, dass mit $(-1,64 \pm 0,02)$ °C an Kristall X3:Y2:E der größte Temperaturgradient im Prototyp im Bereich des Lochs gemessen wird. Subunit X2:Y3 weist ebenfalls Temperaturgradienten oberhalb von 1 °C auf. Genauere Rückschlüsse lassen sich an dieser Stelle nicht ziehen.

Tab. 14.5: Übersicht der Temperaturgradienten entlang der Kristalle im Gleichgewichtszustand bei ausgeschalteter HV/LV und ausgeschaltetem Lichtpulsersystem.

Subunit	PbWO ₄	thinPTs	$\Delta T / ^\circ\text{C}$
X5:Y4	F	BR – FB	$-0,07 \pm 0,02$
X5:Y3	F	BR – FB	$-0,13 \pm 0,02$
X5:Y3	4	BL – FL	$-0,71 \pm 0,02$
X4:Y2	B	BR – FL	$-0,45 \pm 0,02$
X3:Y2	E	BT – FB	$-1,64 \pm 0,02$
X2:Y4	3	BR – FT	$-0,17 \pm 0,02$
X2:Y3	C	BL – FB	$-1,16 \pm 0,02$
X2:Y3	B	BR – FR	$-1,18 \pm 0,02$
X2:Y2	7	BR – FB	$-0,23 \pm 0,02$

¹thinPT-Sensoren messen nicht genau die Temperatur an den Enden der Kristalle, sondern vielmehr aufgrund ihrer räumlichen Ausdehnung von (34×20) mm² [86] eine Temperatur, die unter der Annahme eines linearen Temperaturverlaufs innerhalb des Kristalls der Temperatur in der Mitte des Sensors entspricht. Demnach wird die gemessene Temperaturdifferenz mit dem Faktor 200/166 auf die Kristalllänge von 200 mm skaliert.

14.3 Einfluss der Vorverstärker

Einen weiteren wichtigen Aspekt stellt der Einfluss der Vorverstärker beziehungsweise deren Verlustwärme dar. Um diesen Effekt genauer zu untersuchen, wurden die Vorverstärker und Photodetektoren mit Nieder- und Hochspannung versorgt sowie das Lichtpulsersystem eingeschaltet, so dass die Vorverstärker kontinuierlich belastet waren. In Abbildung 14.4 ist der Einfluss der Vorverstärker in Form eines deutlichen Temperaturanstiegs erkennbar, zumal es sich bei dem gezeigten Temperaturverlauf um den des thinPT-Sensors X5:Y4:F:FB handelt, der am vorderen Ende des Kristalls platziert ist.

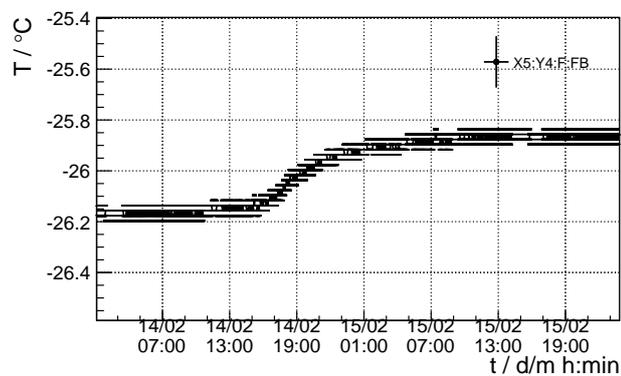


Abb. 14.4: Temperaturverlauf des thinPT-Sensors X5:Y4:F:FB während des Einschaltvorgangs der LV/HV und des Lichtpulsersystems. Der Einfluss der in Betrieb genommenen Vorverstärker in Form eines Temperaturanstiegs ist deutlich erkennbar, zumal es sich dabei um einen Sensor am vorderen Ende des Kristalls handelt.

Mit Tabelle 14.6 ist eine Übersicht der Temperaturanstiege an den Kristallen, die mit Photodetektoren bestückt sind, gegeben.¹ Bei den APDs stellt der thinPT-Sensor B:BR mit einem Temperaturanstieg von $2,14\text{ °C}$ im Vergleich zu allen anderen Veränderungen einen Ausreißer dar und wird zunächst außer acht gelassen. Im Mittel lässt sich für RIE-VPTTs ein Temperaturanstieg von $(0,41 \pm 0,10)\text{ °C}$ beobachten, für Hamamatsu-VPTTs $(0,40 \pm 0,01)\text{ °C}$, für Hamamatsu-VPTs $(0,32 \pm 0,02)\text{ °C}$ und für APDs $(0,75 \pm 0,07)\text{ °C}$. Der Temperaturanstieg bei den Kristallen, die mit APDs bestückt sind, ist etwa doppelt so groß wie bei denen mit VPTs/VPTTs. Dies liegt zum einen daran, dass ein Kristall mit APD-Auslese zwei APDs mit jeweils einem Vorverstärker aufweist ($P_{\text{APD}} = 2 \cdot 100\text{ mW}$) und VPT/VPTT-Kanäle nur einen Vorverstärker, aber dafür einen Spannungsteiler besitzen ($P_{\text{VPT/VPTT}} = (100 + 40)\text{ mW}$) und damit ein APD-Kanal etwa 43 % mehr Verlustwärme produziert als ein VPT/VPTT-Kanal. Zum anderen besteht eine VPT/VPTT aus einem evakuierten Glaszylinder, der eine deutlich schlechtere Wär-

¹Dazu wurde nach Einschalten der HV/LV und des Lichtpulsersystems im wieder eingestellten Temperaturgleichgewicht über 12 Stunden die mittlere Temperatur ermittelt und die Differenz zu der bei ausgeschalteter HV/LV bestimmten Temperatur gebildet.

meileitung aufweist als APDs (Halbleiter). Des Weiteren befinden sich bei VPT/VPPT-Kanälen die Vorverstärker (und Spannungsteiler) aufgrund der Länge des VPT/VPPT-Glaszylinders 40 – 50 mm weiter weg vom Kristall als bei APD-Kanälen. Dort ist der Vorverstärker bereits 5 mm hinter dem Kristall positioniert. Entsprechend erwärmen sich die mit APDs bestückten Kristalle stärker als die mit VPTs/VPPTs.

Tab. 14.6: *Temperaturanstieg durch Einschalten der HV/LV und des Lichtpulsersystems bei den Kristallen, die mit Photodetektoren bestückt sind.*

Subunit	PbWO ₄	thinPT	Detektor	$\Delta T / ^\circ\text{C}$
X5:Y4	F	FB	RIE-VPTT	+0,28
	F	BR	RIE-VPTT	+0,35
X5:Y3	F	FB	RIE-VPTT	+0,38
	F	BR	RIE-VPTT	+0,51
	3	FR	RIE-VPTT	+0,36
X4:Y4	C	FL	RIE-VPTT	+0,30
X4:Y3	B	FR	RIE-VPTT	+0,42
	9	MR	RIE-VPTT	+0,55
	4	BL	RIE-VPTT	+0,53
	3	BR	RIE-VPTT	+0,51
	1	FT	RIE-VPTT	+0,37
X4:Y2	B	FL	APD	+0,78
	B	BR	APD	+2,14
	4	BL	APD	+0,80
	2	FT	APD	+0,67
X3:Y4	E	FB	HAM-VPT	+0,30
	B	BR	HAM-VPT	+0,33
X3:Y3	D	FB	HAM-VPT	+0,33
	6	ML	HAM-VPTT	+0,41
	6	FT	HAM-VPTT	+0,39
X2:Y4	F	FR	HAM-VPT	+0,23
X2:Y3	E	BB	HAM-VPT	+0,27
	C	FB	HAM-VPT	+0,31
	C	BL	HAM-VPT	+0,32
	B	BR	HAM-VPT	+0,40
	B	FR	HAM-VPT	+0,27
	0	FL	HAM-VPT	+0,31

Da nicht davon auszugehen ist, dass die im hinteren Bereich entstehende Verlustwärme der Vorverstärker einen gleichbleibend starken Temperaturanstieg entlang der Kristalle

verursacht, verändern sich dadurch auch die Temperaturgradienten. Aus dem in Tabelle 14.7 gezeigten Vergleich der Temperaturgradienten vor und nach dem Einschaltvorgang geht hervor, dass sich die durch die Vorverstärker erzeugte Verlustwärme auf alle Temperaturgradienten positiv auswirkt, das heißt dass der Temperaturunterschied zwischen vorderem und hinterem Kristallende abnimmt.

An dieser Stelle sei nochmal kurz auf den mit thinPT-Sensor B:BR gemessenen Temperaturanstieg von $2,14\text{ °C}$ bei der APD-Subunit eingegangen, der zuvor als Ausreißer außer acht gelassen wurde. Grundlegend ergeben sich durch einen solchen relativ starken Temperaturanstieg keine weiteren Probleme, da der Temperaturgradient nicht größer ist als bei VPTs/VPTTs und die Temperaturstabilität ebenfalls gleich ist. Allerdings weist die APD-Verstärkung eine große Temperaturabhängigkeit auf, so dass dieser Effekt bei weiteren Strahlzeiten mit im Fokus stehen sollte.

Tab. 14.7: Vergleich der Temperaturgradienten entlang der Kristalle bei aus- und eingeschalteter HV/LV.

Subunit	PbWO ₄	thinPTs	Detektor	$\Delta T_{\text{HV/LV aus}} / \text{°C}$	$\Delta T_{\text{HV/LV an}} / \text{°C}$
X5:Y4	F	BR – FB	RIE-VPTT	$-0,07 \pm 0,02$	$0,00 \pm 0,02$
X5:Y3	F	BR – FB	RIE-VPTT	$-0,13 \pm 0,02$	$+0,04 \pm 0,02$
X4:Y2	B	BR – FL	APD	$-0,45 \pm 0,02$	$+0,13 \pm 0,02$
X2:Y3	C	BL – FB	HAM-VPT	$-1,16 \pm 0,02$	$-1,15 \pm 0,02$
X2:Y3	B	BR – FR	HAM-VPT	$-1,18 \pm 0,02$	$-1,00 \pm 0,02$

14.4 Einfluss der Luft- und Frontkühlung

Des Weiteren wurde der Einfluss der Luft- und Frontkühlung untersucht. Dazu wurde in einem ersten Schritt die Luftkühlung von -27 °C auf 20 °C umgestellt. Dabei konnte bei keinem Kristall eine signifikante Temperaturveränderung beobachtet werden. Die Abweichungen liegen in der gleichen Größenordnung wie der Temperaturfehler ($\leq 0,03\text{ °C}$) und sind daher nicht signifikant. Dies gilt allerdings nur für den Prototypen. Thermische Simulationen haben gezeigt, dass in einem größeren Volumen wie der Vorwärtsendkappe das gezielte Fluten bzw. Durchströmen mit gekühlter Trockenluft die Temperaturhomogenität positiv beeinflussen kann. Dies gilt besonders für den Lochbereich. [88]

Für die Untersuchung des Einflusses der Frontkühlung wurde in einem zweiten Schritt die Luftkühlung wieder auf -27 °C eingestellt und die Frontkühlung ausgeschaltet. Es zeigt sich, dass das Abschalten der Frontkühlung einen signifikanten Einfluss auf die Kristalltemperaturen hat. Abbildung 14.5 zeigt den Temperaturverlauf für X5:Y4:F:FB, einem der Temperatursensoren an den vorderen Enden der Kristalle. Zunächst erwärmt sich das vordere Ende des Kristalls um etwa 6 °C und kühlt dann wieder ab, bis ein

Gleichgewichtszustand erreicht ist, in dem die am vorderen Ende des Kristalls gemessene Temperatur immer noch $2,7\text{ °C}$ wärmer ist als im Ausgangszustand. Im Mittel weisen alle Kristalle $(2,08 \pm 0,77)\text{ °C}$ höhere Temperaturen auf. Der größte Temperaturanstieg beträgt $3,54\text{ °C}$. Eine nicht vorhandene (bzw. abgeschaltete) Frontkühlung führt zu einer signifikanten Verschlechterung der Temperaturgradienten. Tabelle 14.8 zeigt den Vergleich der Temperaturgradienten zwischen eingeschalteter und ausgeschalteter Frontkühlung. So verändert sich der Temperaturgradient (in negativer Richtung) um etwa $-1,5\text{ °C}$. Aus diesem Ergebnis geht deutlich hervor, dass eine effektive Frontkühlung, wie sie beispielsweise momentan im Proto192 zum Einsatz kommt, für die Vorwärtsendkappe unabdingbar ist.

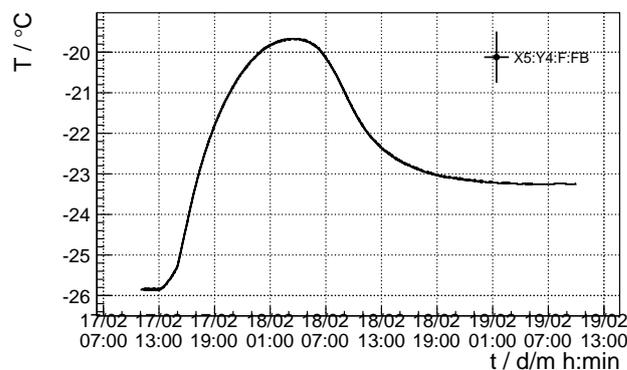


Abb. 14.5: Temperaturverlauf des thinPT-Sensors X5:Y4:F:FB während des Ausschaltvorgangs der Frontkühlung.

Tab. 14.8: Vergleich der Temperaturgradienten entlang der Kristalle bei eingeschalteter- und ausgeschalteter Frontkühlung (eingeschaltete HV/LV).

Subunit	PbWO ₄	thinPTs	$\Delta T_{\text{Front an}} / \text{°C}$	$\Delta T_{\text{Front aus}} / \text{°C}$
X5:Y4	F	BR – FB	$0,00 \pm 0,02$	$-1,84 \pm 0,02$
X5:Y3	F	BR – FB	$+0,04 \pm 0,02$	$-1,72 \pm 0,02$
X4:Y2	B	BR – FL	$+0,13 \pm 0,02$	$-1,76 \pm 0,02$
X2:Y3	C	BL – FB	$-1,15 \pm 0,02$	$-1,23 \pm 0,02$
X2:Y3	B	BR – FR	$-1,00 \pm 0,02$	$-2,46 \pm 0,04$

14.5 Bestimmung der abgeführten Leistung

Im Kühlkreislauf der Hauptkühlung ist sowohl ein Flussmessgerät als auch jeweils ein Temperatursensor innerhalb der Kühlleitung an Ein- und Auslass des Kühlaggregats

zwischen geschaltet. Mit

$$Q = C_p \frac{\dot{V}}{\rho} \Delta T \quad (14.3)$$

lässt sich die durch die Hauptkühlung abgeführte Wärmeleistung Q berechnen. Mit einem Volumenfluss von $\dot{V} = (19 \pm 1) \ell/\text{min}$, einer Temperaturdifferenz von $\Delta T = (0,08 \pm 0,04) ^\circ\text{C}$ sowie einer Wärmekapazität von $C_p = 3365 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ und einer Dichte von $\rho = 947,5 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ für ein 1:1-Volumengemisch aus Methanol und Wasser bei $-30 ^\circ\text{C}$ [96] ergibt sich eine durch die Hauptkühlung abtransportierte Wärmemenge von $(81 \pm 41) \text{ W}$. In Abschnitt 13.3 wurde ein theoretischer Wert von 143 W berechnet. Abzüglich der Verlustwärme der Hin- und Ableitungen der Frontkühlung (-50 W) sowie der auf die Frontfläche treffenden und von der Frontkühlung abgeführten Wärme (-1 W) ergibt sich mit einer Wärmeleistung von 92 W ein im Rahmen der Fehler konsistentes Ergebnis.

14.6 Qualität der Isolierung

Zur Überprüfung der Qualität der Proto192-Isolierung wurden mithilfe einer Wärmebildkamera der Firma Trotec (Typ IC120) Wärmebildaufnahmen gemacht. Dabei befand sich der Proto192 bei $-27 ^\circ\text{C}$ im thermischen Gleichgewicht und die Raumtemperatur war durch eine Klimanlage auf etwa $25 ^\circ\text{C}$ stabilisiert. Das Auflösungsvermögen der Wärmebildkamera beträgt $2 ^\circ\text{C}$.

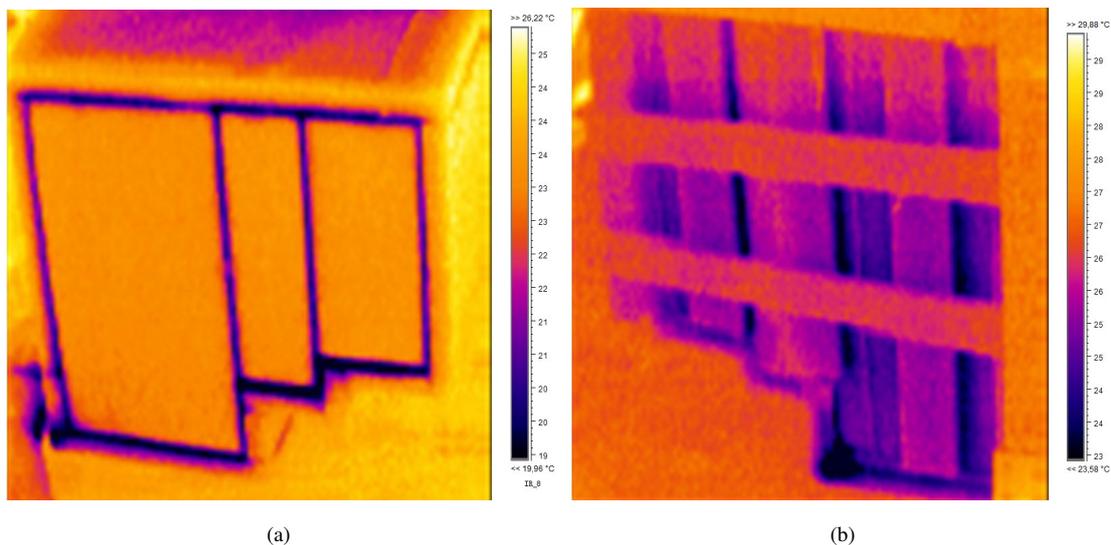


Abb. 14.6: Wärmebildaufnahmen der VIP-Isolierung (a) der Fronthülle und (b) der Rückseite.

In Abbildung 14.6(a) ist die mit Vakuumisolationspaneelen (VIP) isolierte Fronthülle von vorne zu sehen. Die Verklebungen der VIPs in der Front stellen mit etwa $19 ^\circ\text{C}$ die

kältesten Stellen dar. Die Oberflächentemperatur der VIPs selbst liegt bei 24 – 25 °C, was etwa der Raumtemperatur entspricht. Eine Ausnahme stellt der obere Teil der VIP-Verschalung dar. Diese wurde durch eine Beschädigung entlüftet, wodurch sich die Isolierungseigenschaften verschlechtern. Trotzdem beträgt die Oberflächentemperatur noch immer 22 °C. Die in Abbildung 14.6(b) gezeigte rückseitige VIP-Isolierung weist exakt die gleichen Temperaturen auf wie die Frontisolierung.

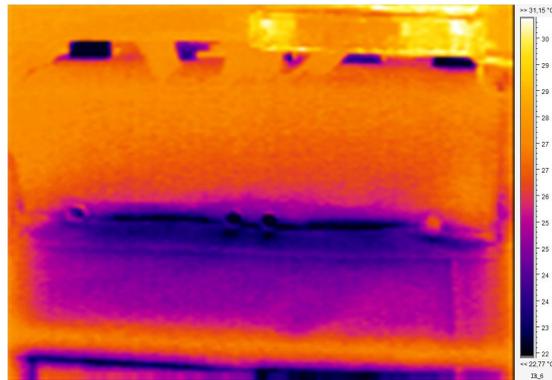


Abb. 14.7: Wärmebildaufnahme der Isolierung des Verteilersystems der Hauptkühlung

In Abbildung 14.7 ist nochmals der Proto192 von vorne zu sehen, wobei diesmal auch der PVC-Kasten mit dem durch Aerogel isolierten Verteilersystem der Hauptkühlung sichtbar ist. Im Übergangsbereich zwischen Frontisolierung und PVC-Kasten fällt die Temperatur auf etwa 22 °C ab. Der restliche Teil des PVC-Kastens befindet sich wie die VIP-Isolierung bei Raumtemperatur. Die fünf kälteren Stellen oberhalb des PVC-Kastens stellen die dahinter liegenden PCBs für HV, LV, Sensoren und Signale dar. Diese sind in Abbildung 14.8(a) und (b) einzeln gezeigt. Da die Signal-PCBs eine größere Kupferquerschnittsfläche aufweisen als die HV/LV-Sensor-PCBs, transportieren diese entsprechend mehr Wärme in den Prototypen. Im Übergangsbereich zwischen PCB-Isolierung und Umgebungstemperatur liegt die Temperatur der HV/LV-Sensor-PCBs bei etwa 20 °C und die der Signal-PCBs bei etwa 18 °C. Abbildung 14.9 zeigt von vorne betrachtet das linke Lager mit Stahlwelle und Halterungsblock, in dem die GFK-Stäbe stecken, die den Proto192 über die Backplate tragen. Dabei ist der mittlere Bereich des Halterungsblocks interessant, der sich bei einer Temperatur von etwa 21 °C befindet. An dieser Stelle steckt innerhalb des Blocks einer der GFK-Stäbe, die nach 30 mm Isolierung in der –25 °C kalten Backplate stecken. Die Temperatur der Stahlwelle selbst beträgt 24 °C.

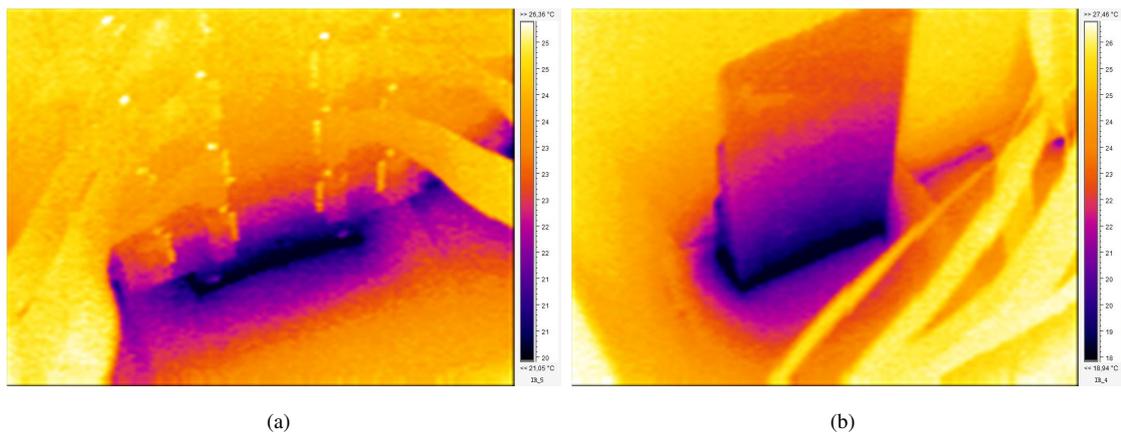


Abb. 14.8: Wärmebildaufnahmen der (a) HV/LV- und Sensor-PCBs sowie (b) der Signal-PCBs.

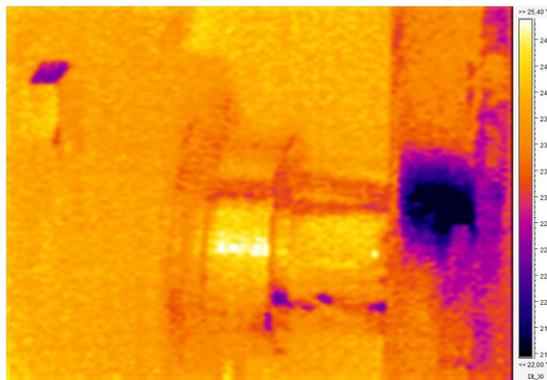


Abb. 14.9: Wärmebildaufnahme des Lagers mit Stahlwelle und Halterungsblock.

Bei einer Außentemperatur von 25 °C und einer relativen Luftfeuchtigkeit von 50 % liegt der Taupunkt bei 13,9 °C. Keine der von außen beobachteten Temperaturen der Isolierung oder Halterung befindet sich annähernd in diesem Bereich, so dass die Isolierung qualitativ hochwertig erscheint. Hinsichtlich der Konstruktion, Montage und Halterung ist noch Verbesserungspotenzial da. So wäre beispielsweise eine dünne Abdeckung aus PVC zum Schutz der VIPs vor äußeren Schäden wichtig. Die Eignung dieser Art von Isolierung konnte aber gezeigt werden. Selbst eine Belüftung eines der VIPs hatte keine nennenswerten Konsequenzen.

15 Strahlzeiten mit dem Proto192

Insgesamt zwei Strahlzeiten wurden im Verlauf dieser Arbeit durchgeführt, um gezielt die in Abschnitt 13.1 formulierten Fragestellungen zu beantworten und die Performance des Proto192 zu überprüfen. Die erste Strahlzeit fand im August 2011 am CERN im Kanton Genf in der Schweiz statt und die zweite im November 2011 an der Elektron-Stretcher-Anlage (ELSA) in Bonn. Für beide Strahlzeiten wurden insgesamt 96 Kristalle mit Photodetektoren bestückt, wobei Hamamatsu-APDs, -VPTs und -VPTTs sowie RIE-VPTTs zum Einsatz kamen. Bei der Anordnung wurde darauf geachtet, möglichst große Gruppen gleicher Photodetektoren zusammenzufassen, um eine vollständige Schauerrekonstruktion mit einem jeden Detektortyp zu gewährleisten. Abbildung 14.2 auf Seite 120 zeigt beispielsweise den Bestückungsplan für die ELSA-Strahlzeit. Der Fokus der ersten Strahlzeit am CERN lag auf der Energie- und Ortsauflösung bei hohen Energien. Der Messplatz des Proto192 befand sich am Super Proton Synchrotron (SPS). Der Protonenstrahl des SPS hat einen Impuls von $400 \text{ GeV}/c$. Bei der Kollision mit einem Target entstehen unter anderem Bremsstrahlungsphotonen, die in einem dünnen Bleiplättchen in Elektron-Positron-Paare konvertieren. Die Positronen werden dann mithilfe eines Magneten zum Messplatz des Proto192 gelenkt. Der Durchmesser des Positronenstrahls beträgt etwa $2,6 \text{ cm}$. Für die Datennahme wurden Positronen einer Energie von 10 GeV und 15 GeV sowie Myonen mit einer Energie von 150 GeV genutzt. Letztere entstehen als Zerfallsprodukt aus dem Zerfall geladenen Pionen (zu $99,99\%$ [1]), die wiederum zusammen mit den Bremsstrahlungsphotonen bei der Kollision des Protonenstrahls mit dem Target entstehen. Die räumliche Ausdehnung des Myonenstrahls ist mit einem Durchmesser von etwa 10 cm deutlich größer. Die maximale Ereignisrate beträgt 80 Hz . Für eine spätere Überprüfung der aus der Schauerrekonstruktion im Prototypen bestimmten Ortsinformation wurde vor dem Proto192 eine Tracking-Station der Universität Bonn installiert, die sich aus einem Faserhodoskop und einem PANDA-MVD-Prototypen zusammensetzt. Um gezielt Daten aufnehmen zu können, bei denen der Strahl auf einzelne Kristalle oder zwischen zwei Kristalle gerichtet ist, wurde der Prototyp zum Positionieren im Strahl auf einem xy-Verfahrtisch montiert. Abbildungen 15.1 und 15.2 zeigen den Messplatz am CERN mit dem Proto192, welcher bei der Ausrichtung zum Strahl so um seine Drehachse geneigt wurde, dass der Strahl möglichst senkrecht auf die Kristallfrontflächen trifft. Des Weiteren ist die Tracking-Station vor dem Proto192 zu sehen.

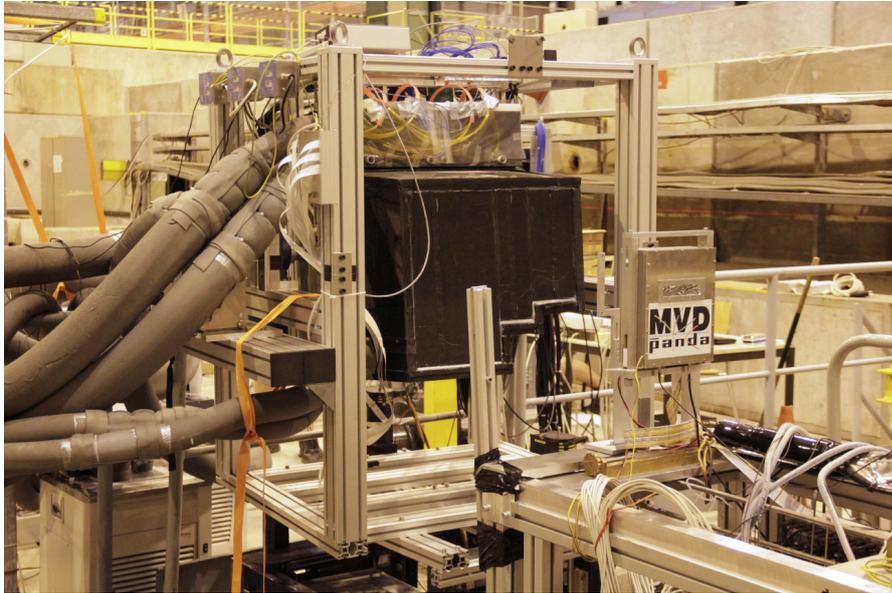


Abb. 15.1: Der Messplatz am CERN mit dem Proto192 (Ansicht von vorne).

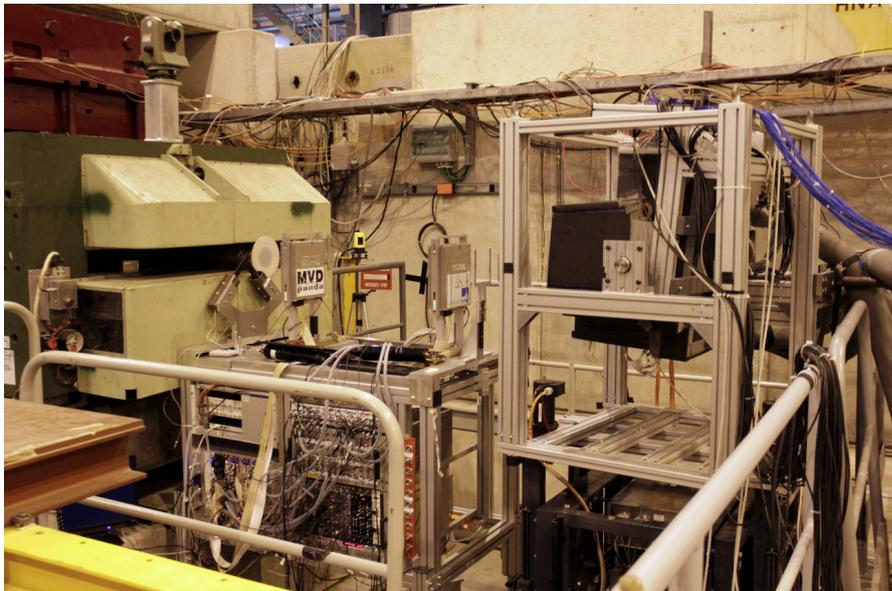


Abb. 15.2: Der Messplatz am CERN mit dem Proto192 (seitliche Ansicht).

Bei der zweiten Strahlzeit an ELSA in Bonn standen vielmehr die Energieauflösung und die Ratenabhängigkeit der Response der Auslekette im Vordergrund. Abbildung 15.3 zeigt den Messplatz mit dem Proto192. An ELSA trifft der Elektronenstrahl auf eine Radiatortarget. Die dabei entstehenden Bremsstrahlungsphotonen treffen auf den Proto192. Für die Energiebestimmung befindet sich hinter dem Radiatortarget ein Dipol-Magnet, der die Elektronen ablenkt. Elektronen, die keine Bremsstrahlung verursacht haben, werden in einem Beam-Dump gestoppt. Die restlichen Elektronen werden entsprechend des um die Energie des Bremsstrahlungsphoton verminderten Impulses unterschiedlich stark abgelenkt und treffen ein Tagging-System an verschiedenen Positionen. Aus der zeitlichen Koinzidenz der Tagger-Signale mit den Ereignissen im Prototypen kann dem Photonereignis von dem Tagger-System eine entsprechende Energie zugeordnet werden. Während dieser Strahlzeit wurde bei drei Energiebereichen gemessen: 878 – 936 MeV, 2098 – 2132 MeV und 3101 – 3109 MeV. Die maximale Ereignisrate betrug etwa 1,7 MHz [97].

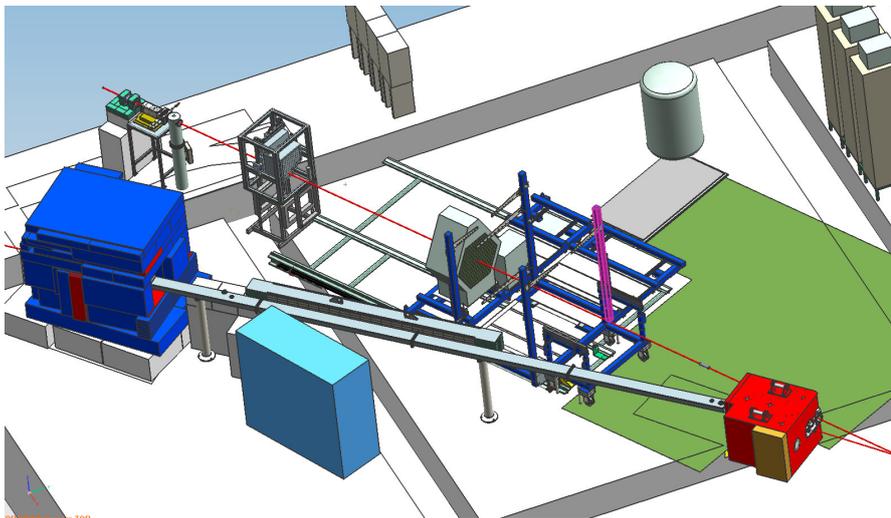


Abb. 15.3: Der Messplatz an ELSA mit dem Proto192.

Die Auswertungen der Messdaten der CERN- und ELSA-Strahlzeiten sind noch nicht vollständig abgeschlossen. Allerdings gibt es erste vorläufige Teilergebnisse hinsichtlich der Energieauflösung und Ratenstabilität. Abbildung 15.4 zeigt die aus den Messdaten der ELSA-Strahlzeit sowie aus Monte-Carlo-Simulationen bestimmte Energieauflösung in Abhängigkeit von der Photonenergie für Hamamatsu-VPTs (Punkte) und RIE-VPTTs (Dreiecke). Zum Vergleich sind die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen mit der laut Abschnitt 12.1 angestrebten Einzelkristallschwelle von 3 MeV und einem Rauschen von 1 MeV eingezeichnet (Vierecke). Bei einer Photonenergie von 1000 MeV beträgt die Energieauflösung mit Hamamatsu-VPTs 6,3 % und die Energieauflösung mit RIE-VPTTs 4,5 %. Angestrebt wird eine Energieauflösung von 1,9 %. Grund für diese deutliche Diskrepanz ist das zu große Rauschen der gesamten Auslekette. Hinsichtlich der Ratenstabilität wurde nach der ELSA-Strahlzeit festgestellt, dass beispielsweise

die Verstärkung der APDs bei Raten oberhalb von 1 MHz um mehr als 10 % abgefallen ist. Grund dafür war ein Abfall der Versorgungsspannung an den HV-Filtern bei hohen Raten, wodurch sich die Hochspannung und damit auch die Verstärkung der APDs verringert. Vor den nächsten Strahlzeiten an MAMI in Mainz sowie nochmals am CERN und ELSA werden diverse Elektronikkomponenten wie beispielsweise die Vorverstärker, Shaper und ADCs hinsichtlich der aufgetretenen Probleme während der ersten beiden Strahlzeiten modifiziert. Das Problem mit der Hochspannungsversorgung konnte bereits durch Reduzierung der Filterwiderstände gelöst werden. Eine gezielte Reduzierung des Rauschlevels der gesamten Auslekette ist hingegen deutlich aufwendiger und bedarf noch weiterer Tests.

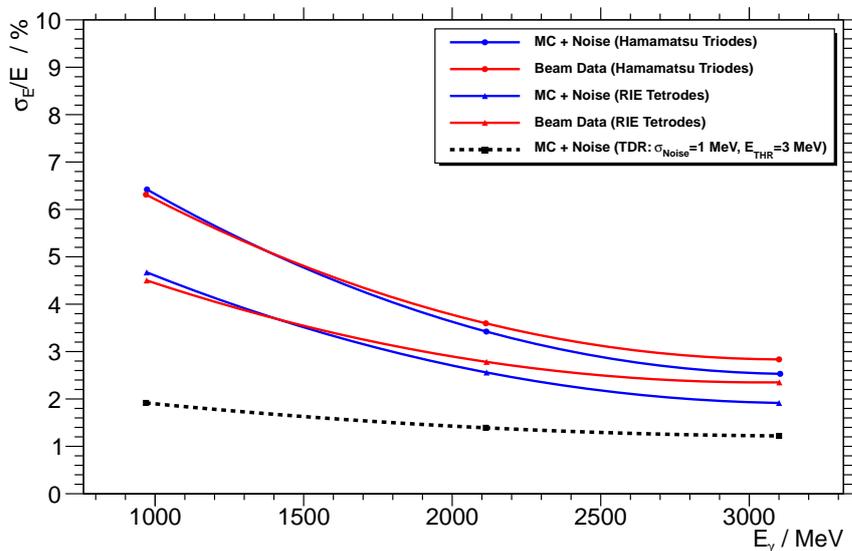


Abb. 15.4: Energieauflösung, bestimmt aus den Messdaten der ELSA-Strahlzeit sowie aus Monte-Carlo-Simulationen bei insgesamt drei Photonenergien. Gezeigt ist die Auflösung mit Hamamatsu-VPTs (Punkte) und RIE-VPTTs (Dreiecke). Zum Vergleich sind noch die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen mit einer eigentlich angestrebten Einzelkristallschwelle von 3 MeV und einem Rauschen von 1 MeV eingezeichnet (Vierecke) [97].

16 Fazit

Die Entwicklungsphase des Prototypen für die Vorwärtsendkappe wurde erfolgreich abgeschlossen. Der Proto192 wurde vollständig zusammengesetzt und während zwei Strahlzeiten am CERN und ELSA unter realistischen Experimentbedingungen getestet. Um die angestrebte Energieauflösung erreichen zu können, muss das EMC bei -25 °C mit einer hohen Temperaturstabilität und -homogenität betrieben werden. Mit dem Proto192 wurde zum ersten Mal das thermische Konzept der Vorwärtsendkappe umgesetzt. Dabei wurde ein Kühlsystem, bestehend aus Trockenluft, Front- und Hauptkühlung, entwickelt, welches zusammen mit einer in dieser Form neuartigen Isolierung, sogenannten Vakuumisolationspaneelen (VIP) den hohen mechanischen wie auch thermischen Anforderungen des EMC genügt. Im Rahmen eines längeren Kühltests wurde das thermische Verhalten des Proto 192 genauer untersucht. Der eigentlich Kühlprozess ist nach 30 Stunden abgeschlossen. Im thermischen Gleichgewicht zeigt sich, dass das Kühlsystem wie auch die Kristalle eine zeitliche Temperaturstabilität von $\sigma \leq 0,02\text{ °C}$ aufweisen. Hinsichtlich der räumlichen Temperaturhomogenität wurde ein leichter Anstieg der Kristalltemperaturen zum Lochbereich des Prototypen hin beobachtet. Dort sind die Kristalle stellenweise bis zu 2 °C wärmer. Auch die Temperaturgradienten entlang der Kristalle sind hinreichend gering. Der größte Temperaturgradient wurde direkt im Lochbereich mit $-1,64\text{ °C}$ gemessen. Zudem wurde der Einfluss der Vorverstärker auf die Kristalltemperaturen betrachtet. Die Kristalltemperaturen steigen mit einer VPT/VPTT-Bestückung im Mittel um etwa $0,4\text{ °C}$ und für APD-Bestückung um etwa $0,8\text{ °C}$ an. Zudem ist zu beobachten, dass die Verlustwärme der Vorverstärker dem Temperaturgradienten im Kristall positiv entgegenwirkt und diesen nahezu ausgleicht. Des Weiteren wurde der Einfluss der Trockenluft- und Frontkühlung untersucht. Es stellt sich heraus, dass das Kühlen der Trockenluft im Prototypen keinen signifikanten Einfluss auf die Temperatur der Kristalle hat. Allerdings haben thermische Simulationen gezeigt, dass in einem größeren Volumen wie der Vorwärtsendkappe das gezielte Fluten bzw. Durchströmen mit gekühlter Trockenluft die Temperaturhomogenität, besonders im Lochbereich positiv beeinflussen kann. Das Abschalten der Frontkühlung zeigt deutlich, dass eine effektive Frontkühlung zwingend notwendig ist. Im Mittel weisen ohne Frontkühlung alle Kristalle eine um etwa 2 °C höhere Temperatur auf. Zusammenfassend wurde mit dem Proto192 eine hinreichende Temperaturstabilität und -homogenität erzielt.

Mit einer Wärmebildkamera wurde zudem die Qualität der Isolierung überprüft. Oberflächentemperaturen von $24 - 25\text{ °C}$ weisen eindeutig auf eine qualitativ hochwertige

Isolierung hin, so dass die Eignung von VIPs für die Isolierung der Vorwärtsendkappe erfolgreich gezeigt werden konnte.

Die Auswertungen der Messdaten der CERN- und ELSA-Strahlzeiten sind noch nicht abgeschlossen. Allerdings zeigen die ersten vorläufigen Ergebnisse bezüglich der Energieauflösung, dass für Photonen einer Energie von 1 GeV mit Hamamatsu-VPTs eine Energieauflösung von 6,3 % und mit RIE-VPTTs eine Energieauflösung von 4,5 % erzielt werden kann. Die angestrebte Auflösung beträgt 1,9 %. Daher wird bereits die gesamte Auslekette hinsichtlich einer Reduzierung des momentan zu hohen Rauschens optimiert. Weitere Strahlzeiten am MAMI in Mainz sowie am CERN und ELSA werden bereits geplant.

17 Zusammenfassung und Ausblick

Mit BESIII und PANDA behandelt diese Arbeit ein laufendes und ein zukünftiges Experiment mit dem Schwerpunkt Charmonium-Spektroskopie. Im ersten Teil der Arbeit wurde basierend auf $106 \cdot 10^6$ ψ' -Ereignissen, die zwischen April und Mai 2009 mit dem BESIII-Detektor aufgenommen worden sind, Zerfälle der Charmonia χ_{cJ} in den Endzustand $K^+K^-\eta$ untersucht und die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse für χ_{c1} und χ_{c2} bestimmt. Es wurden zwei unabhängige Analysen des Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\eta$ durchgeführt, wobei das η zum einen über den neutralen Zerfallskanal $\gamma\gamma$ rekonstruiert wurde und zum anderen über den geladenen Zerfallskanal $\pi^+\pi^-\pi^0$. Dabei wurde zum ersten Mal der Zerfall $\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-\eta$ gemessen. In beiden Analysen wurden die Verzweigungsverhältnisse für χ_{c1} und χ_{c2} bestimmt und kombiniert mit den folgenden Ergebnissen:

	$\mathcal{BR}(\chi_{c1} \rightarrow K^+K^-\eta)$	$\mathcal{BR}(\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-\eta)$
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$(3,99 \pm 0,27_{\text{stat.}} \pm 0,33_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$	$(1,44 \pm 0,19_{\text{stat.}} \pm 0,15_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$(4,11 \pm 0,64_{\text{stat.}} \pm 0,49_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$	$(1,84 \pm 0,46_{\text{stat.}} \pm 0,24_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$
Erweitertes χ^2	$(3,99 \pm 0,25_{\text{stat.}} \pm 0,35_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$	$(1,48 \pm 0,17_{\text{stat.}} \pm 0,16_{\text{sys.}}) \cdot 10^{-4}$
BLUE	$(4,00 \pm 0,43) \cdot 10^{-4}$	$(1,49 \pm 0,23) \cdot 10^{-4}$
PDG	$(3,30 \pm 1,00) \cdot 10^{-4}$	$< 3,5 \cdot 10^{-4}$ CL =90%

Diese Verzweigungsverhältnisse sind im Rahmen der Fehler konsistent mit denen im *Review of Particle Physics*. Für den Zerfall $\chi_{c1} \rightarrow K^+K^-\eta$ konnte das Verzweigungsverhältnis mit einer relativen Unsicherheit von 9 % gemessen werden, was eine deutliche Verbesserung zu dem von CLEO-c bestimmten Ergebnis mit einer relativen Unsicherheit von 30 % darstellt. Für den Zerfall $\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-\eta$ wurde das Verzweigungsverhältnis zuvor noch nie gemessen. Des Weiteren wurde in der Verteilung der invarianten K^+K^- -Masse eine signifikante Erhöhung bei etwa $1500 \text{ MeV}/c^2$ beobachtet, die in Verbindung mit den Resonanzen $f_0(1500)$ und $f'_2(1525)$ stehen könnte. Aufgrund der Winkelverteilung des K^+ im K^+K^- -Helizitätssystem ist anzunehmen, dass das beobachtete Signal hauptsächlich durch eine Resonanz mit Spin 2 hervorgerufen wird. Das K^+K^- -System weist zudem noch andere interessante Strukturen auf, die aber aufgrund der zu geringen Ereigniszahlen keine genaueren Betrachtungen zulassen.

Mit dem für 2012 geplanten Messprogramm werden bei BESIII voraussichtlich $700 \cdot 10^6$

weitere ψ' -Ereignisse aufgenommen. Eine etwa siebenfach größere Anzahl an Ereignissen wird eine Untersuchung dieses Zerfallskanals im Rahmen einer Partialwellenanalyse ermöglichen, die Aufschlüsse über die Substrukturen liefern wird.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde mit dem Proto192 ein Prototyp für das elektromagnetische Kalorimeter des $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiments entwickelt. Um die angestrebte Energieauflösung erreichen zu können, muss das EMC bei -25 °C mit einer hohen Temperaturstabilität und -homogenität betrieben werden. Daher lag der Schwerpunkt auf der Entwicklung eines hinreichenden Kühlsystems für den Prototypen und der Untersuchung des thermischen Verhaltens hinsichtlich der Temperaturstabilität und -homogenität. Da der Proto192 teilweise den Lochbereich der Vorwärtsendkappe nachbildet, der aufgrund einer möglichst geringen Materialbelegung seitlich nicht gekühlt werden kann, ist das thermische Verhalten in diesem Bereich besonders interessant. Mit einem längeren Kühltest konnte gezeigt werden, dass das Kühlkonzept, bestehend aus einer rückwärtigen Hauptkühlung und einer Frontkühlung sowie einer Trockenluftkühlung den Anforderungen vollständig genügt. Der Abkühlprozess selbst dauert etwa 30 Stunden. Im Temperaturgleichgewicht weisen das Kühlsystem wie auch die Kristalle eine zeitliche Temperaturstabilität von $\sigma \leq 0,02\text{ °C}$ auf. Gefordert ist eine Temperaturstabilität $\leq 0,1\text{ °C}$. Die Verlustwärme der Vorverstärker erwärmen die Kristalle lediglich um $0,4\text{ °C}$ (VPT/VPTT) bis $0,8\text{ °C}$ (APD), was dem Temperaturgradienten im Kristall positiv entgegenwirkt und diesen zumindest außerhalb des Lochbereichs nahezu ausgleicht. Der größte Temperaturgradient mit $-1,64\text{ °C}$ wurde direkt im Lochbereich gemessen, erfüllt aber auch die Anforderungen von $\leq |\pm 2,00|\text{ °C}$. Allerdings wurde ein Temperaturanstieg zum Lochbereich hin um stellenweise 2 °C bei den Kristallen beobachtet. Mit einer Wärmebildkamera wurde die Tauglichkeit der neuartigen Vakuumisolationspaneelen (VIP) als Isolierung überprüft. Mit gemessenen Oberflächentemperaturen von $24 - 25\text{ °C}$ eignen sich VIPs als qualitativ hochwertige Isolierung für die Vorwärtsendkappe sehr gut.

Zudem wurde der Proto192 bereits bei zwei Strahlzeiten, am CERN und ELSA, unter realistischen Experimentbedingungen getestet. Dabei standen die Energie- und Ortsauflösung wie auch die Ratenstabilität im Vordergrund. Erste vorläufige Ergebnisse bezüglich der Energieauflösung zeigen, dass mit dem momentanen Auslesekonzept der angestrebte Designwert nicht erreicht wird (Faktor 2 bis 3 zu geringe Energieauflösung). Daher wird bereits für die nächsten Strahlzeiten (Sommer 2012, MAMI in Mainz) an einer deutlichen Reduzierung des Rauschens der gesamten Auslekette gearbeitet. Bis 2017 wird dann basierend auf den mit dem Proto192 bereits gewonnenen und noch zukünftig zu gewinnenden Erkenntnissen die Vorwärtsendkappe als Bestandteil des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors aufgebaut.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Nakamura. Review of particle physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37:075021, 2010.
- [2] R.K.D. Groß et al. Hadronen-und Kernphysik Status und Perspektiven. 2003.
- [3] M.B. Voloshin. Charmonium. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 61(2):455–511, 2008.
- [4] K.T. Brinkmann et al. Exploring the Mysteries of Strong Interactions The PANDA Experiment. *Nuclear Physics News*, 16(1):15–18, 2006.
- [5] www.wikipedia.org. 2012.
- [6] W.M. Tanenbaum et al. Radiative Decays of the $\psi'(3684)$ Into High Mass States. *Physical Review D*, 17:1731.
- [7] S.L. Olsen et al. Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays. 2003.
- [8] T. Barnes. The XYZs of charmonium at BES. *International Journal of Modern Physics A*, 21:5583–5591, 2006.
- [9] S. Godfrey und S.L. Olsen. The Exotic XYZ Charmonium-Like Mesons. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 58(1):51, 2008.
- [10] X.H. Mo, C.Z. Yuan und P. Wang. Study of the $\rho\pi$ Puzzle in Charmonium Decays. *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 31(07):686–701, 2007.
- [11] N. Brambilla et al. Heavy quarkonium physics. *Arxiv preprint hep-ph/0412158*, 2004.
- [12] N. Brambilla et al. Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities. *European Physical Journal. C, Particles and Fields*, 71(2), 2011.
- [13] C.J. Morningstar und M. Peardon. Glueball spectrum from an anisotropic lattice study. *Physical Review D*, 60(3):034509, 1999.
- [14] 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. *Physics Letters B*, 483(4):345–352, 2000.

- [15] F. Close. Are glueballs and hybrids found? *Arxiv preprint hep-ph/9509245*, 1995.
- [16] T. Branz, T. Gutsche und V.E. Lyubovitskij. Strong and radiative decays of the scalars $f_0(980)$ and $a_0(980)$ in a hadronic molecule approach. *Physical Review D*, 78(11), 2008.
- [17] GS Bali et al. A comprehensive lattice study of SU(3) glueballs. *Physics Letters B*, 309(3):378–384, 1993.
- [18] R. Barate et al. Search for the glueball candidates $f_0(1500)$ and $f_J(1710)$ in $\gamma\gamma$ collisions. *Physics Letters B*, 472(1-2):189–199, 2000.
- [19] C. Amsler und F.E. Close. Is $f_0(1500)$ a scalar glueball? *Physical Review D*, 53(1):295, 1996.
- [20] H.Y. Cheng, C.K. Chua und K.F. Liu. Scalar glueball, scalar quarkonia, and their mixing. *Physical Review D*, 74(9):094005, 2006.
- [21] W. Lee und D. Weingarten. Scalar quarkonium masses and mixing with the lightest scalar glueball. *Physical Review D*, 61(1):014015, 1999.
- [22] M.S. Chanowitz. Hunting the scalar glueball: prospects for BES III. *International Journal of Modern Physics A*, 21:5535–5542, 2006.
- [23] C. Bernard et al. Exotic mesons in quenched lattice QCD. *Physical Review D*, 56(11):7039, 1997.
- [24] T. Barnes, F.E. Close und E.S. Swanson. Hybrid and conventional mesons in the flux tube model: Numerical studies and their phenomenological implications. *Physical Review D*, 52(9):5242, 1995.
- [25] P. Lacock et al. Hybrid mesons from quenched QCD. *Physics Letters B*, 401(3-4):308–312, 1997.
- [26] F. Iddir und A.S. Safir. The decay of the observed $J^{PC} = 1^{-+}$ (1400) and $J^{PC} = 1^{-+}$ (1600) hybrid candidates. *Physics Letters B*, 507(1–4):183–192, 2001.
- [27] F. Iddir und L. Sendlala. $1^{-+}\pi_1(1400)$ cannot be hybrid meson. *Arxiv preprint hep-ph/0511086*, 2005.
- [28] J. Kuhn. Exotic Meson Production in the $f_1(1285)\pi^-$ -System observed in the reaction $\pi^- p \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^- p$ at 18 GeV/c. *Physics Letters B*, 595:109–117, 2004.
- [29] P. Eugenio et al. Observation of the $\pi(1800)$ and $\pi_2(1880)$ mesons in $\eta\eta\pi^-$ decay. *Physics Letters B*, 660(5):466–470, 2008.

- [30] E. Klempt und A. Zaitsev. Glueballs, hybrids, multiquarks: Experimental facts versus QCD inspired concepts. *Physics Reports*, 454(1–4):1–202, 2007.
- [31] V. Crede und C.A. Meyer. The experimental status of glueballs. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63(1):74–116, 2009.
- [32] T. Würschig. *Design optimization of the PANDA Micro-Vertex-Detector for high performance spectroscopy in the charm quark sector*. PhD thesis, Universitäts- und Landesbibliothek Bonn, 2011.
- [33] J. Ritman. Charmonium Physics with PANDA at FAIR. *Arxiv preprint hep-ex/0702013*, 2007.
- [34] C. Edwards et al. Observation an an η'_c Candidate State with Mass 592 ± 5 MeV. *Physical Review Letters*, 48(2):70–73, 1982.
- [35] M. Ambrogiani et al. Study of the $\gamma\gamma$ decays of the $\chi_{c2}(1^3P_2)$ and $\chi_{c0}(1^3P_0)$ charmonium resonances. *Physical Review D*, 62(5):052002, 2000.
- [36] G.T. Bodwin, E. Braaten und G.P. Lepage. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. *Physical Review D*, 51(3):1125, 1995.
- [37] H.W. Huang und K.T. Chao. QCD predictions for annihilation decays of P-wave quarkonia to next-to-leading order in α_s . *Physical Review D*, 54:6850, 1996.
- [38] J. Bolz, P. Kroll und G.A. Schuler. Higher Fock states and power counting in exclusive-wave quarkonium decays. *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, 2(4):705–719, 1998.
- [39] E. Braaten und Y.Q. Chen. Signature for Color-Octet Production of J/ψ in $e^+ e^-$ Annihilation. *Physical Review Letters*, 76(5):730–733, 1996.
- [40] S.B. Athar et al. χ_{cJ} decays to $h^+ h^- h^0$. *Physical Review D*, 75:032002, 2007.
- [41] IHEP Homepage <http://www.ihep.ac.cn>, 2012.
- [42] 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.
- [43] W.D. Li et al. The Offline Software for the BESIII Experiment. 2006.
- [44] M. Ablikim et al. Branching fraction measurements of χ_{c0} and χ_{c2} to $\pi^0\pi^0$ and $\eta\eta$. *Physical Review D*, 81(5):052005, 2010.

- [45] Z.Y. Deng et al. Object-Oriented BESIII Detector Simulation System. *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 30(05):371–377, 2006.
- [46] D.M. Asner et al. Physics at BESIII. *Arxiv preprint arXiv:0809.1869*, 2008.
- [47] P. Rong-Gang. Event generators at BESIII. *Chinese Physics C*, 32:599, 2008.
- [48] D.J. Lange. The EvtGen particle decay simulation package. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 462(1):152–155, 2001.
- [49] J.C. Chen et al. Event generator for J/ψ and $\psi(2S)$ decays. *Physical Review D*, 62(3):034003, 2000.
- [50] R. Brun und F. Rademakers. ROOT an object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389(1):81–86, 1997.
- [51] Y. Liang et al. Lagrange multiplier method used in BESIII kinematic fitting. *Chinese Physics C*, 34:204, 2010.
- [52] S. Brandt. Datenanalyse, 4. Auflage. 1999.
- [53] W. Verkerke und D. Kirkby. The RooFit toolkit for data modeling. 2003.
- [54] J.E. Gaiser. Charmonium spectroscopy from radiative decays of the J/ψ and ψ . 1982.
- [55] B. Aubert et al. Search for the $Z(4430)^-$ at BABAR. *Phys Rev. D*, 79:112001, Jun 2009.
- [56] V. Ziegler. Hyperon and Hyperon Resonance Properties From Charm Baryon Decays At BaBar. *Ph.D. Thesis*, 2007.
- [57] A. G. Frodesen, O. Skjeggstad und H. Toefte. Probability and statistics in particle physics. 1979.
- [58] Chen Ye. DQA Meeting am 21. Februar. 2010.
- [59] L. Lyons, D. Gibaut und P. Clifford. How to combine correlated estimates of a single physical quantity. *Nuclear Instruments Methods A*, 270:110, 1988.
- [60] B. Aubert et al. A Study of the $D_{sJ}^*(2317)$ and $D_{sJ}(2460)$ Mesons in Inclusive $c\bar{c}$ Production Near $(s)^{**}(1/2) = 10.6\text{GeV}$. *Physics Review D*, 74:032007, 2006.
- [61] T. Schröder. Untersuchung der Zustände $D_{s1}(2536)^+$ und $Z(3930)$. *Dissertation, Ruhr-Universität Bochum*, 2008.

- [62] B. Kopf. Private Kommunikation. 2012.
- [63] H.H. Gutbrod et al. FAIR Baseline Technical Report, Executive Summary. September 2006.
- [64] \bar{P} ANDA Collaboration. Technical Design Report for \bar{P} ANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC). *ArXiv e-prints*, October 2008, 0810.1216.
- [65] \bar{P} ANDA Collaboration. Physics Performance Report for \bar{P} ANDA: Strong Interaction Studies with Antiprotons. *ArXiv e-prints*, March 2009, 0903.3905.
- [66] \bar{P} ANDA Collaboration. Technical Progress Report for \bar{P} ANDA. February 2005.
- [67] CMS Collaboration. The CMS electromagnetic calorimeter project: Technical Design Report. 1997.
- [68] P. Cortese et al. ALICE Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report. (CERN-LHCC-2008-014. ALICE-TDR-014), August 2008.
- [69] A. Lundborg. The Charm of Excited Glue: Charmonium in e^+e^- and $p\bar{p}$ collisions. 2007.
- [70] J. Schulze. Prototypentwicklung für das elektromagnetische Kalorimeter des \bar{P} ANDA-Experimentes. *Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum*, April 2009.
- [71] J. Becker. Entwicklungs- und Simulationsarbeiten für den Prototypen des \bar{P} ANDA elektromagnetischen Vorwärtskalorimeters. *Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum*, April 2009.
- [72] Justin Greenhalgh. Temperature in the CMS end cap calorimeter, TDL002-045. Oktober 1999.
- [73] P. Rosier. Thermal design for the CLAS-DVCS calorimeter. September 2004.
- [74] S.W. Smith. The scientist and engineer's guide to digital signal processing. 1997.
- [75] J. Zhong. Private Kommunikation. 2009.
- [76] P. Friedel. Titel noch unbekannt. *Dissertation, Ruhr-Universität Bochum*, noch nicht erschienen, voraussichtlich 2012.
- [77] F. Feldbauer. Studien zur Strahlenhärte von Bleiwolframat-Kristallen. *Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum*, April 2009.
- [78] C. Motzko. Prototypmessungen für das \bar{P} ANDA elektromagnetische Kalorimeter. *Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum*, November 2008.

- [79] C. Motzko. Analyse des Zerfalls $\psi(2S) \rightarrow \chi_{c0}\gamma \rightarrow K_S K_S \pi^0 \pi^0 \gamma$ und Entwicklung eines Lichtpulsersystems für das PANDA-EMC. *Dissertation, Ruhr-Universität Bochum*, April 2012.
- [80] Hamamatsu Corporation. Datenblatt APD S11048(X2). 2011.
- [81] Hamamatsu Corporation. Datenblatt Photomultiplier Tube R11375 MOD. 2011.
- [82] M. Albrecht. Aufbau eines Messstands zur Charakterisierung von VPTs. *Bachelorarbeit, Ruhr-Universität Bochum*, 2010.
- [83] C. Sowa. Messung des temperaturabhängigen Dunkelstroms von Vakuum-Photoröhren. *Bachelorarbeit, Ruhr-Universität Bochum*, 2010.
- [84] R. Schröder. Quanteneffizienzmessung von Vakuum-Photoröhren. *Bachelorarbeit, Ruhr-Universität Bochum*, 2011.
- [85] C. Schnier. Messungen zur Optimierung der optischen Kopplung von APDs an PWO-Kristallen. *Bachelorarbeit, Ruhr-Universität Bochum*, 2012.
- [86] J. Schulze. Analyse des Zerfalls $\chi_{c0} \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \pi^0$ bei BESIII und Entwicklung von mechanischen Komponenten für einen Prototypen des $\bar{\text{P}}\text{ANDA-EMC}$. *Dissertation, Ruhr-Universität Bochum*, April 2012.
- [87] va-Q-Tec. Produktdatenblatt va-Q-plus Vakuumisulationspaneele. 2011.
- [88] H. Löhner. Private Kommunikation. 2011.
- [89] M. Kavatsyuk et al. Performance of the prototype of the electromagnetic calorimeter for PANDA. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2011.
- [90] Julabo Labortechnik GmbH. Datenblatt Temperiersystem Presto LH47. 2012.
- [91] Julabo Labortechnik GmbH. Datenblatt Umwälzthermostat FP50-HL. 2012.
- [92] Ultraflux. Datenblatt MINISONIC P. 2008.
- [93] L.R. Dalesio, M.R. Kraimer und A.J. Kozubal. EPICS architecture. 91:92–15, 1991.
- [94] F. Feldbauer. Analyse des Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K_s^0 \pi^- \pi^0$ bei BES-III und Entwicklung der Slow Control für das PANDA-Experiment. *Dissertation, Ruhr-Universität Bochum*, April 2012.
- [95] A. Csapo. Kalibrierung von Temperatursensoren für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ elektromagnetische Kalorimeter. *Bachelorarbeit, Ruhr-Universität Bochum*, 2011.

[96] VDI. Wärmetlas, 9. Auflage. 2002.

[97] M. Albrecht. Private Kommunikation. 2012.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen und allen herzlich danken, die im Laufe der letzten drei Jahre zum Gelingen meiner Dissertation beigetragen haben.

Ich danke Prof. Dr. Ulrich Wiedner, der mir die Gelegenheit gab, an seinem Lehrstuhl zu promovieren und während Forschungsaufenthalten in China und auf Hawaii viele wertvolle Erfahrungen zu sammeln. Vielen Dank für die spannende Zeit, den großen Gestaltungsfreiraum und ihr Vertrauen!

Eine unschätzbare Hilfe war mir Dr. Marc Pelizäus, der mich mit der Welt der Analysen vertraut gemacht hat und durch sein begeisterndes Interesse an meiner Arbeit immer sehr motivierte. Mahalo nui loa!

Bedanken möchte ich mich auch bei allen aktuellen sowie ehemaligen Mitarbeitern des Instituts für Experimentalphysik I für das angenehme Arbeitsklima und ihre große Hilfsbereitschaft. Besonders Priv.-Doz. Dr. Fritz-Herbert Heinsius, Dr. Bertram Kopf, Dr. Thomas Held, Dr. Matthias Steinke und Dr. Torsten Schröder waren mir bei fachlichen Fragestellungen immer eine große Hilfe. Danke!

Meinem Freund und Kollegen Jan Schulze danke ich für die tollen Jahre der Zusammenarbeit und die zahlreichen Abenteuer in der Ferne. Trotz Widrigkeiten gab es bei uns immer viel zu lachen. Tack så mycket och god fortsättning!

Zudem möchte ich meiner Freundin Anikó für ihre liebevolle Unterstützung und ihr großes Verständnis besonders in den letzten Wochen der Fertigstellung meiner Dissertation danken.

Zu guter Letzt möchte ich mich noch bei meinen Eltern herzlichst bedanken. Ohne ihren Halt und ihre fortwährende Unterstützung wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Vielen Dank!

Lebenslauf

Name Jörn Becker

Geburtsdatum 17. Januar 1984

Geburtsort Mülheim an der Ruhr

Eltern Andreas Becker
Doris Becker, geb. Müller

Studium Mai 2009 – Mai 2012
Promotion am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum unter Leitung von Prof. Dr. Ulrich Wiedner
Mitglied der Ruhr-University Research School

August 2007 – Januar 2008
Auslandssemester an der Universitet Uppsala, Schweden.

März 2007 – April 2009
Studium der Physik (M.Sc.) an der Ruhr-Universität Bochum
Masterarbeit am Lehrstuhl für Experimentalphysik I
Thema: Entwicklungs- und Simulationsarbeiten für den Prototypen des PANDA elektromagnetischen Vorwärtskalorimeters

Oktober 2004 – Februar 2007
Studium der Physik (B.Sc.) an der Ruhr-Universität Bochum
Bachelorarbeit am Lehrstuhl für anwendungsorientierte Plasmaphysik
Thema: Ausbreitung und Dämpfung der Helikonwellen in einer Helikonentladung

Zivildienst August 2003 – Mai 2004
Mobiler Sozialer Hilfsdienst der Caritas und Katholischen Kliniken

Schulbildung 1994 – 2003
Gymnasium Borbeck, Essen, Abschluss: Abitur