

**Analyse des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$  bei BESIII  
und  
Entwicklungen für den Prototyp des  $\bar{\text{PANDA}}\text{-EMC}$**

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

vorgelegt von  
**Patrick Friedel**  
geboren in Schwelm

Bochum, im November 2012

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

Tag der Disputation: 08.04.2013

# Abstract

Part one of this thesis is concerned with the analysis of charmonium resonances based on events that have been collected with the BESIII detector at IHEP, Beijing. In the second half, developments and technical devices are presented for the prototype of the forward endcap of the electromagnetic calorimeter, a major component of the future  $\overline{\text{PANDA}}$  experiment at FAIR in Darmstadt. In both experiments, charmonium spectroscopy is an issue of high interest.

Within the scope of the analysis of BESIII data, a search for intermediate resonances which decay into  $\phi\phi$ , is carried out. The radiative decay of  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$  is a gluon-rich process and therefore predestined for the search for exotic states. The analysis of the reaction is based upon a data sample of  $10^9$   $J/\psi$  events. After event selection and detailed background studies, 16997  $\phi\phi$ -events remain and serve as a basis for a partial wave analysis (PWA). In order to obtain precise results for intermediate resonances, first a mass-independent PWA has been performed, followed by a mass-dependent PWA. A predominant  $0^{-+}$  wave is identified across the entire invariant  $\phi\phi$  mass range, including a very clear  $\eta_c$  signal. The mass and width of another contributing  $2^{++}$ -state is consistent with the values indicated for the  $f_2(2340)$ . This resonance is considered to be a glueball candidate. An additional weak contribution is observed near the  $\phi\phi$  threshold. Due to the nearly identical quality of fit, one of the following two resonances may be taken into account: either a  $2^{++}$ -state which corresponds to the  $f_2(2010)$  resonance and is supposed to be another glueball candidate, or a  $0^{++}$ -state corresponding to the  $f_0(2020)$  resonance.

To achieve the energy resolution required for the electromagnetic calorimeter for  $\overline{\text{PANDA}}$ , the operating temperature must be a stable  $-25^\circ\text{C}$ . Monitoring the crystal temperature is of utmost importance since the light yield of the  $\text{PbWO}_4$  scintillator is strongly temperature-dependent. Very thin cables ( $90\mu\text{m}$ ) connected to sensors which measure the crystal temperature, are optimized and their production improved. New developments and improvements are carried out for a modular monitoring system (THMP) processing the signals of the temperature, humidity and pressure sensors inside the prototype. Resolution of temperature measurements by the THMP is increased to 0.008 K. A calibration method and a new circuit-board to monitor the power supply of the preamplifiers of the photo detectors have been developed. In order to avoid condensation and formation of ice in the cooled prototype, an electrically controlled flushing system using dried air has been developed and installed. A relative humidity of  $< 70\%$  is thus maintained.



# Inhaltsverzeichnis

<b>I Grundlagen</b>	<b>1</b>
<b>1 Einführung</b>	<b>3</b>
1.1 Das Standardmodell . . . . .	4
1.2 Quantenchromodynamik . . . . .	6
1.3 Charmonium-Resonanzen . . . . .	7
1.4 Exotische Zustände . . . . .	8
1.5 Motivation . . . . .	9
<b>II Analyse des Zerfalls <math>J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi</math> anhand von BESIII-Daten</b>	<b>13</b>
<b>2 Das BESIII-Experiment</b>	<b>15</b>
2.1 Zielsetzung . . . . .	15
2.2 Beschleunigeranlage BEPCII . . . . .	16
2.3 BESIII-Detektor . . . . .	17
2.3.1 Multilayer-Driftkammer . . . . .	18
2.3.2 Time-Of-Flight-System . . . . .	19
2.3.3 Elektromagnetisches Kalorimeter . . . . .	20
2.3.4 Solenoid . . . . .	21
2.3.5 Myondetektor . . . . .	22
2.3.6 Trigger-System . . . . .	22
2.4 BESIII-Offline-Software-System . . . . .	24
2.5 Messdaten . . . . .	24
2.6 Monte-Carlo-Daten . . . . .	25
<b>3 Untersuchung von <math>\psi(2S) \rightarrow \phi\phi X</math> und <math>J/\psi \rightarrow \phi\phi X</math></b>	<b>27</b>
3.1 Selektionskriterien . . . . .	27
3.2 Untersuchung von $\psi(2S) \rightarrow \phi\phi X$ . . . . .	29
3.3 Untersuchung von $J/\psi \rightarrow \phi\phi X$ . . . . .	31
3.4 Zusammenfassung der Messungen mit $X = \omega$ , $X = \phi$ oder $X = \gamma$ . . . . .	33

<b>4</b>	<b>Selektion des Zerfalls <math>J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi</math></b>	<b>35</b>
4.1	Vorbemerkung . . . . .	35
4.2	Selektionskriterien . . . . .	36
4.3	Ergebnisse nach ersten Selektionskriterien . . . . .	38
4.4	Untergrundbehandlung . . . . .	39
4.4.1	Unterdrückung der Zerfälle in den Endzustand $K^+K^-K^+K^-$ . . . . .	40
4.4.2	Unterdrückung der Zerfälle in den Endzustand $\gamma\gamma K^+K^-K^+K^-$ . . . . .	40
4.4.3	Methode zur Ereignisgewichtung . . . . .	42
4.5	Ergebnisse unter Einbezug der Untergrundstudien . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Partialwellenanalyse von <math>J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+K^-K^+K^-</math></b>	<b>51</b>
5.1	Isobar-Modell . . . . .	51
5.2	Formalismen . . . . .	52
5.3	Beschreibung der Dynamik . . . . .	53
5.4	Maximum-Likelihood-Methode . . . . .	53
5.5	Methoden zur Bestimmung der Anpassungsgüte . . . . .	54
5.6	Bestimmung der Beiträge der Partialwellen . . . . .	55
5.7	Vorgehensweise bei der PWA . . . . .	56
5.8	Überprüfung der Anpassungen anhand der Reaktion $\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ} \rightarrow \gamma\phi\phi$ . . . . .	56
5.9	Partialwellenanalyse der Reaktion $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+K^-K^+K^-$ . . . . .	62
5.9.1	Ergebnisse der massenunabhängigen Anpassung . . . . .	62
5.9.2	Ergebnisse der massenabhängigen Anpassung . . . . .	64
5.10	Diskussion der Ergebnisse . . . . .	69
 <b>III Entwicklungen zum Prototyp der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des PANDA-Experiments</b>		<b>71</b>
<b>6</b>	<b>Das PANDA-Experiment</b>	<b>73</b>
6.1	Zielsetzung . . . . .	73
6.2	Beschleunigeranlage FAIR . . . . .	75
6.3	Hochenergie-Speicherring . . . . .	76
6.4	PANDA-Detektor . . . . .	77
6.4.1	Target-System . . . . .	78
6.4.2	Target-Spektrometer . . . . .	79
6.4.3	Vorwärtsspektrometer . . . . .	81
6.4.4	Trigger- und Datenerfassungssystem . . . . .	82
6.5	Elektromagnetisches Kalorimeter . . . . .	83
6.5.1	Szintillatoren und Auslese . . . . .	83
6.5.2	Anforderungen an das PANDA-EMC und Aufbau . . . . .	86

<b>7</b>	<b>Entwicklungen zum Prototyp</b>	<b>89</b>
7.1	Der Prototyp der Vorwärtsendkappe . . . . .	89
7.2	Entwicklung und Tests von Kristallfrontstoppern . . . . .	92
7.2.1	Anforderungen an die Frontstopper . . . . .	92
7.2.2	Konstruktion der Frontstopper . . . . .	92
7.2.3	Tests verschiedener Frontstopper . . . . .	94
7.2.4	Testmessungen unter realistischen Bedingungen . . . . .	95
7.3	Weiterentwicklung ultradünner Flachbandkabel . . . . .	97
7.3.1	Verbessertes Herstellungsverfahren . . . . .	99
<b>8</b>	<b>Vermeidung von Eisbildung im EMC</b>	<b>103</b>
8.1	Vorbemerkungen . . . . .	103
8.2	Experimentaufbau . . . . .	104
8.2.1	Druckluftaufbereitung . . . . .	105
8.2.2	Überwachung der Umgebungsparameter . . . . .	106
8.3	Entwicklung der Steuerungselektronik . . . . .	107
8.4	Verfahren zur Verteilung der Trockenluft . . . . .	109
8.4.1	Ergebnisse der Spültests . . . . .	109
8.4.2	Eignung für die Vorwärtsendkappe . . . . .	114
<b>9</b>	<b>Entwicklungen und Optimierungen zum THMP</b>	<b>117</b>
9.1	Die Signalkette . . . . .	117
9.2	Fehlerquellen bei der Temperaturmessung . . . . .	119
9.2.1	Temperaturwerte um $-200^{\circ}\text{C}$ . . . . .	120
9.2.2	Temperaturwerte um $-70^{\circ}\text{C}$ . . . . .	122
9.2.3	Falsch zugeordnete Kalibrierungswerte . . . . .	123
9.2.4	Lokale Temperaturdifferenzen . . . . .	124
9.2.5	Temperaturwerte um $+80^{\circ}\text{C}$ . . . . .	127
9.2.6	Stagnierende Temperaturwerte . . . . .	128
9.2.7	Weitere Fehlerquellen . . . . .	131
9.3	Verbesserung der Temperaturmessung . . . . .	133
9.3.1	Steigerung der Auflösung des THMP . . . . .	133
9.3.2	Bestrahlung der neuen Elektronikkomponenten . . . . .	136
9.4	Neuentwicklung und Optimierung der THMP-Huckepackplatinen . . . . .	137
9.4.1	Huckepackplatinen für Temperatursensoren . . . . .	138
9.4.2	Huckepackplatinen für Feuchte- und Drucksensoren . . . . .	140
9.5	Kalibrierung des THMP . . . . .	141
9.6	Überwachung der Spannungsversorgung der Photodetektorelektronik . . . . .	143
9.7	Resümee . . . . .	145
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>147</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>149</b>

Inhaltsverzeichnis

---

<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>155</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>157</b>
<b>Danksagung</b>	<b>163</b>

# **Teil I**

## **Grundlagen**



# Kapitel 1

## Einführung

Mit der Entwicklung des ersten atomistischen Modells durch Demokrit und Leukipp vor rund 2500 Jahren begann die Suche nach der fundamentalen Struktur der Materie. Nach damaliger Vorstellung war Materie aus kleinsten unteilbaren Teilchen – den Atomen (von griech. *ατομος* = unteilbar) – aufgebaut. Dieses Verständnis der physikalischen Eigenschaften der Materie hielt sich neben weiteren, ähnlichen Erklärungen bis ins Mittelalter.

Nach Begründung der neuzeitlichen Naturwissenschaft im 17. Jahrhundert wurden diese Ansätze wieder aufgegriffen, doch die tradierte Vorstellung veränderte sich. Schon Newton sprach von kleinsten Teilchen, zwischen denen anziehende Kräfte herrschen [1]. Rutherford gelang es zu Beginn des 20. Jahrhunderts die Struktur des Atoms näher zu untersuchen. Nach Entdeckung des Neutrons 1932 durch Chadwick konnten Kernmodelle entwickelt werden, die besagten, dass Atomkerne aus Protonen und Neutronen – den Nukleonen – aufgebaut sind. Bereits 1930 war das Neutrino durch Pauli postuliert worden; es wurde jedoch erst 1955 experimentell nachgewiesen. Ab etwa 1950 konnte in Experimenten neben Protonen und Neutronen ein kompletter „Teilchenzoo“ nachgewiesen werden. Um die wachsende Zahl von Hadronen zu ordnen, entwickelten Gell-Mann und Zweig 1964 das Quark-Modell, das die Hadronen als Kombinationen aus Quarks darstellt. Dieses Modell gilt als Vorläufer des Standardmodells, des Grundgerüsts der Teilchenphysik, in dem alle Elementarteilchen, Wechselwirkungen und notwendigen Konstanten zusammengefasst sind. In den 1970er Jahren gelang mit der Entdeckung der Substruktur der Nukleonen, der leichten Quarks, ein weiterer Durchbruch.

Inzwischen sind alle vom Standardmodell postulierten Quarks experimentell nachgewiesen. Allerdings sind ihre Eigenschaften und Wechselwirkungen bis dato nicht umfassend verstanden und daher Gegenstand der aktuellen Forschung.

Dass der gesamte Themenkomplex der Teilchenphysik interessant bleibt und jahrzehntelange Forschung zu bedeutenden Ergebnissen führt, ist in jüngster Vergangenheit unter anderem durch den experimentellen Nachweis eines neuen Bosons am CERN in der Schweiz bewiesen worden. Ob es sich hierbei um das vorhergesagte Higgs-Boson handelt, müssen weitere Untersuchungen zeigen.

## 1.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Elementarteilchen und die fundamentalen Wechselwirkungen, denen diese Teilchen unterliegen.

Teilchen gelten als elementar, wenn sie keine Substruktur besitzen. Nach heutigem Wissensstand existieren zwölf elementare Teilchen: sechs Quarks und sechs Leptonen (siehe Tabelle 1.1) sowie deren jeweilige Antiteilchen. Dazu gibt es Austauscheteilchen, die die Wechselwirkungen zwischen diesen vermitteln (siehe Tabelle 1.2).

Tab. 1.1: Die Eigenschaften der Quarks und Leptonen [2]

	Gen.	Name	Symbol	Ladung [e]	Masse [MeV/c <sup>2</sup> ]	Spin	Flavour
<b>Quarks</b>	1	Up	$u$	+2/3	1,7 - 3,0	1/2	$I_3 = +1/2$
		Down	$d$	-1/3	4,5 - 5,5	1/2	$I_3 = -1/2$
	2	Charm	$c$	+2/3	$1275 \pm 25$	1/2	$C = +1$
		Strange	$s$	-1/3	$95 \pm 5$	1/2	$S = -1$
	3	Top	$t$	+2/3	$(173,5 \pm 0,6 \pm 0,8) \cdot 10^3$	1/2	$T = +1$
		Bottom	$b$	-1/3	$4180 \pm 30$	1/2	$B = -1$
<b>Leptonen</b>	1	Elektron-Neutrino	$\nu_e$	0	$< 2 \cdot 10^{-6}$	1/2	
		Elektron	$e^-$	-1	0,511	1/2	
	2	Myon-Neutrino	$\nu_\mu$	0	$< 0,19$	1/2	
		Myon	$\mu^-$	-1	$105,66 \pm 3,5 \cdot 10^{-6}$	1/2	
	3	Tauon-Neutrino	$\nu_\tau$	0	$< 18,2$	1/2	
		Tauon	$\tau^-$	-1	$1776,82 \pm 0,16$	1/2	

Die sechs Quarks und Leptonen werden jeweils in drei Generationen eingeteilt. Zur ersten Generation der Quarks zählen das Up- und Down-Quark (kurz:  $u$  bzw.  $d$ ) mit einer Masse von einigen MeV/c<sup>2</sup>, gefolgt in der zweiten von Strange-Quark ( $s$ ) und Charm-Quark ( $c$ ). Das Letztgenannte zählt aufgrund seiner höheren Masse zu den schweren Quarks, ebenso wie das Top ( $t$ ) und Bottom ( $b$ ) aus der dritten Generation, wobei das  $t$ -Quark als schwerster Vertreter etwa die Masse eines Goldatoms besitzt. Neben der gebrochenen elektrischen Ladung werden den Quarks die Eigenschaften Isospin, dessen dritte Komponente  $I_3$  für  $u$ - und  $d$ -Quarks +1/2 bzw. -1/2 beträgt, sowie Charmness  $C$ , Strangeness  $S$ , Topness  $T$  und Bottomness  $B$  zugeordnet. Weiterhin tragen Quarks eine sogenannte Farbladung.

Quarks gehören ebenso wie Leptonen zu den Fermionen, also Spin-1/2-Teilchen. Leptonen wer-

den in drei Generationen (Elektron, Myon, Tauon mit ihren jeweiligen Neutrinos) eingeteilt und sind Träger der ganzzahligen negativen Elementarladung ( $e, \mu, \tau$ ) bzw. keiner elektrischen Ladung ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ). Sie tragen die Leptonenzahlen  $L_e, L_\mu$  und  $L_\tau$ .

Nukleonen – Protonen und Neutronen – sind aus  $u$ - und  $d$ -Quarks aufgebaut und bilden zusammen mit den Elektronen Atome. Alle stabile Materie ist also aus Vertretern der beiden ersten Generationen zusammengesetzt. Der Zusammenhalt von Materie bzw. die Wechselwirkungen werden im Standardmodell im Rahmen von Eichtheorien – relativistischen Quantenfeldtheorien – beschrieben.

Tab. 1.2: Die vier Wechselwirkungen und ihre Austauscheteilchen [2]

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Symbol	Masse [GeV/c <sup>2</sup> ]	rel. Stärke
starke	Gluon	$g$	0	1
	W-Boson	$W^\pm$	$80,385 \pm 0,015$	$10^{-13}$
schwache	Z-Boson	$Z^0$	$91,1876 \pm 0,0021$	
	elektromagnetische	Photon	$\gamma$	0
gravitative	Graviton?		0	$10^{-38}$

Im Gegensatz zu Quarks und Leptonen zählen die Austauscheteilchen der Wechselwirkungen aufgrund ihres ganzzahligen Spins zu den Bosonen. Hadronen, zu denen auch die Nukleonen zählen, werden von der starken Wechselwirkung zusammengehalten. Die Austauscheteilchen (Vektorbosonen), die Gluonen genannt werden, tragen selbst Farbladung, aufgrund der sie mit den Quarks und untereinander wechselwirken. Obwohl Gluonen masselos sind, ist die starke Wechselwirkung infolge der Selbstwechselwirkung der Gluonen eine kurzreichweitige Kraft. Da Leptonen keine Farbladung tragen, hat die starke Farbkraft, wie sie auch genannt wird, auf diese keinen Einfluss.

Das Austauschboson der elektromagnetischen Kraft ist das Photon, das wie die Gluonen masselos ist, allerdings keine Ladung trägt. Deshalb ist die Reichweite unendlich, die Kraft nimmt mit wachsendem Abstand ab. Diese Wechselwirkung ist vom mikroskopischen bis in den makroskopischen Bereich von großer Bedeutung, da sie für den Aufbau der Atome selbst, über Moleküle bis hin zu makroskopischen Körpern, verantwortlich ist.

Die Umwandlung von Leptonen (innerhalb von Generationen) und Quarks (auch generationsübergreifend) beruht auf der schwachen Wechselwirkung, deren Austauscheteilchen die  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Bosonen sind. Dadurch, dass diese Bosonen massebehaftet sind, ist die Reichweite der Kraft auf  $1,1 \cdot 10^{-18}$  m limitiert.

Die Gravitation als schwächste Wechselwirkung wird im Standardmodell nicht berücksichtigt, weil es dazu noch keine Quantenfeldtheorie gibt.

## 1.2 Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist eine Quantenfeldtheorie, die die starke Wechselwirkung beschreibt. Sie ist das Analogon zur erfolgreichen Quantenelektrodynamik (QED), einer ebenfalls relativistischen Eichtheorie. Im Gegensatz zur QED mit dem (elektrisch neutralen) Photon als Eichboson, ist die QCD eine nicht-abelsche Theorie mit Gluonen als Austauscheteilchen. Diese besitzen eine Ladung und Antiladung, die modellbasiert durch die Farben rot, grün und blau (bzw. deren Antifarben) gekennzeichnet sind.<sup>1</sup>

Aufgrund ihrer Farb- und Antifarbladung können die masselosen Gluonen nicht nur mit den Quarks – die ebenfalls Träger einer Farbladung sind – wechselwirken, sondern auch untereinander. Infolge dieser Selbstwechselwirkung kommt es zu einem Effekt, der der Vakuumpolarisation in der QED ähnelt, bei der aus virtuellen Photonen Elektron-Positron-Paare entstehen. Allerdings ist der Effekt in der QCD invers zum Verhalten in der QED, denn mit größer werdendem Abstand nehmen die Kräfte nicht ab. Für sehr kleine Abstände ( $\ll 1$  fm) und damit hohe Energien, wird die Kopplungsstärke zwischen den Quarks asymptotisch klein. Dieses als asymptotische Freiheit bezeichnete Phänomen entsteht aufgrund von virtuellen Gluonen, die analog zur QED abschirmend sein können, aber auch binden können. Entsprechend gilt für das Wechselwirkungspotenzial der QCD mit der Kopplungskonstante  $\alpha_s$  [3]:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_s(r)\hbar c}{r} + k \cdot r \quad \text{mit} \quad \alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(q^2/\Lambda^2)} \quad ;$$

hierbei steht  $n_f$  für die Anzahl der beteiligten Quarkflavours und  $\Lambda$  wird als freier Parameter aus Messdaten bestimmt ( $\Lambda \approx 250$  MeV/c). Der lineare Term  $k$  ist dafür verantwortlich, dass die Feldenergie der Quarks mit zunehmendem Abstand ansteigt. Beim Versuch, zwei Quarks z.B. in einem Meson ( $q\bar{q}$ -System) voneinander zu trennen, entfernen sich die beiden Quarks voneinander unter Bildung einer röhrenförmigen Feldlinienkonfiguration (engl. flux tube). Dem System muss so viel Energie zugeführt werden, dass der Flussschlauch abreißt und ein neues Quark-Antiquark-Paar aus dem Vakuum entsteht. Somit können Quarks nicht einzeln beobachtet werden, sondern nur in farbneutralen Systemen, wie Mesonen oder Baryonen ( $qqq, \bar{q}\bar{q}\bar{q}$ ), was als Confinement bezeichnet wird. Nur für sehr kleine Abstände, nämlich  $\alpha_s \ll 1$ , sind störungstheoretische Berechnungen möglich.

Quarks und die aus ihnen gebildeten Hadronen besitzen Quantenzahlen, die den Zustand charakterisieren, und die somit eine wichtige Größe in der Spektroskopie von Hadronen darstellen. Neben der Hauptquantenzahl  $n$ , die radiale Anregungen beschreibt, gehören hierzu der Gesamtdrehimpuls  $J$ , der sich aus dem Gesamtbahndrehimpuls  $L$  und dem Gesamtspin  $S$  zusammensetzt sowie die Parität  $P$ , die  $C$ -Parität und die  $G$ -Parität. Bei Mesonen kann sich der Spin der beiden Konstituentenquarks also entweder zu 0 (Spin-Singulett) oder zu 1 (Spin-Triplett) koppeln; es gilt für die Quantenzahlen:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad \text{mit} \quad |L - S| \leq J \leq |L + S| \quad \text{sowie} \quad P = (-1)^{L+1} \quad \text{und} \quad C = (-1)^{L+S} \quad .$$

---

<sup>1</sup>Laut den Regeln der Gruppentheorie bilden die  $3 \times 3$  Farbkombinationen ein Oktett und ein Singulett von Zuständen, wobei das aus drei Farben und Antifarben zusammengesetzte Singulett nicht zwischen Farbladungen austauschen kann; daher existieren nur acht Gluonenzustände. [3]

Zwei Notationen sind für Zustände geläufig:  $n^{2S+1}L_J$  sowie  $J^{PC}$ . Zu den erlaubten Quantenzahlen zählen:

$$0^{-+}, 0^{++}, 1^{--}, 1^{+}, 2^{++}, \dots$$

Diese fünf genannten Zustände werden als pseudoskalare, skalare, Vektor-, Axialvektor- und Tensor-Mesonen bezeichnet. Gemäß der SU(3)-Theorie existiert ein Nonett ( $3 \oplus \bar{3} = 8+1$ ), bestehend aus pseudoskalaren Mesonen, die aus den drei leichtesten Quarks zusammengesetzt sind. Zu diesem Nonett zählen z.B. das  $K^\pm$ - oder  $\pi$ -Meson. Die Konstituentenquarks, und damit die Mesonen, unterscheiden sich voneinander durch weitere Quantenzahlen (siehe Tabelle 1.1 in Kapitel 1.1), nämlich Isospin und Strangeness; im Nonett sind sie entsprechend nach  $I_3$  und  $S$  klassifiziert (siehe Abbildung 1.1). Pionen ( $\pi^0, \pi^\pm$ ) besitzen beispielsweise Strangeness = 0, da sie nur aus  $u$ - und  $d$ -Quark-Antiquark-Paaren aufgebaut sind, im Gegensatz zu den Kaonen (Strangeness  $\pm 1$ ) mit einem  $s$ -Quark im  $q\bar{q}$ -System. Für angeregte  $q\bar{q}$ -Zustände existieren weitere Multipletts. Im Nonett der Vektormesonen ( $J = 1$  statt 0) ist neben dem  $\omega$ - und  $\rho^0$ - das  $\phi$ -Meson im Ursprung (Isospin und Strangeness gleich Null) klassifiziert. Es koppelt stark an Kaonen und gilt im Gegensatz zum  $\omega$  und  $\rho^0$  als fast reiner  $s\bar{s}$ -Zustand [3].

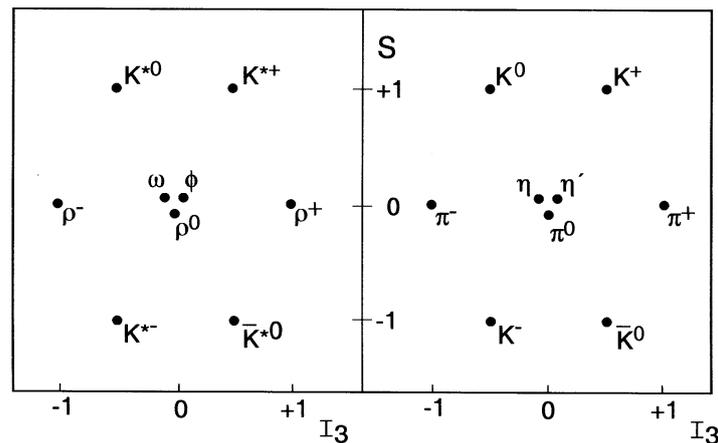


Abb. 1.1: Das Nonett der Vektormesonen ( $J^P = 1^-$ ) links und der pseudoskalaren Mesonen ( $J^P = 0^-$ ) rechts. [3]

### 1.3 Charmonium-Resonanzen

Ein Teilchenzustand aus einem charm- und einem Anticharm-Quark, also ein  $c\bar{c}$ -Meson, wird als Charmonium-Resonanz bezeichnet. Im Jahr 1974 wurde die erste Charmonium-Resonanz, das  $J/\psi$ , am BNL (Brookhaven National Laboratory) und am SLAC (Stanford Linear Accelerator) fast gleichzeitig nachgewiesen. Die  $J/\psi$ -Resonanz trägt die Hauptquantenzahlen  $J^{PC} = 1^{--}$  und besitzt einen Drehimpuls von  $L = 0$  und einen Spin von  $S = 1$ . Das  $J/\psi$ -Meson hat eine Ruhemasse von  $\approx 3,1 \text{ GeV}/c^2$ , und aufgrund seiner geringen Breite von  $93 \text{ keV}/c^2$  ist es sehr langlebig [2]. Diese Langlebigkeit kann mit der OZI-Regel (formuliert von Okubo, Zweig und Iizuka) erklärt

werden; sie besagt, dass Übergänge, die durch Feynman-Diagramme mit unterbrochenen Quarklinien beschrieben sind, unterdrückt werden. Da aufgrund der Masse kein starker Zerfall mit durchgehenden Quarklinien möglich ist, zerfällt die  $J/\psi$ -Resonanz zu einem bedeutenden Anteil über die elektromagnetische Wechselwirkung in Leptonen sowie radiativ (also unter Abstrahlung eines Photons mit anschließendem starken Zerfall).

Nach dem Nachweis der  $J/\psi$ -Resonanz im Jahr 1974 wurden noch viele weitere Charmonia entdeckt; in Abbildung 1.2 ist das Charmonium-Spektrum unterhalb der  $D\bar{D}$ -Schwelle (Energie, ab der ein  $D\bar{D}$ -Mesonpaar erzeugt werden kann) mit den bis dato nachgewiesenen Resonanzen dargestellt.

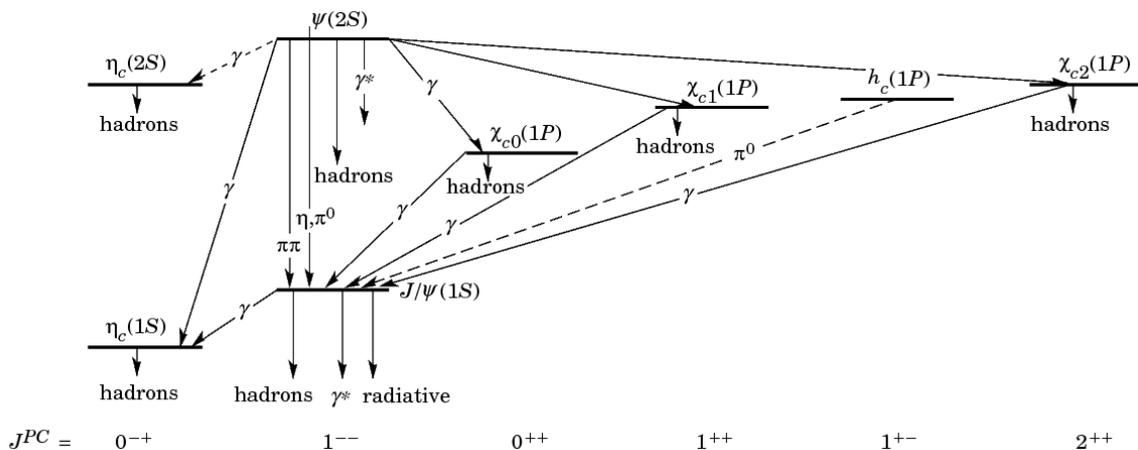


Abb. 1.2: Spektrum der beobachteten Charmonium-Resonanzen unterhalb der  $D\bar{D}$ -Schwelle [4]

Anzumerken ist, dass es zwischen den vorhergesagten und experimentell bestätigten Mesonenmassen oberhalb der  $D\bar{D}$ -Schwelle teilweise große Diskrepanzen gibt. Oberhalb der  $J/\psi$ -Resonanz befindet sich im Spektrum für  $1^{--}$  die  $\psi(2S)$ -Resonanz (auch als  $\psi'$  bezeichnet) mit einer Masse von  $\approx 3,68 \text{ GeV}/c^2$ . Es handelt sich um einen radial angeregten Zustand des  $J/\psi$  mit ansonsten identischen Quantenzahlen.

## 1.4 Exotische Zustände

Von der QCD werden neben baryonischen und mesonischen Systemen weitere Zustände postuliert, die als exotisch bezeichnet werden. Hierzu zählen Gluebälle ( $gg, ggg, \dots$ ), Zustände ohne Konstituentenquarks, die nur aus Gluonen aufgebaut sind. Weiterhin werden Hybride ( $q\bar{q}g$ ) zugelassen, also Meson-Systeme, die eine zusätzliche gluonische Anregung enthalten. Ebenso schließt die QCD Multiquark-Zustände, wie Tetraquarks ( $qq\bar{q}\bar{q}$ ), Pentaquarks ( $qqqq\bar{q}$ ) oder mesonische Moleküle ( $q\bar{q}(q\bar{q})$ ) nicht aus. Die genannten Zustände können anders als gewöhnliche Mesonen und Baryonen, auch exotische Quantenzahlen besitzen, die nicht den Auswahlregeln (siehe Kapitel 1.2) entsprechen; für mesonische Zustände gilt:

$$J_{\text{exotisch}}^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+}, \dots$$

Die Existenz keines dieser Zustände konnte bisher eindeutig experimentell nachgewiesen werden, was zweifellos für eine umfassende Bestätigung der QCD von großer Bedeutung wäre. In vielen Experimenten wurde bereits nach exotischen Zuständen gesucht; es liegen Messergebnisse vor, die als Hinweise auf exotische Zustände gedeutet werden.

Wie bereits erwähnt, besitzen Gluebälle keine Konstituentenquarks und somit keinen Quarkflavour, sodass sie beim Zerfall in Hadronen keinen Flavour bevorzugen: Sie zerfallen flavour-blind. Besonderes Augenmerk gilt – aufgrund einer Überbesetzung des Nonetts der pseudoskalaren Mesonen – den beiden  $0^{++}$ -Zuständen  $f_0(1500)$  und  $f_0(1710)$ , die in verschiedenen Experimenten nachgewiesen wurden. Es wird vermutet, dass es sich bei einem von ihnen um einen Glueball handelt. Ebenso gibt es Hinweise auf Hybrid-Kandidaten, wie z.B. das  $\pi_1(1400)$  [5]. In Abbildung 1.3 ist das Spektrum der leichtesten Gluebälle dargestellt, wie es aus Rechnungen innerhalb der Gittereichtheorie (engl. Lattice QCD) hervorgeht. Der niedrigste Glueball als skalarer Zustand wurde bei einer Masse von etwa  $1,7 \text{ GeV}/c^2$  berechnet, und die Masse des niedrigsten Tensor-Zustands wurde zu  $2,4 \text{ GeV}/c^2$  bestimmt [6].

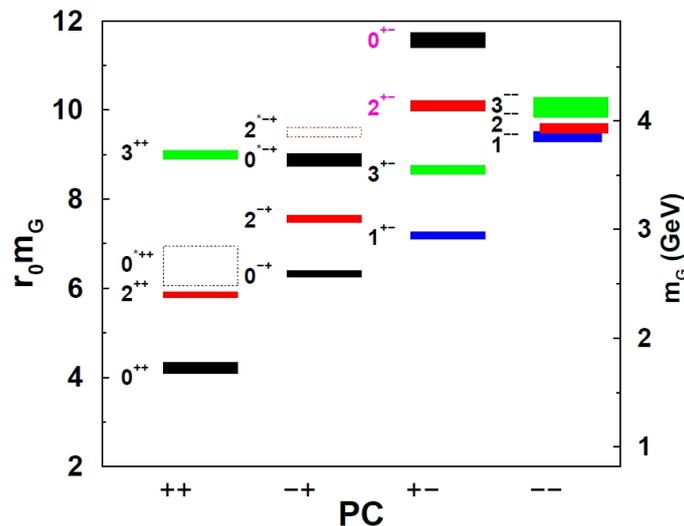


Abb. 1.3: Vorhergesagtes Glueball-Spektrum, basierend auf Lattice QCD [7]

## 1.5 Motivation

Zur experimentellen Bestätigung postulierter exotischer Zustände, z.B. Gluebälle, und zur Untersuchung weiterer ungeklärter Fragen im Bereich der starken Wechselwirkung, bieten die Experimente BESIII (**B**eijing **S**pectrometer III) und PANDA (**A**nti**P**roton **A**nnihilation at **D**armstadt) gute Voraussetzungen.

Teil des Physikprogramms des BESIII-Experiments am IHEP in Beijing, China, ist die Suche nach unentdeckten Resonanzen. Zu diesem Zweck sind sehr umfangreiche Datensätze mit Zerfällen der beiden Charmonium-Resonanzen  $J/\psi$  und  $\psi(2S)$  aufgezeichnet worden. Die Analyse von radiativen Charmonium-Zerfällen eröffnet vielfältige Möglichkeiten für detaillierte Studien im

nicht-perturbativen Bereich der starken Wechselwirkung, wozu auch quarkflavour-wechselnde Zerfälle, z.B. in  $\phi$ -Mesonen, zählen. Da der mesonische Teil des Zerfalls sehr gluonenreich abläuft, werden verstärkt Gluebälle als Zwischenresonanzen erwartet, die wiederum flavour-blind zerfallen.

Bereits Ende der 1980er Jahre sind bei Messungen der Pion-Nukleon-Streuung an der MPS-Facility am BNL (Brookhaven National Laboratory) in den USA Erhöhungen im invarianten  $\phi\phi$ -Massenspektrum bei  $2,01 \text{ GeV}/c^2$ ,  $2,30 \text{ GeV}/c^2$  und  $2,34 \text{ GeV}/c^2$  beobachtet worden (siehe Abbildung 1.4). Die Beiträge und Phasenverläufe der ermittelten Amplituden deuten darauf hin, dass es sich um drei  $2^{++}$ -Resonanzen handelt, die als Glueball-Kandidaten gelten [8].

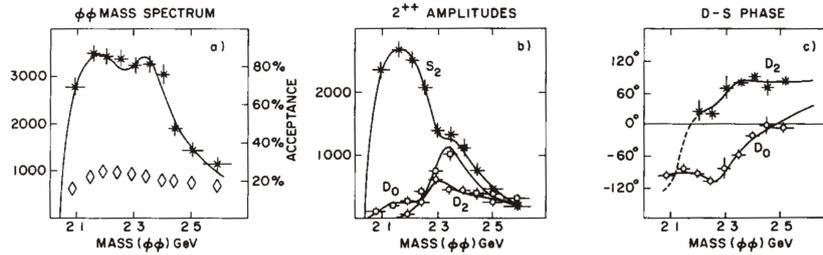


Abb. 1.4: Prozess  $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$ , der am BNL untersucht wurde. Im akzeptanz-korrigierten invarianten Massenspektrum des  $\phi\phi$ -Systems (links) werden drei Überhöhungen beobachtet, die durch das Intensitätsspektrum (Mitte) und die Phasendifferenz der drei  $2^{++}$ -Wellen (rechts) auf Resonanzen hindeuten. [8]

Am Mark-III-Experiment am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) sind ebenfalls Ende der 1980er Jahre radiative Zerfälle der  $J/\psi$ -Resonanz in das  $\phi\phi$ -System untersucht worden (siehe Abbildung 1.5); hierbei wurden Strukturen um  $2,2 \text{ GeV}/c^2$  beobachtet, allerdings mit nur 168 ( $\gamma K^+ K^- K^+ K^-$ ) bzw. 119 ( $\gamma K^+ K^- K_S^0 K_L^0$ ) Ereignissen [9].

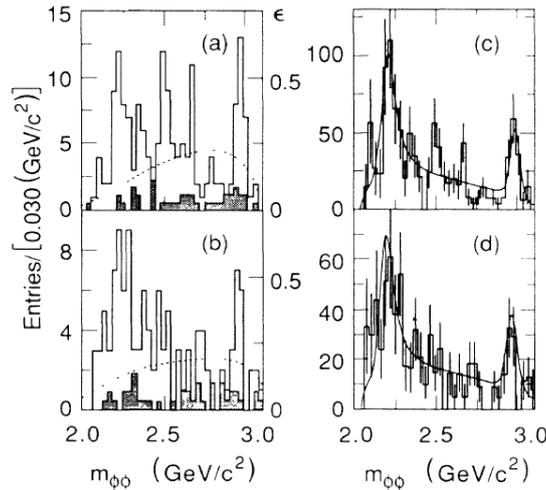


Abb. 1.5: Untersuchung des radiativen Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$  (obere Darstellungen) bzw. in  $\gamma K^+ K^- K_S^0 K_L^0$  (untere Darstellungen) am Mark-III-Experiment am SLAC. Im invarianten  $\phi\phi$ -Massenspektrum (rechts: effizienz-korrigiert) wird eine  $0^-$ -Struktur um  $2,2 \text{ GeV}/c^2$  beobachtet [9].

In diesem Zeitraum wurden auch in Untersuchungen des DM2-Experiments am DCI in Orsay, Frankreich, im unteren  $\phi\phi$ -Massenspektrum eine Struktur ( $0^-$ ) gesehen sowie eine weitere  $2^{++}$ -Struktur unterhalb von  $2,5 \text{ GeV}/c^2$  nicht ausgeschlossen [10]. Aus Rechnungen der Lattice QCD geht hervor, dass in diesem Massenbereich bei  $2,4 \text{ GeV}/c^2$  der niedrigste  $2^{++}$ -Glueball-Kandidat liegt [6].

Ziel der Analysen, die in der vorliegenden Arbeit vorgestellt werden, ist daher die Untersuchung von Zwischenresonanzen, die in das  $\phi\phi$ -System zerfallen sowie die Bestimmung ihrer Quantenzahlen. Zunächst werden inklusive Rekonstruktionen von

$$\psi(2S) \rightarrow \phi\phi X \rightarrow K^+ K^- K^+ K^- X \quad \text{und} \quad J/\psi \rightarrow \phi\phi X \rightarrow K^+ K^- K^+ K^- X$$

durchgeführt. Hierbei konzentrieren sich die Untersuchungen auf die Identifizierung der bei diesem Prozess beitragenden Rückstoßteilchen  $X$ .

Von zentralem Interesse ist die Untersuchung des radiativen  $J/\psi$ -Zerfalls

$$J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^- \quad .$$

Dieser Prozess eignet sich besonders für die Suche nach Gluebällen im  $\phi\phi$ -System, da sowohl die Produktion sehr gluonenreich abläuft als auch der Zerfall in die beiden Vektormesonen doppelt OZI-unterdrückt ist. Basierend auf einem Datensatz mit  $10^9$   $J/\psi$ -Ereignissen, der in diesem Jahr aufgezeichnet wurde, kann der Zerfallskanal mit einer 100fach höheren selektierten Ereigniszahl als den Untersuchungen im Mark-III- bzw. DM2-Experiment zugrunde lag, analysiert werden. Dies ermöglicht eine präzise Partialwellenanalyse mit aussagekräftigen Ergebnissen zu beitragenden Subresonanzen, die in das  $\phi\phi$ -System zerfallen sowie ihrer Quantenzahlen, Massen und Breiten (Kapitel 5). Aufgrund der hohen Ereigniszahl und des geringen Phasenraumvolumens wird eine Anpassung von einzelnen Bereichen des invarianten  $\phi\phi$ -Massenspektrums ermöglicht. Mit den erzielten Ergebnissen wird eine hervorragende Voraussetzung für eine globale Anpassung an den gesamten Datensatz zur Bestimmung der Massen und Breiten der beitragenden Resonanzen geschaffen.

Das  $\bar{P}$ ANDA-Experiment, das an der zukünftigen FAIR-Beschleunigeranlage in Darmstadt aufgebaut wird, hat als  $\bar{p}p$ -Experiment einen entscheidenden Vorteil gegenüber  $e^+e^-$ -Experimenten, in denen nur Resonanzen über ein virtuelles Photon und somit mit den Quantenzahlen  $1^{--}$  direkt produziert werden können. Beim  $\bar{p}p$ -Annihilationsprozess können Resonanzen im vorgegebenen Energiebereich mit allen erlaubten Quantenzahlen direkt erzeugt werden, was ein breites Physikprogramm mit hochpräzisen Messungen gestattet.

Im Rahmen des zukünftigen Experiments werden zahlreiche Entwicklungen durchgeführt; so ist z.B. federführend vom Institut für experimentelle Hadronenphysik an der Ruhr-Universität Bochum ein Prototyp der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters (EMC), eines wesentlichen Subdetektors des  $\bar{P}$ ANDA-Experiments, aufgebaut worden. Das EMC wird auf  $-25^\circ\text{C}$  heruntergekühlt, um die Lichtausbeute der verwendeten Szintillationskristalle zu erhöhen. Hierzu werden in Kapitel 7 Entwicklungen zu einer mechanischen Komponente sowie zu ultradünnen Sensorkabeln vorgestellt; letztere tragen maßgeblich dazu bei, dass auch zwischen den Szintillationskristallen eine Temperaturmessung möglich ist. In Anbetracht der niedrigen

Arbeitstemperatur von  $-25\text{ °C}$  sind Entwicklungen durchgeführt worden, die mit aufbereiteter Druckluft und einer elektrischen Regelungsschaltung (siehe Kapitel 8) die Bildung von Eis im Kalorimeter vermeiden. Die Überwachung von Umgebungsparametern im EMC ist von großer Bedeutung. Dazu werden in Kapitel 9 Neuentwicklungen und Optimierungen zu einem modularen Auslesesystem (THMP), das zur Überwachung von Temperatur, Luftfeuchtigkeit und Druck sowie Spannungen und Strömen dient, präsentiert.

## **Teil II**

# **Analyse des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$ anhand von BESIII-Daten**



# Kapitel 2

## Das BESIII-Experiment

### 2.1 Zielsetzung

Von 1989 bis 2004 wurde der **Beijing Electron Positron Collider** (BEPC) am Institute for High Energy Physics (IHEP) in Beijing betrieben; anfangs noch mit dem BES (**Beijing Spectrometer**)-Detektor, der 1996 zum BESII weiterentwickelt wurde. Im Jahre 2003 wurde beschlossen, den BEPC von einem Collider mit einzelner Strahlrohr zu einem Collider mit zwei separaten Strahlrohren umzubauen und die maximale Luminosität um einen Faktor 100 zu steigern. Weiterhin wurde entschieden, den BESII-Detektor zu erweitern bzw. Neuentwicklungen einzusetzen. Seit März 2009 werden an der neuen BEPCII-Beschleunigeranlage mit dem BESIII-Detektor Daten von Resonanzen im Schwerpunktsenergiebereich von (2 - 4,6) GeV genommen, wobei allein binnen Monaten der weltgrößte Datensatz an  $\psi(2S)$ - und  $J/\psi$ -Resonanzen erzeugt wurde [11].

Der Detektor, der zum Nachweis der Endzustandsteilchen eines Ereignisses dient, ist fassförmig um den Wechselwirkungspunkt des Elektronen- und Positronenstrahls aufgebaut. Aufgrund des zur Verfügung stehenden Energiebereichs und einer hohen Luminosität wird ein vielfältiges Physikprogramm im  $\tau$ -Charm-Massenbereich ermöglicht, dessen wichtigste Ziele nachfolgend kurz dargestellt werden.

Mit der Design-Luminosität des BEPCII von  $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  kann beispielsweise eine jährliche Produktion von bis zu  $10^{10}$   $J/\psi$ -Resonanzen erfolgen [12]. Aufgrund dieser hohen Ereigniszahlen können auch Untersuchungen von Reaktionskanälen durchgeführt werden, die nur sehr geringe Wirkungsquerschnitte aufweisen. Dadurch wird die Suche nach neuen hadronischen Zuständen ermöglicht. Hierzu gehören detaillierte Untersuchungen von leichten Hadronen und insbesondere auch die Suche nach Gluebällen, da die Kopplung von Charmonia an leichte Quarks im Endzustand über gluonenreiche Prozesse geschieht (siehe Kapitel 1.4).

Mit den zur Verfügung stehenden Strahlenergien kann auch die  $\psi(3770)$ -Resonanz erzeugt werden. Diese  $c\bar{c}$ -Resonanz liegt über der  $D\bar{D}$ -Schwelle ( $D$ -Mesonen bestehen aus einem  $c$ -Quark und einem leichteren  $\bar{u}$  oder  $\bar{d}$ , bzw. aus einem  $\bar{c}$  und einem  $u$  oder  $d$ ) und zerfällt überwiegend in ein  $D\bar{D}$ -Paar. Damit sind gute Bedingungen für die experimentelle Untersuchung von Themen in der Open-Charm-Physik gegeben, wie z.B. der  $D\bar{D}$ -Mischung und der  $C\mathcal{P}$ -Verletzung.

Detaillierte Studien im Bereich der  $\tau$ -Physik sind mit den Schwerpunktsenergien des BEPCII

und des BESIII ebenfalls möglich. Hierbei soll unter anderem die Masse des  $\tau$ -Leptons um einen Faktor 3 exakter als mit dem ersten BES-Experiment bestimmt werden [11].

## 2.2 Beschleunigeranlage BEPCII

In Abbildung 2.1 ist der schematische Aufbau des BEPCII dargestellt. Bei dem 2003 beschlossenen Umbau wurde im Tunnel des Vorgänger-Beschleunigers BEPC, der nur über eine Speicherringröhre verfügte, im Nachfolgemodell die Strahlführung geändert und jeweils eine Röhre für Elektronen (rot eingezeichnet) und Positronen (blau eingezeichnet) installiert. Der somit notwendige horizontale Kreuzungswinkel der beiden Teilchenstrahlen am Wechselwirkungspunkt (engl. interaction point, kurz: IP), den der BESIII-Detektor umgibt, beträgt  $\pm 11$  mrad.

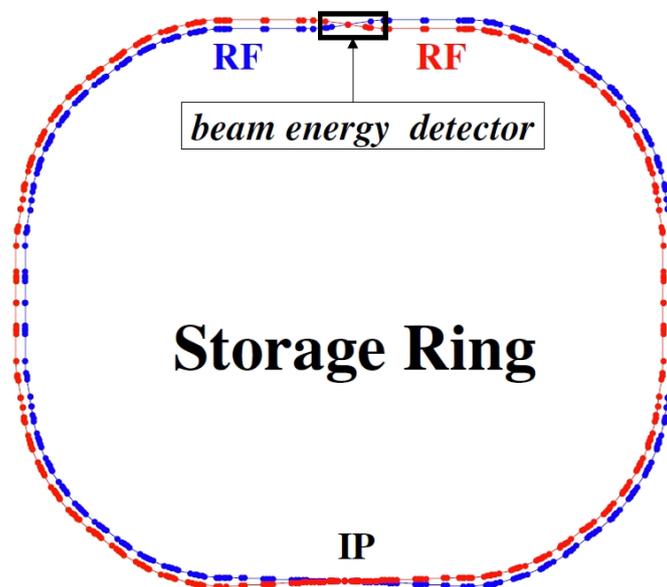


Abb. 2.1: Aufbauskinne des Beijing Electron Positron Collider II [13]

Die Elektronen und Positronen werden über einen Linearbeschleuniger (engl. linear accelerator, kurz: LINAC) auf 1,89 GeV beschleunigt und danach in den Speicherring injiziert. Auch am LINAC wurden während der Umbaumaßnahmen zum BEPCII Änderungen durchgeführt und z.B. neue Komponenten, wie eine Positronenquelle, eine Elektronenkanone und Klystronen eingesetzt.

Im BEPCII wird jeder der beiden Ringe 93 Teilchenpakete (zuvor insgesamt nur 2) bei 910 mA, einem wesentlich höheren Strahlstrom als im BEPC, speichern. Damit sind maßgebliche Voraussetzungen geschaffen, um die Design-Luminosität von  $1 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  zu erreichen. Der Zeitabstand der Teilchenpakete beträgt 8 ns und ihr Volumen ist auf etwa 2 % der Teilchenpakete im BEPC verringert. Schwerpunktsenergien und Ringumfang sind, bedingt durch den Aufbau im existierenden BEPC-Tunnel, annähernd gleich geblieben. Zur Übersicht sind die Parameter des BEPC und des BEPCII vergleichend in der nachstehenden Tabelle 2.1 aufgeführt.

Tab. 2.1: Parameter des BEPCII und BEPC [11]

Parameter	BEPCII	BEPC
Schwerpunktsenergie / GeV	2 - 4,6	2 - 5
Ringumfang / m	237,5	240,4
Kavitätsfrequenz (RF) / MHz	499,8	199,5
max. Luminosität bei $2 \times 1,89 \text{ GeV} / \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$\approx 10^{33}$	$\approx 10^{31}$
Anzahl der Teilchenpakete	$2 \times 93$	$2 \times 1$
Strahlstrom / mA	$2 \times 910$	$2 \times 35$
Abstand der Teilchenpakete / m / ns	2,4 / 8	–
Länge eines Teilchenpaketes / cm	1,5	$\approx 5$
Breite eines Teilchenpaketes / $\mu\text{m}$	$\approx 380$	$\approx 840$
Höhe eines Teilchenpaketes / $\mu\text{m}$	$\approx 5,7$	$\approx 37$
relative Energieunschärfe	$5 \times 10^{-4}$	$5 \times 10^{-4}$

## 2.3 BESIII-Detektor

Der BESIII-Detektor ist fassförmig aufgebaut und hat annähernd eine Raumwinkelabdeckung von  $4\pi$ , um so möglichst alle nachweisbaren Teilchen (Neutrinos ausgenommen) zu identifizieren. Bezüglich der Grundkomponenten ist er ähnlich aufgebaut wie Detektoren aus anderen Hochenergiephysik-Experimenten.

Abbildung 2.2 zeigt den BESIII-Detektor im Querschnitt. Im innersten Bereich umschließt eine Multilayer-Driftkammer (MDC) das Beryllium-Strahlrohr am Kollisionspunkt der Elektronen und Positronen. Mithilfe der MDC, welche mit einem Helium-Propan-Gasgemisch gefüllt ist, werden die Spuren von geladenen Teilchen gemessen sowie durch  $dE/dx$  die Teilchenidentifizierung ermöglicht. Um die MDC ist ein Time-Of-Flight-Detektor (TOF) installiert, der aus Plastiksintillatoren besteht. Aufgabe des Detektors ist, die Flugzeit von geladenen Teilchen zu messen. Durch die Informationen der MDC und des TOF lassen sich Aussagen über die Art der detektierten Teilchen treffen: Die beiden Subdetektoren dienen somit zur Teilchenidentifikation (engl. particle identification, kurz: PID). Um das TOF-System ist ein elektromagnetisches Kalorimeter (EMC) aufgebaut, das aus mit Thallium dotierten Cäsiumiodid-Szintillationskristallen besteht. Es dient zur Energiemessung von Photonen und Elektronen – und durch seine Granularität – als zusätzliche Komponente zur Ortsbestimmung von geladenen Teilchen. Das EMC umgibt ein supraleitender Solenoid, der im Inneren des Detektors ein homogenes Magnetfeld mit einer Stärke von 1 T erzeugt, welches die geladenen Teilchen ablenkt und dadurch in der MDC eine Impulsmessung ermöglicht. Um die Magnetspule herum befindet sich das Eisenjoch,

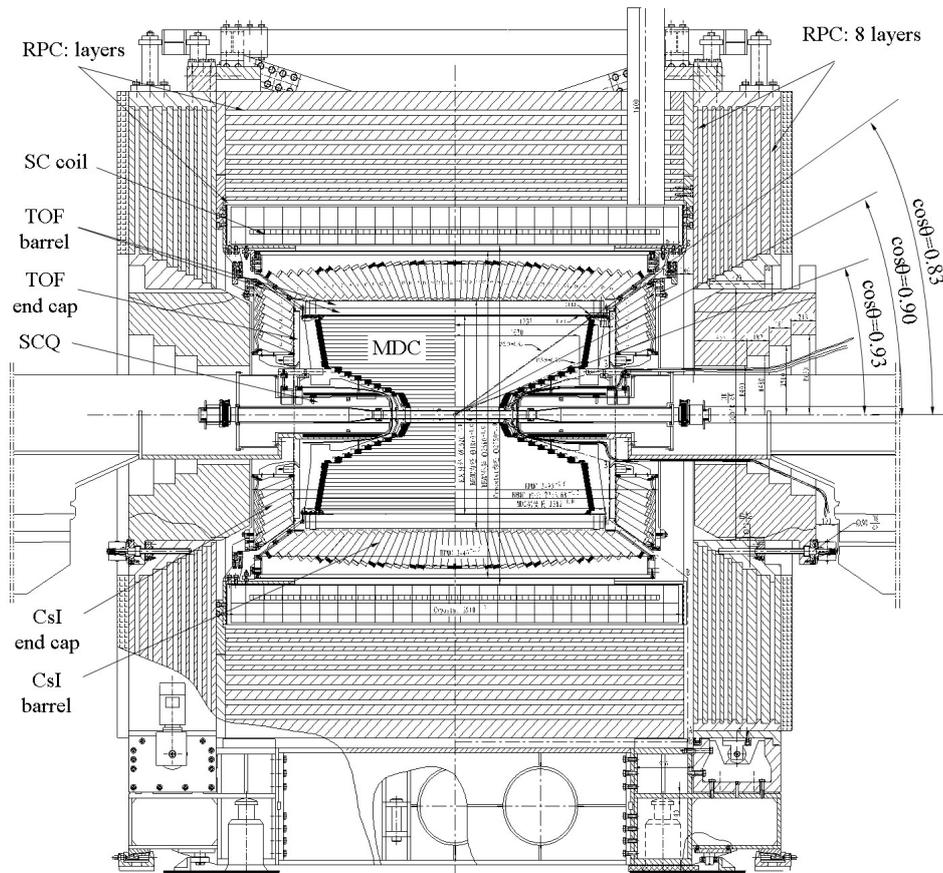


Abb. 2.2: Schematische Zeichnung des BESIII-Detektors [11]

das zur Rückführung des Magnetfeldes dient, und zur Detektion von Myonen von Resistive Plate Chambers (RPC) durchzogen ist. In Abbildung 2.2 ist zu erkennen, dass der Bereich, den das Eisenjoch mit den RPCs im Äußeren des Detektors einnimmt, den größten Teil des BESIII-Volumens ausmacht. Das Gewicht des Eisenjochs beträgt fast 500 t, wobei alle Subdetektoren zusammen lediglich 50 t wiegen und von der Stahlstruktur des Eisenjochs gehalten werden. Im Folgenden werden die Subdetektoren im Einzelnen vorgestellt.

### 2.3.1 Multilayer-Driftkammer

Die MDC dient zur Impulsbestimmung sowie zur Messung des spezifischen Energieverlusts  $dE/dx$  von geladenen Teilchen. Die Impulsbestimmung wird durch das vom Solenoid erzeugte Magnetfeld ermöglicht, indem die gekrümmte Trajektorie der geladenen Teilchen bestimmt wird. Zusammen mit dem spezifischen Energieverlust wird eine Teilchenidentifizierung ermöglicht.

Die Multilayer-Driftkammer hat einen inneren Radius von 59 mm und einen äußeren Radius von 810 mm sowie eine Länge von 2582 mm. Sie ist lediglich 2 mm vom Außenradius (57 mm) des Beryllium-Strahlrohrs entfernt positioniert. Um den Strahl möglichst weit bis zum IP fokussie-

ren zu können, sind die beiden Abschlussplatten der MDC in Richtung IP stufenförmig konisch konstruiert, da in diesem Bereich außerhalb der MDC um die Strahlachse fokussierende Quadrupolmagnete platziert sind.

Die MDC besitzt 43 Lagen von Signaldrähten, die in insgesamt elf Driftzellen eingeteilt sind. Davon sind vier Zellen parallel zur Strahlachse und die restlichen sieben als Kleinwinkelstereo-Drahtlagen angeordnet, um die Auflösung in z-Position zu verbessern und Links-Rechts-Asymmetrien auszugleichen. Die innersten acht Lagen decken 93 % und die restlichen Lagen 83 % des Raumwinkels ab. Gefüllt ist die MDC mit einem 60:40 Gemisch aus Helium und Propan, wodurch Vielfachstreuungen im Medium minimal gehalten werden sollen, ohne  $dE/dx$ -Auflösung einbüßen zu müssen. Es wird eine Einzelzellenortsauflösung von  $130\ \mu\text{m}$  in der  $r$ - $\phi$ -Ebene und von 2 mm in der z-Ebene erwartet.

Beim anliegenden homogenen Magnetfeld von 1,0 T beträgt bei einem transversalen Teilchenimpuls von 1 GeV/c die Impulsauflösung 0,5 %. Ein wichtiger Parameter für die MDC ist die Unterscheidung von Pionen und Kaonen: Bis zu einem Impuls von 770 MeV/c ist dies mit einer Signifikanz von  $3\ \sigma$  möglich (angenommene  $dE/dx$ -Auflösung: 6 % bei transversal einfallenden Teilchen).

### 2.3.2 Time-Of-Flight-System

Umschlossen wird die MDC vom Time-Of-Flight-System, welches zur Messung der Flugzeit von geladenen Teilchen dient. Zusammen mit der Impulsmessung wird so eine Teilchenidentifikation ermöglicht. Wie bei der MDC, ist die Trennung von Pionen und Kaonen ein wichtiges Kriterium des TOF. Bei identischem Impuls fliegen die leichteren Pionen schneller als die mehr als dreimal so schweren Kaonen. Bis zu einem Impuls von etwa 900 MeV/c ist die Separation mit einer Signifikanz von  $3\ \sigma$  möglich (wie bei der MDC gilt dies für Teilchen, die unter einem Winkel von  $90^\circ$ , also transversal, einfallen). Steigen die Teilchenimpulse weiter an, bewegen sich Kaonen ähnlich schnell wie Pionen: Die Zeitauflösung von ca. 100 ps des TOF (Barrel-Bereich) reicht nicht mehr aus, um die Flugzeiten der beiden Teilchen mit einer Signifikanz von  $3\ \sigma$  zu trennen. [11]

Das TOF besteht aus einem fassförmigen Bereich (Barrel) und zwei Endkappen. Das Barrel deckt einen Winkel von  $|\cos(\theta)| < 0,83$ , und die Endkappen den Winkelbereich von  $0,85 < |\cos(\theta)| < 0,95$  ab. Es besteht aus 88 doppelagigen, trapezförmigen Plastiksintillatoren, die jeweils 2380 mm lang sind und eine Breite und Dicke von jeweils 50 mm besitzen. Sie formen einen Hohlzylinder direkt um die MDC. Um Lücken im Detektor zu vermeiden und eine weitere Zeitkomponente zu erhalten, sind die beiden Lagen zueinander versetzt. An beiden Szintillatorenenden befindet sich zur Auslese des Szintillationslichts eine Photomultiplerröhre (PMT) der Firma Hamamatsu (Modell: R5924; 19 feinmaschige Dynoden,  $2 \cdot 10^5$ -Verstärkung bei 1-T-Magnetfeld, ohne Magnetfeld  $1 \cdot 10^7$  [11]). Jede der beiden Endkappen besteht aus einer Lage von 48 Plastiksintillatoren, die fächerförmig eine Kreisfläche bilden und deren Szintillationslicht ebenfalls an den Enden von jeweils einer PMT ausgelesen wird [12].

Des Weiteren wird das TOF als schneller Trigger von geladenen Teilchen zur Unterdrückung von Signalen eingesetzt, die beispielsweise von kosmischen Teilchen ausgelöst werden. Zusammen mit der MDC liefert das TOF Input für den Level 1-Trigger, auf den in Unterkapitel 2.3.6 detail-

liert eingegangen wird.

Die Parameter zur Zeitauflösung der verschiedenen TOF-Bereiche sowie das Trennvermögen von Kaonen und Pionen sind vergleichend zu den BESII-Parametern in Tabelle 2.2 aufgeführt. Die verbesserte Zeitauflösung bei BESIII wird hauptsächlich durch direkten Kontakt der PMTs mit den Szintillatoren erzielt, wohingegen zuvor als Verbindung lange Lichtleiter eingesetzt wurden.

Tab. 2.2: Parameter des TOF bei BESIII und BESII [11]

Parameter	BESIII	BESII
innerer Radius / m	0,81	1,15
Zeitauflösung im Barrel / ps	100	180
Zeitauflösung in jeder Endkappe / ps	110	350
$3\sigma$ - $\pi$ /K-Trennung / MeV/c	< 900	< 800

### 2.3.3 Elektromagnetisches Kalorimeter

Die präzise Messung der Energie von Photonen, Elektronen und Positronen und die Winkelbestimmung der Flugrichtung dieser Teilchen ist Aufgabe des elektromagnetischen Kalorimeters. Des Weiteren trägt das EMC zur Teilchenidentifizierung bei, da anhand der Schauerform eine Unterscheidung zwischen Elektronen und Positronen einerseits und geladenen Hadronen andererseits möglich ist.

Um Zerfallsreaktionen korrekt zu rekonstruieren, ist es essenziell, Photonen wie sie in radiativen Zerfällen (z.B.  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$ ) entstehen, von Photonen trennen zu können, die beispielsweise durch den Zerfall eines  $\pi^0$  entstanden sind. Da diese Photonen häufig niederenergetisch sind, ist für eine präzise Messung eine Energieschwelle von 20 MeV im EMC unabdingbar. Photonenergien sollen weiterhin bis zur Strahlenergie von 2,1 GeV messbar sein.

Damit die geforderte niedrige Energieschwelle erreichbar wird, ist für das BESIII-EMC Szintillatormaterial mit einer hohen Lichtausbeute, nämlich mit Thallium dotiertes Cäsiumiodid (CsI(Tl)) gewählt worden. Neben der niedrigen Energieschwelle ist eine hohe Energieauflösung erforderlich, um die Teilchen mit entsprechender Genauigkeit bestimmen zu können. Gefordert ist eine Energieauflösung von  $\sigma_E = 2,5\%$  bei 1 GeV-Photonenenergie und von 4 MeV bei 100 MeV. Die wichtigsten Eigenschaften des verwendeten Szintillatormaterials sind in Tabelle 2.3 aufgeführt.

Das EMC besteht aus einem fassförmigen Bereich (Barrel) und zwei Endkappen, die die Winkelbereiche  $|\cos(\theta)| < 0,83$  bzw.  $0,85 < |\cos(\theta)| < 0,95$  abdecken. Das Barrel umfasst 5280 Kristalle und die Endkappen umfassen je 480. Die Frontfläche der Kristalle misst  $(5,2 \times 5,2) \text{ cm}^2$  und die rückseitige Fläche beträgt  $(6,4 \times 6,4) \text{ cm}^2$ . Ein Kristall ist 28 cm lang, was 15,1 Strahlungslängen entspricht. Die Längsachsen der Kristalle sind auf eine in  $\phi$ - und  $\theta$ -Richtung leicht versetzte Position zum IP ausgerichtet, damit Teilchen, die direkt aus dem IP kommen, nicht undetektiert zwi-

Tab. 2.3: *Eigenschaften von CsI(Tl) [11]*

Parameter	Materialwert
Strahlungslänge $X_0$ / cm	1,85
Molière-Radius $R_M$ / cm	3,8
Dichte g/cm <sup>3</sup>	4,53
Signalzerfallszeit $\tau$ / $\mu$ s	0,68 (64 %), 3340 (36 %)
dE/dx / MeV/cm	5,6
Temperaturkoeffizient der Lichtausbeute / %/°C	0,3
hygroskopisch	leicht

schen zwei Kristallachsen propagieren. Ausgelesen wird jeder Kristall über zwei Hamamatsu-Photodioden (Modell S2744-08; Fläche: (1 x 2) cm<sup>2</sup>). Das gesamte Kalorimeter wiegt knapp 26 t und hat einen Innenradius von 94 cm. Da CsI(Tl) leicht hygroskopisch ist, durchströmt Stickstoff das EMC über acht Ventile an beiden Seiten. Etwa 200 Feuchtesensoren dienen zur Messung der Gasfeuchte im Detektorbereich. Weitere Parameter, wie die angestrebte Ortsauflösung, sind vergleichend zu den BESII-Parametern in Tabelle 2.4 zusammengefasst.

Tab. 2.4: *Parameter des EMC bei BESIII und BESII [11]*

Parameter	BESIII	BESII
Energieauflösung $\sigma_E$ bei 1 GeV / %	2,5	20
Ortsauflösung $\sigma_{x,y}$ bei 1 GeV / cm	0,6	3,0
$4\pi$ -Winkelabdeckung / %	93	75

### 2.3.4 Solenoid

Die supraleitende Zylinderspule (Solenoid) erzeugt im Inneren, also im Bereich von MDC, TOF und EMC, parallel zur Strahlachse ein homogenes Magnetfeld der Stärke von 1 T. Hierdurch werden geladene Teilchen abgelenkt; durch Messung der Krümmungsradien und unter Einbezug der exakten Magnetfeldstärke wird eine präzise Impulsbestimmung ermöglicht.

Der Solenoid ist von einem Magnetjoch umgeben, das die Magnetfeldlinien zurückführt. Das Magnetjoch besteht aus neun Lagen von Stahlplatten, die eine oktagonale Fassstruktur bilden,

sowie aus zwei Endkappen und wiegt annähernd 500 t. Es bildet die Haltestruktur für alle BESIII-Subdetektoren, deren Gewicht zusammen etwa 50 t ausmacht. Weiterhin dienen die Stahlplatten als Absorber für Hadronen und ermöglichen durch Detektoren, die zwischen den Platten montiert sind, die Unterscheidung von Hadronen zu Myonen, wie im folgenden Kapitel 2.3.5 näher beschrieben.

Der Solenoid wird durch flüssiges Helium auf eine Betriebstemperatur von 4,5 K gekühlt und erreicht dadurch supraleitendes Niveau. Die Magnetfeldstärke von 1 T wird durch einen Strom von 3369 A erzeugt, der den Solenoid durchfließt. Diese Magnetfeldstärke wird über eine Länge (parallel zum Strahlrohr) von  $\pm 1,8$  m um den IP erzeugt, wobei als Kriterium eine hohe Homogenität im Bereich der MDC (Durchmesser: 1,62 m, Länge: 2,58 m, Inhomogenität: 2 %), die zur Spurrekonstruktion dient, gefordert ist.

### 2.3.5 Myondetektor

Der Myondetektor besteht aus einzelnen Kammern, den Resistive Plate Chambers, die schichtweise zwischen den Lagen der Stahlplatten im Magnetjoch verbaut sind. Während die Stahlplattenstärke im Barrel-Bereich von innen nach außen zunimmt (von 3 cm auf 15 cm), variiert diese in den beiden Endkappen leicht, wobei der Zwischenraum für die RPCs in allen Bereichen bei 4 cm liegt. Während Myonen relativ ungehindert die Stahlplatten durchdringen und in den RPCs detektiert werden, werden die meisten Hadronen bereits in den ersten Lagen absorbiert, wodurch eine Myonen-Hadronen-Separation ermöglicht wird. Dies ist zur Unterstützung der PID-Komponenten im Inneren des BESIII-Detektors notwendig, speziell zur Unterscheidung von Myonen und Pionen, da diese eine annähernd identische Masse besitzen.

Die RPCs sind gasgefüllte Detektoren ( $\text{Ar}/\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2/\text{C}_4\text{H}_{10}$  50:42:8); die Signale, die von Elektroden an den Seiten der RPCs detektiert werden, werden durch Ionisierung des Gases erzeugt. Zur Unterstützung der PID müssen auch Myonen mit niedrigen Impulsen nachweisbar sein, was eine niedrige Impulsschwelle voraussetzt.

Während im Barrel-Bereich neun Lagen RPCs verbaut wurden, sind es in den beiden Endkappen aus Platzgründen acht Lagen, die insgesamt 89 % des relativen Raumwinkels abdecken. Im Barrel-Bereich beträgt der Außendurchmesser 2,62 m und an den Endkappen 2,80 m. Die wichtigsten Parameter sind vergleichend zwischen BESIII und BESII in der nachfolgenden Tabelle 2.5 aufgeführt.

### 2.3.6 Trigger-System

Vom Trigger-System werden Ereignisse, die von Interesse sind, effizient selektiert und Untergrundereignisse auf ein für die Datenerfassung verarbeitbares Niveau unterdrückt.

Es handelt sich um ein zweistufiges System, bestehend aus Level 1 (L1)- und Level 3 (L3)-Trigger. Die Untergrundereignisse werden unter anderem durch die Sekundär- bzw. Tertiärmyonen der kosmischen Strahlung verursacht. Im geografischen Bereich von Beijing treffen im Mittel pro Sekunde und Quadratmeter 170 Myonen auf, was umgerechnet auf die Grundfläche des Detektors von  $(3 \times 3) \text{ m}^2$  einer Ereignisrate von 1,5 kHz entspricht. Weiterhin werden Untergrundereignisse durch Strahlteilchen, die aus dem Beschleunigerring entweichen, erzeugt. Die geschätz-

Tab. 2.5: Parameter der RPCs bei BESIII und BESII [11]

Parameter	BESIII	BESII
verwendetes Detektorsystem	RPCs	Proportionalröhren
relative Winkelabdeckung $\Delta\Omega/4\pi$ /%	89	65
untere Impulsschwelle / MeV/c	400	500
Anzahl der Lagen (Barrel/Endkappe)	9/8	3

te Rate der verloren gegangenen Elektronen und Positronen liegt im Bereich von  $1,3 \cdot 10^7$  Hz. Der L1-Trigger ist ein Hardware-Trigger, der als Design-Vorgabe eine Reduzierung der Untergrundrate auf  $< 2$  kHz hat. Der zweite Trigger L3 ist ein Software-Trigger, der in einer Online-Computer-Farm Untergrundereignisse weiter unterdrückt. Nach Erhalt eines L1-Akzeptanz-Signals werden die Daten für die Rekonstruktion und die L3-Trigger-Einschätzung  $6,4\text{-}\mu\text{s}$  nach der Kollision ausgelesen. Drei Subtrigger-Systeme, basierend auf MDC, TOF und EMC liefern Eingaben für den L1-Trigger. Die Subdetektor-Signale werden in Modulen verarbeitet, über optische Links weitergegeben und in elektrische Signale umgewandelt. TOF-Einschlagmuster, Spursegmentsuche und Spurverfolgung in der MDC, einzelne Cluster und die Gesamtenergie von EMC-Kristallen werden generiert und verarbeitet, um Basis-Trigger-Bedingungen zu erhalten. Diese Trigger-Bedingungen werden dann an die Global Trigger Logic (GTL) übertragen. Sämtliche Trigger-Informationen werden in Puffern für die Offline-Analyse gespeichert. In Tabelle 2.6 sind die Ereignisraten von Signal und Untergrund aufgeführt.

Tab. 2.6: Erwartete Trigger-Raten bei Messungen der  $J/\psi$ -Resonanz [11]

Prozess	Ereignisrate / kHz	nach L1-Trigger / kHz	nach L3-Trigger / kHz
Signal	2	2	2
BhaBha-Streuung	0,8	vorskaliert	vorskaliert
kosmische Strahlung	$< 2$	$\approx 0,2$	$\approx 0,1$
Strahluntergrund	$> 10^4$	$< 2$	$< 1$
gesamt	$> 10^4$	4	3

## 2.4 BESIII-Offline-Software-System

Zur Auswertung und Rekonstruktion der Messdaten sowie zur Simulation von Monte-Carlo-Daten wird das BESIII-Offline-Software-System (BOSS) bereitgestellt [11]. Es ist eine auf C++ basierende objektorientierte Softwareumgebung. BOSS beinhaltet insgesamt fünf Pakete, nämlich Framework, Simulations-, Kalibrierungs-, Rekonstruktions- und Analyse-Tools [12].

Das BOSS-Framework [12] basiert auf GAUDI-Paketen, die Standardschnittstellen und Hilfsmittel zur Ereignissimulation, Datenverarbeitung sowie Analyse bereitstellen. Die Informationen über Detektormaterialien sowie -geometrien werden in Geometry Design Markup Language (GDML)-Dateien gespeichert. Die Simulation von Ereignissen im BESIII-Detektor basiert auf Ereignisgeneratoren, Detektorbeschreibung, Propagation der Teilchenspuren sowie Detektoransprechverhalten. Zur Erzeugung von Teilchen, die durch den Detektor propagieren, dient ein Ereignisgenerator. Die Propagation der Teilchenspuren wie auch die Wechselwirkung zwischen den Teilchen und Detektormaterialien werden vom GEANT4-Paket behandelt, wohingegen das gemessene Ansprechverhalten des Detektors über einen sogenannten Digitalisierungs-Code in GEANT4 simuliert wird, der die Ausleseelektronik, das Detektorrauschen, defekte Kanäle usw. berücksichtigt.

Sowohl Messdaten als auch Monte-Carlo-Daten werden mithilfe von BOSS rekonstruiert, indem vier Segmente berücksichtigt werden. Erstens werden Algorithmen zur Ermittlung der Teilchenspur wie auch Kalman-Filter-Algorithmen eingesetzt, um den Teilchenimpuls zu ermitteln. Dann werden Teilchenidentifikationsalgorithmen, basierend auf  $dE/dx$ - und TOF-Messungen angewandt. Schließlich werden ein Algorithmus zum Auffinden von Schauer- und Cluster-Bildungen im EMC sowie ein Myon-Spurfinder zur Rekonstruktion genutzt. [12]

In dieser Arbeit wird die Analyse, die auf Daten aus 2009 basiert, mit der BOSS-Version 6.6.0 durchgeführt und die Analyse aufgrund von Daten aus 2012 mit der BOSS-Version 6.6.2.

## 2.5 Messdaten

Die Analysen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, basieren auf  $\psi(2S)$ - und  $J/\psi$ -Daten, die mit dem BESIII-Experiment in 2009 und in 2012 aufgenommen wurden. Im Jahr 2009 wurden von März bis April  $(106 \pm 4) \cdot 10^6$   $\psi(2S)$ - und von Juni bis Juli  $(225,3 \pm 2,8) \cdot 10^6$   $J/\psi$ -Ereignisse aufgezeichnet. Weiterhin wurden im Jahr 2012 von Januar bis März  $\sim 0,4 \cdot 10^9$   $\psi(2S)$ - und von April bis Mai  $\sim 1,0 \cdot 10^9$   $J/\psi$ -Daten gespeichert [14, 15, 16, 17, 18].

Für die in Kapitel 3 vorgestellten Untersuchungen der inklusiv rekonstruierten Ereignisse wird der jeweilige Datensatz für  $\psi(2S)$  und  $J/\psi$  aus dem Jahr 2009 verwendet. Da dort nur qualitative Aussagen benötigt werden, sind diese Datensätze ausreichend. Die Selektion von  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$  (Kapitel 4) basiert hingegen auf dem größeren Datensatz mit  $10^9$   $J/\psi$ -Ereignissen, da die selektierten Ereignisse für eine Partialwellenanalyse (Kapitel 5) verwendet werden, um aussagekräftigere Ergebnisse zu erzielen.

Tab. 2.7: Verfügbare Datenmengen von  $J/\psi$ - bzw.  $\psi(2S)$ -Ereignissen, die von Experimenten weltweit aufgenommen wurden [19]

Resonanz	MARKIII	Crystal Ball	BESI	BESII	CLEO-c	BESIII ('09)	BESIII ('12)
$J/\psi$	$5,8 \cdot 10^6$	$2,2 \cdot 10^6$	$7,8 \cdot 10^6$	$51 \cdot 10^6$	–	$225 \cdot 10^6$	$\sim 1,0 \cdot 10^9$
$\psi(2S)$	$0,3 \cdot 10^6$	$1,8 \cdot 10^6$	$3,8 \cdot 10^6$	$14 \cdot 10^6$	$27 \cdot 10^6$	$106 \cdot 10^6$	$\sim 0,4 \cdot 10^9$

## 2.6 Monte-Carlo-Daten

Neben den aufgezeichneten Daten werden durch das Experiment auch simulierte Monte-Carlo-Datensätze bereitgestellt, die zu Untergrunduntersuchungen genutzt werden. Hierbei werden alle bekannten Zerfälle mit entsprechenden Verzweungsverhältnissen sowie die differentiellen Wirkungsquerschnitte berücksichtigt. Für  $J/\psi$ -Ereignisse existieren  $225 \cdot 10^6$  Monte-Carlo-Daten und für  $\psi(2S)$ -Ereignisse  $106 \cdot 10^6$  Monte-Carlo-Daten, sodass die simulierte Datenmenge in etwa der gemessenen Ereigniszahl aus dem Jahr 2009 entspricht.

Weiterhin hat der Benutzer durch die Experimentsoftware BOSS die Möglichkeit, Monte-Carlo-Daten zu generieren. Somit können beispielsweise zur genaueren Untersuchung von Untergrundkanälen oder zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz, Datensätze mit einer höheren Ereignisanzahl als in den bereitgestellten Monte-Carlo-Daten generiert werden.



## Kapitel 3

# Untersuchung von $\psi(2S) \rightarrow \phi\phi X$ und $J/\psi \rightarrow \phi\phi X$

Die Suche nach Zwischenresonanzen, die in das  $\phi\phi$ -System zerfallen, ist Gegenstand der Analyse. Zunächst wird in diesem Kapitel ermittelt, welche Rückstoßteilchen  $X$  zum Zerfall beitragen. Mit der inklusiven Messung von

$$\psi(2S) \rightarrow \phi\phi X \rightarrow K^+ K^- K^+ K^- X$$

wird begonnen. Neben der Resonanz von  $\psi(2S)$  werden auch die Zerfallskanäle von

$$J/\psi \rightarrow \phi\phi X \rightarrow K^+ K^- K^+ K^- X$$

studiert. Die Zerfälle  $J/\psi$  und  $\psi(2S)$  unterscheiden sich durch den zur Verfügung stehenden Phasenraum. Während für  $\psi(2S)$  u.a. radiative Zerfälle in die Charmonium-Resonanzen  $\chi_{c0}$ ,  $\chi_{c1}$  und  $\chi_{c2}$  möglich sind, sind mit dem  $J/\psi$ -Zerfall nur Resonanzen bis zur niedrigsten Charmonium-Resonanz  $\eta_c$  zugänglich. Die niedrigsten vorhergesagten Gluebälle mit  $J^{PC} = 2^{++}$  werden im Massenbereich um  $2,4 \text{ GeV}/c^2$  erwartet (siehe Kapitel 1.4, Abbildung 1.3). Somit ist diese Region durch die Analyse der  $J/\psi$ -Resonanz weitgehend abgedeckt.

Zunächst werden die angewandten Selektionskriterien vorgestellt, danach die Ergebnisse für  $\psi(2S)$  unter Beachtung dieser Kriterien dargestellt und anschließend folgen in Kapitel 3.3 die Resultate für  $J/\psi \rightarrow \phi\phi X$ .

### 3.1 Selektionskriterien

Die vorgestellten Untersuchungen basieren, wie in Kapitel 2.5 dargestellt, auf Messdaten aus dem Jahr 2009 mit  $(106 \pm 4) \cdot 10^6$   $\psi(2S)$ - bzw.  $(225,3 \pm 2,8) \cdot 10^6$  aufgezeichneten  $J/\psi$ -Ereignissen. Zur Untersuchung der Zerfallsreaktion werden in einem Ereignis vier geladene Kaonen für die Rekonstruktion gefordert. Da ein  $\phi$ -Meson zu  $(48,9 \pm 0,5) \%$  [2] am stärksten in zwei geladene Kaonen zerfällt, sind bei dieser gewählten Zerfallstopologie verhältnismäßig viele Ereignisse zu erwarten. Die Selektion auf Kaonen ist daher für die in dieser Arbeit durchgeführten Analysen

von großer Bedeutung. Hierbei werden hauptsächlich die PID-Informationen der Spurdetektoren verwendet. Folgende Kriterien werden angewandt, um in einem Ereignis einen sogenannten Kaon-Kandidaten zu identifizieren:

- Der Abstand der Teilchenspur in x- und y-Richtung, beschrieben durch einen Radius um den Wechselwirkungspunkt, muss  $r_{xy} < 10$  mm betragen. Der Abstand entlang der Strahlachse muss  $z_0 < 100$  mm sein.
- Die Detektion erfolgt aus Akzeptanz-Gründen im Barrel-Bereich; es wird entsprechend  $|\cos(\theta_{\text{Kaon}})| < 0,93$  gefordert.
- Aus  $dE/dx$ - und TOF-Informationen wird eine Likelihood für die Kaon-Hypothese berechnet, für die gefordert wird, dass sie  $> 0,001$  sein muss und weiterhin größer sein muss als die unter Pion- oder Proton-Hypothese ermittelte.

Für die weitere Selektion werden zusätzliche Kriterien angewendet:

- Es werden maximal sechs geladene Teilchen in einem Ereignis zugelassen (siehe Abbildung 3.1), wobei mindestens vier der geladenen Teilchen als Kaonen identifiziert werden müssen.
- Mit den vier selektierten Kaon-Kandidaten werden alle möglichen  $K^+K^-K^+K^-$ -Kombinationen gebildet, wobei ein Kaon-Kandidat in einer Kombination nur einmal verwendet werden darf.
- Es werden nur Ereignisse, in denen beide möglichen  $K^+K^-$ -Kombinationen eine invariante Masse von  $< 1,3$   $\text{GeV}/c^2$  aufweisen, für weitere Selektionsschritte berücksichtigt. Ereignisse oberhalb dieser Masse sind für die Analyse nicht von Interesse.

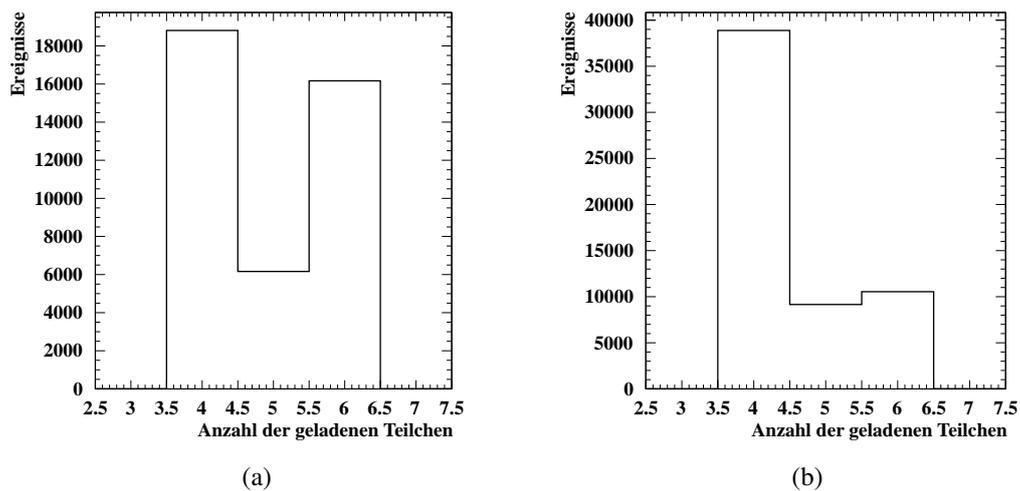


Abb. 3.1: Anzahl der geladenen Teilchen bei der inklusiven Analyse in (a) der  $\psi(2S)$ -Resonanzen und in (b) der  $J/\psi$ -Resonanzen nach allen beschriebenen Selektionsschritten

### 3.2 Untersuchung von $\psi(2S) \rightarrow \phi\phi X$

Ausgehend von den vorgestellten Selektionsschritten werden Zerfälle der  $\psi(2S)$ -Resonanz in zwei  $\phi$ -Mesonen und weitere Zustände analysiert. Im folgenden Histogramm 3.2 ist die invariante  $K^+K^-$ -Masse dargestellt.

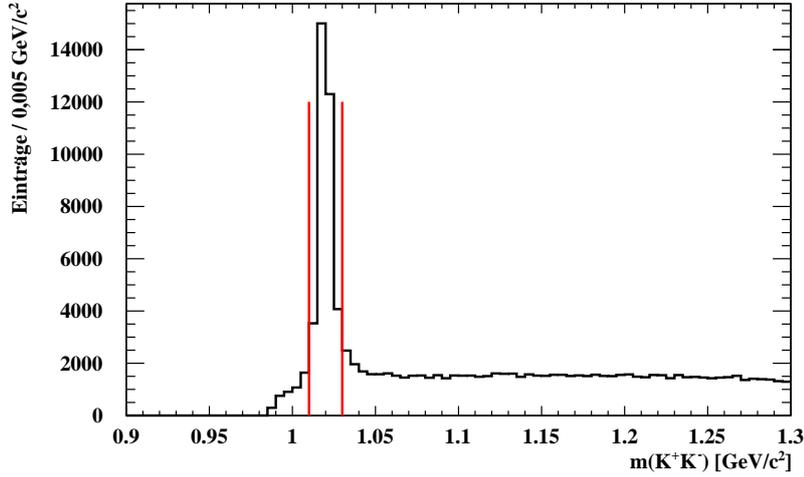


Abb. 3.2: Das invariante  $K^+K^-$ -Massenspektrum (aller möglichen  $K^+K^-$ -Kombinationen) mit einer deutlichen Überhöhung bei der nominellen  $\phi$ -Masse. Die roten Linien markieren die Grenzen eines im Folgenden gewählten  $\phi$ -Massenfensters.

Es ist eine deutliche Überhöhung im invarianten  $K^+K^-$ -Massenspektrum im Bereich der nominellen  $\phi$ -Masse zu erkennen, allerdings mit einem relativ hohen zusätzlichen Untergrundbeitrag. Zur Reduzierung dieses Untergrundbeitrags und um möglichst nur  $\phi$ -Ereignisse zu analysieren, wird ein weiteres Selektionskriterium für die Untersuchungen angewandt. Es wird für jedes der beiden Kaon-Paare gefordert, dass ihre invariante Masse im folgenden Bereich um die nominelle  $\phi$ -Masse<sup>1</sup> liegt, also:

- $1,01 \text{ GeV}/c^2 < m_{K^+K^-} < 1,03 \text{ GeV}/c^2$ .

Die gewählten Grenzen sind in Abbildung 3.2 mit roten Linien markiert. In der folgenden Abbildung 3.3 ist die invariante Masse dieser selektierten  $\phi\phi$ -Kandidaten aufgetragen.

Zu erkennen sind im oberen Massenbereich starke Überhöhungen um  $3,41 \text{ GeV}/c^2$ ,  $3,51 \text{ GeV}/c^2$  und  $3,56 \text{ GeV}/c^2$ . In diesen Bereichen befinden sich die nominellen Massen der drei Charmonium-Resonanzen  $\chi_{c0}$ ,  $\chi_{c1}$  und  $\chi_{c2}$ , in die die  $\psi(2S)$ -Resonanz mit einem relativ großen Verzweigungs-verhältnis radiativ zerfällt [2]. Weiterhin ist um  $3,1 \text{ GeV}/c^2$  ein deutliches Signal bei der  $J/\psi$ -Masse und eine Überhöhung um  $2,98 \text{ GeV}/c^2$  bei der  $\eta_c$ -Masse zu beobachten. Somit wird durch diese inklusive Messung das gesamte, bezüglich der Quantenzahlen  $J^{PC}$  erlaubte, Charmonium-Spektrum unterhalb der  $\psi(2S)$ -Resonanz sichtbar. Die Überhöhung bei  $3,68 \text{ GeV}/c^2$ , also bei der nominellen  $\psi(2S)$ -Masse, deutet auf einen vorhandenen Untergrundbeitrag hin, da es sich hier

<sup>1</sup>PDG-Wert für die nominelle  $\phi$ -Masse:  $m_\phi = (1,019455 \pm 2 \cdot 10^{-5}) \text{ GeV}/c^2$ , Breite:  $\Gamma = (4,26 \pm 0,04) \text{ MeV}/c^2$  [2].

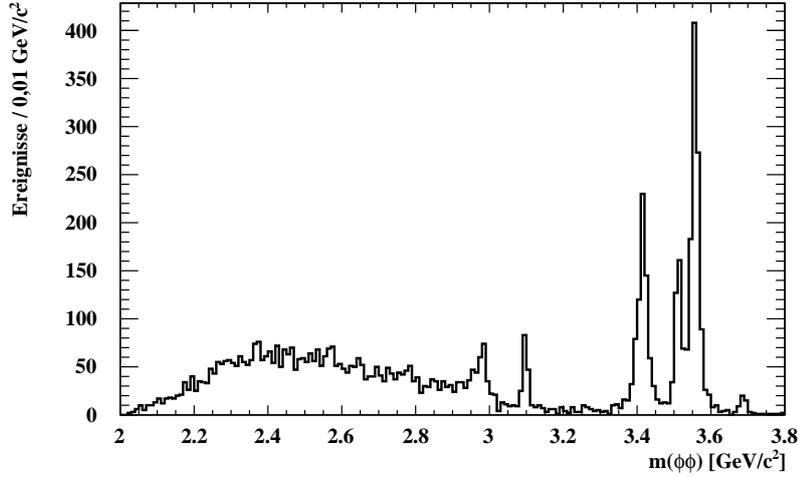


Abb. 3.3: Invariantes Massenspektrum der  $\phi\phi$ -Kandidaten mit deutlichen Überhöhungen bei den bekannten Charmonium-Resonanzen  $\eta_c$  ( $2,98 \text{ GeV}/c^2$ ),  $J/\psi$  ( $3,1 \text{ GeV}/c^2$ ),  $\chi_{c0}$  ( $3,41 \text{ GeV}/c^2$ ),  $\chi_{c1}$  ( $3,51 \text{ GeV}/c^2$ ),  $\chi_{c2}$  ( $3,56 \text{ GeV}/c^2$ ) und  $\psi(2S)$  ( $3,69 \text{ GeV}/c^2$ )

um einen nicht-radiativen Zerfall von  $\psi(2S)$  direkt in vier geladene Kaonen handelt.

Um Aussagen darüber treffen zu können, welche Teilchen am Zerfall des  $\psi(2S)$  in die beiden  $\phi$ -Mesonen-Kandidaten weiterhin beteiligt sind, wird die sogenannte fehlende Masse (engl. missing mass, kurz:  $m_{\text{miss}}$ ) des Rückstoßteilchens  $X$  bestimmt.  $m_{\text{miss}}$  wird wie folgt berechnet:

$$m_{\text{miss}} = \sqrt{(P_{e^+e^-} - P_{\text{rek}})^2} \quad . \quad (3.1)$$

Hierbei ist  $P_{e^+e^-}$  der bekannte Viererimpuls des  $e^+e^-$ -Anfangssystems und  $P_{\text{rek}}$  die Summe der rekonstruierten Kaon-Viererimpulse. In Abbildung 3.4 ist das Missing-Mass-Spektrum dargestellt.

Es ist eine deutliche Überhöhung im Bereich um  $m_{\text{miss}} \approx 0 \text{ GeV}/c^2$  zu erkennen. Dies lässt darauf schließen, dass das fehlende Rückstoßteilchen ein Photon ist und  $\psi(2S)$  hauptsächlich in den Endzustand  $\phi\phi\gamma$  zerfällt. Ein Zerfall des  $\psi(2S)$  in zwei  $\phi$ -Mesonen ohne weitere beteiligte Teilchen ist aus Gründen der Erhaltung der  $C$ -Parität verboten ( $\psi(2S)$ :  $1^{--}$ ,  $\phi$ :  $1^{--}$ ). Darüber hinaus deuten die Bereiche um  $m_{\text{miss}} \approx 0,78 \text{ GeV}/c^2$  und um  $m_{\text{miss}} \approx 1,02 \text{ GeV}/c^2$  auf zusätzliche Zerfälle des  $\psi(2S)$  in  $\phi\phi\omega$  und  $\phi\phi\phi$  hin.

Um genauere Aussagen darüber treffen zu können, an welchen Zwischenresonanzen welche zusätzlichen Teilchen beteiligt sind, wird im Missing-Mass-Spektrum ein Schnitt bei  $0,1 \text{ GeV}/c^2$  gesetzt und die  $\phi\phi$ -Kandidaten für Massen unterhalb und oberhalb dieses Schnitts werden betrachtet. Unterhalb des Schnitts handelt es sich hauptsächlich um den radiativen  $\psi(2S)$ -Zerfall. Oberhalb der Grenze sind Mesonen, wie das  $\omega$  oder  $\phi$ -Meson, am Zerfall beteiligt. In Abbildung 3.5 ist das erlaubte Charmonium-Spektrum für den radiativen Zerfall des  $\psi(2S)$  maßgeblich in die drei Resonanzen  $\chi_{c0}$ ,  $\chi_{c1}$  und  $\chi_{c2}$  zu erkennen. Ebenfalls ist eine Überhöhung bei der  $\eta_c$ -Masse zu erkennen, wie auch ein Untergrundbeitrag von  $\psi(2S)$  (Zerfall z.B. in vier Kaonen).

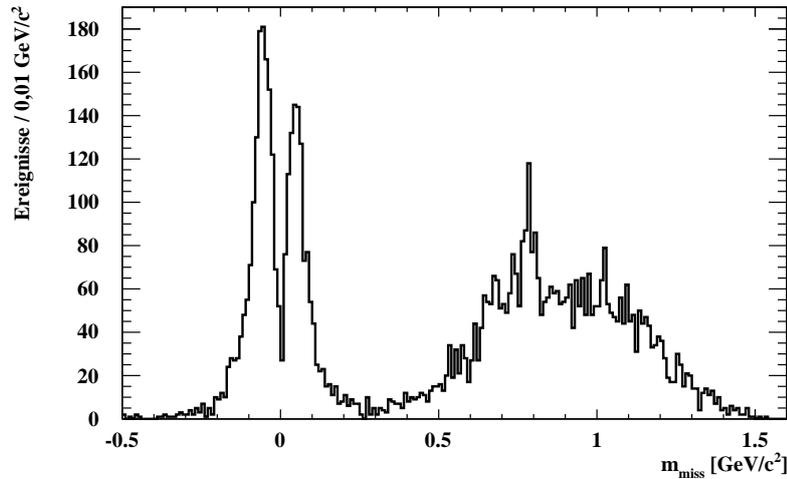


Abb. 3.4: Missing-Mass-Spektrum mit deutlichen Überhöhungen um  $0 \text{ GeV}/c^2$  (Photonen) und  $0,78 \text{ GeV}/c^2$  ( $\omega$ -Meson) sowie möglichen Beiträgen bei  $0,55 \text{ GeV}/c^2$  ( $\eta$ -Meson) und bei  $1,02 \text{ GeV}/c^2$  ( $\phi$ -Meson)

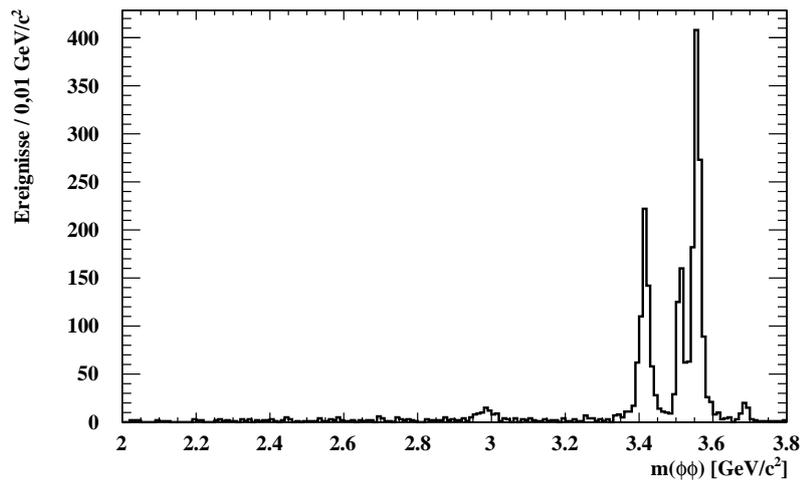


Abb. 3.5: Invariantes Massenspektrum der  $\phi\phi$ -Kandidaten, aufgetragen für  $m_{\text{miss}} < 0,1 \text{ GeV}/c^2$

### 3.3 Untersuchung von $J/\psi \rightarrow \phi\phi X$

Die Untersuchung von Zerfällen der  $J/\psi$ -Resonanz in zwei  $\phi$ -Mesonen und ein Rückstoßteilchen  $X$  wird in diesem Teilkapitel zusammengefasst dargestellt. Hierbei sind dieselben Selektionsschritte wie für die Untersuchung des Zerfalls von  $\psi(2S)$  angewandt worden. In Abbildung 3.6 ist die invariante  $\phi\phi$ -Masse der selektierten  $\phi$ -Kandidaten dargestellt.

Bei der  $\eta_c$ - bzw.  $J/\psi$ -Masse sind deutliche Überhöhungen auszumachen, die für die  $J/\psi$ -Masse als nicht-resonanter Untergrundbeitrag gewertet werden. Für den Bereich unterhalb dieser Massen lassen sich an dieser Stelle noch keinerlei Aussagen über mögliche Zwischenresonanzen treffen. Hierzu wären genauere Studien, insbesondere auch eine präzise Untergrundbehandlung

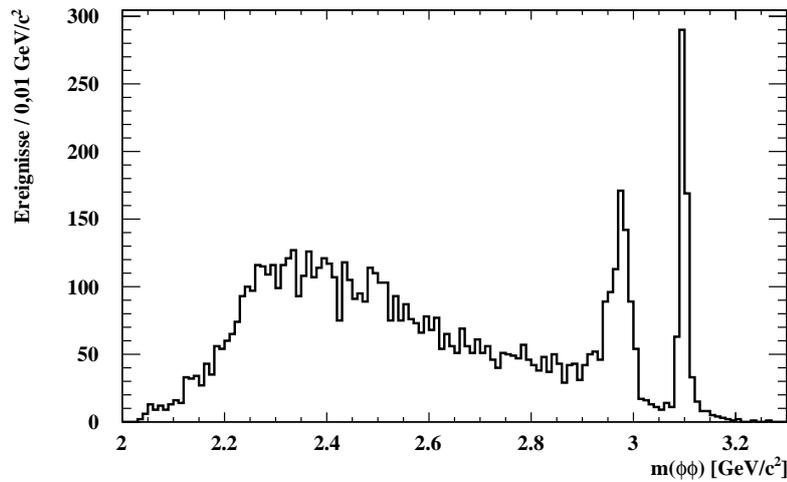


Abb. 3.6: Invariantes Massenspektrum der  $\phi\phi$ -Kandidaten mit deutlichen Überhöhungen bei den Charmonium-Resonanzen  $\eta_c$  ( $2,98 \text{ GeV}/c^2$ ) und  $J/\psi$  ( $3,1 \text{ GeV}/c^2$ ). Der Massenbereich unterhalb von  $\eta_c$  ist von hohem Interesse, da dort exotische Zustände vorhergesagt werden.

notwendig, wie sie in Kapitel 4 für den exklusiven Zerfall  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$  vorgestellt wird. In Abbildung 3.7 ist das Missing-Mass-Spektrum dargestellt, mit dem beurteilt werden kann, welche Teilchen beim Zerfall der  $J/\psi$ -Resonanz in zwei  $\phi$ -Mesonen beteiligt sind. Die Missing-Mass wird durch Gleichung 3.1, mit entsprechend geänderten Anfangsviererimpuls für die  $J/\psi$ -Resonanz, bestimmt.

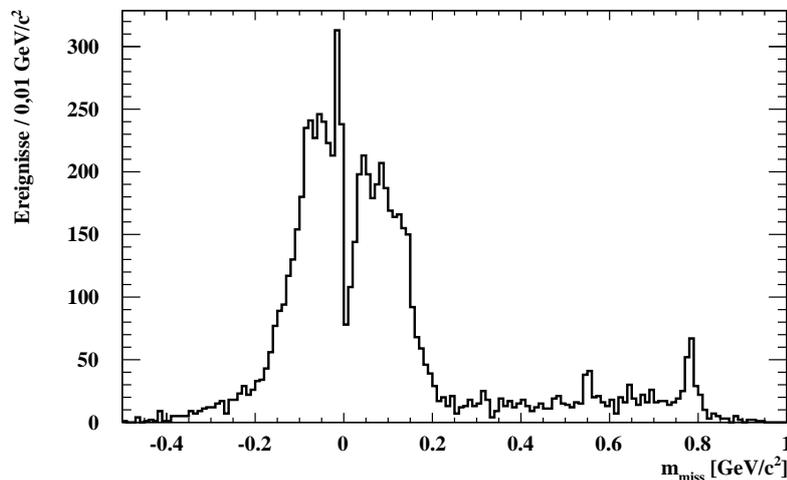


Abb. 3.7: Missing-Mass-Spektrum mit deutlichen Überhöhungen um  $0 \text{ GeV}/c^2$  (Photonen) und  $0,78 \text{ GeV}/c^2$  ( $\omega$ -Meson) sowie möglichen Beiträgen bei  $0,55 \text{ GeV}/c^2$  ( $\eta$ -Meson)

Ebenso wie für den  $\psi(2S)$ -Zerfall, lassen die deutlichen Überhöhungen im Bereich um  $m_{\text{miss}} \approx 0 \text{ GeV}/c^2$  darauf schließen, dass das fehlende Teilchen ein Photon ist und  $J/\psi$  hauptsächlich in den Endzustand  $\phi\phi\gamma$  zerfällt. Des Weiteren deuten der Bereich um  $m_{\text{miss}} \approx 0,55 \text{ GeV}/c^2$  und um

$m_{\text{miss}} \approx 0,78 \text{ GeV}/c^2$  auf zusätzliche Zerfälle des  $J/\psi$  in  $\phi\phi\eta$  und  $\phi\phi\omega$  hin.

Auch hier wird im Missing-Mass-Spektrum ein Schnitt bei  $0,1 \text{ GeV}/c^2$  gesetzt und die  $\phi\phi$ -Kandidaten für Massen unterhalb dieses Schnitts, bei dem es sich hauptsächlich um den radiativen  $J/\psi$ -Zerfall handelt, histogrammiert (siehe Abbildung 3.8).

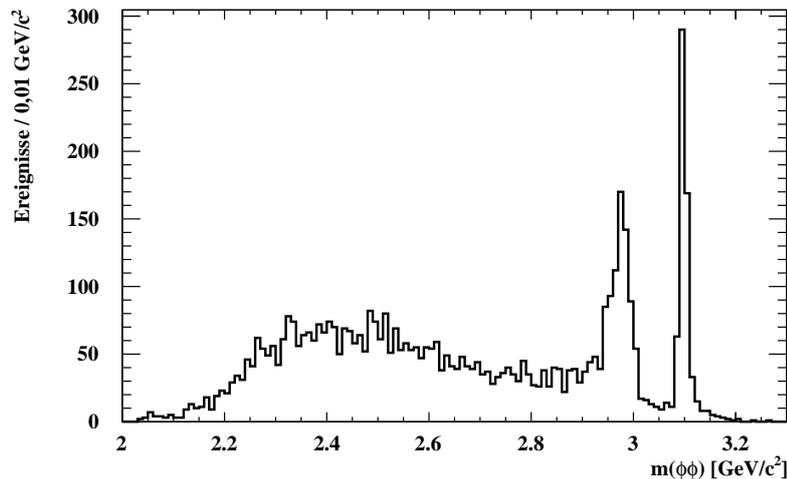


Abb. 3.8: Invariantes Massenspektrum der  $\phi\phi$ -Kandidaten, aufgetragen für  $m_{\text{miss}} < 0,1 \text{ GeV}/c^2$

### 3.4 Zusammenfassung der Messungen mit $X = \omega$ , $X = \phi$ oder $X = \gamma$

Sowohl im Missing-Mass-Spektrum der  $\psi(2S)$ - wie auch der  $J/\psi$ -Zerfälle sind die stärksten Überhöhungen im Bereich um  $m_{\text{miss}} \approx 0 \text{ GeV}/c^2$  zu verzeichnen, sodass maßgeblich die Reaktionen

$$\psi(2S) \rightarrow \gamma\phi\phi \quad \text{und} \quad J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$$

beobachtet werden. Weiterhin sind schwache Überhöhungen im Bereich der nominellen  $\omega$ -Masse und möglicherweise bei  $\psi(2S)$  auch im Bereich der nominellen  $\phi$ -Masse ausgemacht worden, was den folgenden Reaktionen entspricht

$$\psi(2S) \rightarrow \phi\phi\omega \quad \text{und} \quad \psi(2S) \rightarrow \phi\phi\phi \quad \text{und} \quad J/\psi \rightarrow \phi\phi\omega \quad .$$

Diese drei Kanäle sind bis dato in keinem Experiment untersucht worden. In Betracht gezogen werden könnte hier die Suche nach Zwischenresonanzen oder die Bestimmung von Zerfallswahrscheinlichkeiten.



# Kapitel 4

## Selektion des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$

### 4.1 Vorbemerkung

In diesem Kapitel wird der radiative Zerfall  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$  untersucht. Die Ergebnisse dienen als Basis für eine Partialwellenanalyse (siehe Kapitel 5). Es wird der Zerfall

$$J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$$

rekonstruiert. Weisen Kaonen geringe Einzelimpulse auf, stellt dies eine Herausforderung für deren Nachweis dar, da die Rekonstruktionseffizienz der Spurdetektoren in diesem Impulsbereich sehr gering ist. Um einen Eindruck von den Einzelimpulsen der Kaonen in Abhängigkeit der  $\phi\phi$ -Massen und der Rekonstruktionseffizienz in diesem Bereich zu erhalten, werden simulierte Monte-Carlo-Daten des Zerfalls untersucht. Abbildung 4.1 zeigt die Impulse der generierten und der rekonstruierten Kaonen, aufgetragen gegen die invariante Masse des  $\phi\phi$ -Systems.

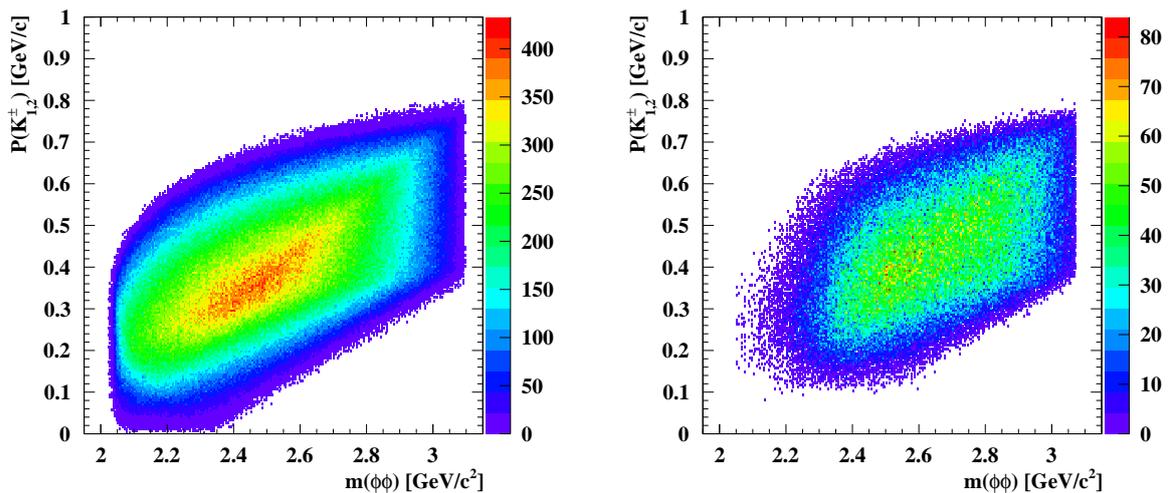


Abb. 4.1: Aufgetragen ist jeweils der Impuls eines simulierten Kaons gegen die invariante  $\phi\phi$ -Masse; links für alle generierten Kaonen und rechts für die Kaonen nach der Rekonstruktion.

Im  $\phi\phi$ -Massenbereich unterhalb von  $2,4 \text{ GeV}/c^2$  weisen die meisten Kaonen Impulse von weniger als  $300 \text{ MeV}/c$  auf. Die Rekonstruktionseffizienz von diesen langsamen Kaonen ist äußerst gering. Dies hat sich auch bei der Untersuchung von Messdaten in Form von sehr wenigen Ereignissen im invarianten  $\phi\phi$ -Massenspektrum unterhalb von  $2,4 \text{ GeV}/c^2$  gezeigt. Um auch Ereignisse analysieren zu können, in denen ein Kaon mit sehr niedrigem Impuls möglicherweise nicht detektiert wurde, werden für die Ereigniseselektion nur drei detektierte Kaonen im Endzustand gefordert und somit eine möglichst hohe Rekonstruktionseffizienz erzielt.

Im Folgenden werden zunächst die angewendeten Selektionskriterien aufgeführt. Anschließend folgt eine Darstellung der Ergebnisse der Analyse *vor* einer Untergrundbehandlung und *nach* einer detaillierten Untergrundbehandlung sowie Ereignisgewichtung.

## 4.2 Selektionskriterien

Die vorgestellten Untersuchungen basieren auf  $\sim 1,0 \cdot 10^9$   $J/\psi$ -Ereignissen [20] aus dem Jahr 2012 (siehe Kapitel 2.5).

Der Endzustand wird aus geladenen Kaonen, in die die beiden  $\phi$ -Mesonen zerfallen, sowie einem Photon gebildet. Zur Selektion der Kaon-Kandidaten werden daher die gleichen Schritte durchgeführt wie in Kapitel 3.1 für die Untersuchungen der inklusiven Messungen beschrieben.

Da bei der hier vorgestellten Analyse zusätzlich der radiative Zerfall des  $J/\psi$  in die Zerfallsreaktion eingeht, ist die korrekte Selektion dieses radiativ abgestrahlten Photons von hoher Bedeutung. Der Nachweis von Photonen, bzw. deren Energiemessung, erfolgt über das EMC. Damit detektierte Photonenergebnisse für die Analysen akzeptiert werden, müssen folgende Kriterien erfüllt sein:

- Im Barrel-Bereich ( $|\cos(\theta_\gamma)| < 0,83$ ) detektierte Photonen müssen eine Energie von mehr als  $25 \text{ MeV}$  ( $E_\gamma > 25 \text{ MeV}$ ) besitzen, in den beiden Endkappenbereichen ( $0,86 < |\cos(\theta_\gamma)| < 0,92$ ) von mehr als  $50 \text{ MeV}$  ( $E_\gamma > 50 \text{ MeV}$ ).
- Für die Analyse werden nur ein bis drei der oben selektierten Photon-Kandidaten zugelassen.
- Da die Energieauflösung im Barrel-Bereich besser und der beitragende Untergrund geringer ist, wird gefordert, dass das radiative Photon im Bereich von  $|\cos(\theta_\gamma)| < 0,8$  detektiert wurde.

Diese Anforderungen bezüglich der Energieschwellen für Photonen sind notwendig, damit ein Großteil von nicht-ereignisbasierten Signalen, wie z.B. das Rauschen von Detektorkanälen oder der Einfluss des Strahluntergrunds, welcher in den Endkappen höher und energiereicher ist als im Barrel-Bereich, unterdrückt wird und möglichst nur Photonen aus den Resonanz-Zerfallsketten für die weitere Selektion verwendet werden.

Es werden weitere Bedingungen gesetzt – die nachstehend stichpunktartig aufgeführt sind – um den Untergrund zu reduzieren und die Auflösung zu erhöhen.

- Es werden maximal vier geladene Teilchen zugelassen.

- Aus Gründen, wie sie am Anfang dieses Kapitels vorgestellt wurden, werden für die Analyse drei rekonstruierte geladene Kaonen gefordert.
- Es wird ein Vertex-Fit durchgeführt, indem die Parameter der Kaon-Spuren innerhalb der Fehler variiert werden, sodass sie auf einen gemeinsamen Vertex zurückgeführt werden können.
- Basierend auf der Lagrange-Multiplikatoren-Methode [21], erfolgt eine kinematische Anpassung innerhalb der Fehler der Vierervektoren, des radiativen Photon- und der Kaon-Kandidaten auf den bekannten Vierervektor des  $e^+e^-$ -Anfangssystems. Daraus würde eine Anpassung mit vier Zwangsbedingungen folgen, die den einzelnen Komponenten des Anfangsviererimpulses entsprechen. Da allerdings nur drei detektierte Kaonen in einem Ereignis gefordert werden, findet eine Massen Anpassung des nicht rekonstruierten Kaons ( $K_{\text{miss}}^+$ ) statt. Da mit dieser Forderung die Ereignisse vollständig bestimmt sind, ist es möglich, den Viererimpuls des fehlenden Kaons zu rekonstruieren. Dies wird mit einer kinematischen Anpassung mit einer Zwangsbedingung realisiert (1-C-Fit:). Das  $\chi^2$  der kinematischen Anpassung wird zu allen akzeptierten Kombinationen eines jeden Ereignisses abgespeichert.
- Da bis zu drei Photon-Kandidaten vorliegen sowie die Kaon-Kandidaten zu zwei unterschiedlichen Kombinationen zusammengefügt werden können, ist mehr als eine Kombination für das Gesamt ereignis möglich. Daher wird die Kombination mit dem kleinsten  $\chi^2$ , das als Güte für die beste kinematische Anpassung gewertet werden kann, gewählt.
- Ereignisse mit einem  $\chi^2 > 5$  werden verworfen, wodurch der Untergrundbeitrag zusätzlich reduziert wird. In Abbildung 4.2 ist die  $\chi^2$ -Verteilung nach Anwendung aller bisherigen Selektionskriterien dargestellt.

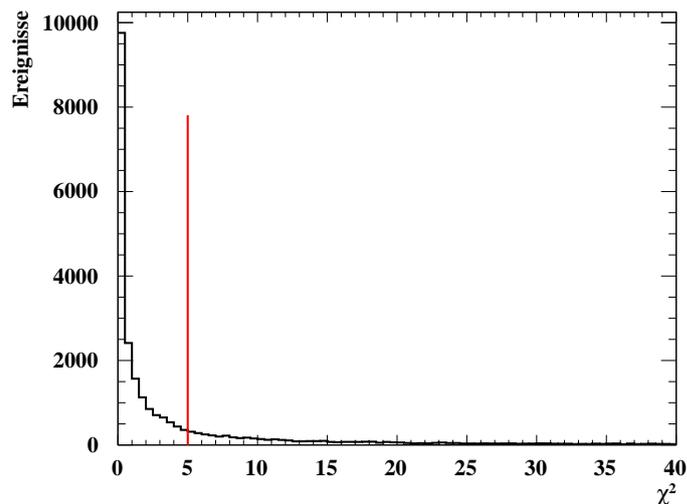


Abb. 4.2:  $\chi^2$ -Verteilung nach allen zuvor beschriebenen Selektionsschritten; alle Ereignisse mit einem  $\chi^2 > 5$  (rote Linie) werden verworfen.

- Um möglichst nur  $\phi\phi$ -Ereignisse zu analysieren, wird im zweidimensionalen Spektrum der invarianten  $K^+K^-$ -Massen ein Abstand um die nominelle  $\phi$ -Masse  $m_{\phi,PDG}$  wie folgt definiert:

$$d_{m_\phi} = \sqrt{(m_{\phi,PDG} - m_{K_i^+K_j^-})^2 + (m_{\phi,PDG} - m_{K_k^+K_l^-})^2} .$$

Es werden nur Ereignisse berücksichtigt, für die die invariante  $K^+K^-$ -Masse in einem Abstand von weniger als  $0,015 \text{ GeV}/c^2$  um die nominelle  $\phi$ -Masse ( $d_{m_\phi} < 0,015 \text{ GeV}/c^2$ ) liegt. Da es bei vier geladenen Kaonen zwei Möglichkeiten gibt, um jeweils zwei Kaonen aus einem  $\phi$  zu rekonstruieren, wird die beste  $\phi\phi$ -Kombination gewählt, in der beide  $K^+K^-$ -Massenquadrate im Phasenraum den kleineren Abstand zu  $m_{\phi,PDG}$  besitzen. Diese Ereignisse gelten als  $\phi\phi$ -Ereignis-Kandidaten.

### 4.3 Ergebnisse nach ersten Selektionskriterien

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Rekonstruktion unter Einbezug aller Selektionskriterien vorgestellt. In Abbildung 4.3 sind die invarianten  $K^+K^-$ -Massen gegeneinander aufgetragen; hier zur besseren Beurteilung des Untergrundbeitrags zunächst ohne die in Kapitel 4.2 vorgestellte Veto-Bedingung auf  $d_{m_\phi}$ .

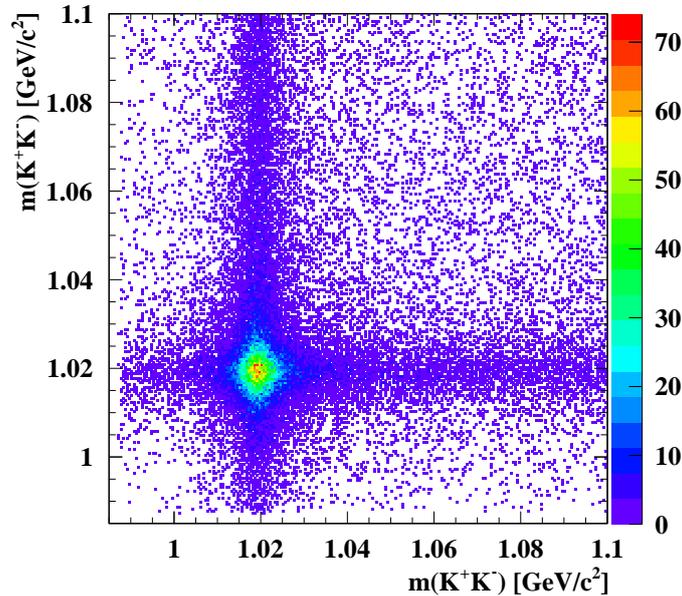


Abb. 4.3: Gegeneinander aufgetragen ist die invariante Masse der jeweils besten Kombination der beiden Kaon-Paare aus  $K^+K^-K^+K^-$ ; hier noch ohne Veto auf  $d_{m_\phi} > 0,015 \text{ GeV}/c^2$ .

Es sind deutliche Bänder im Bereich der  $\phi$ -Masse in den invarianten  $K^+K^-$ -Massen sowie eine dominante Überhöhung am  $\phi\phi$ -Kreuzungspunkt zu erkennen. Die Verteilung außerhalb der beiden Bänder wird als nicht-resonanter Untergrundbeitrag gewertet. Zur weiteren Selektion wird

das Veto auf  $d_{m_\phi} > 0,015 \text{ GeV}/c^2$  gewählt. In Abbildung 4.4 ist die zugehörige invariante Masse der selektierten  $\phi\phi$ -Kandidaten aufgetragen.

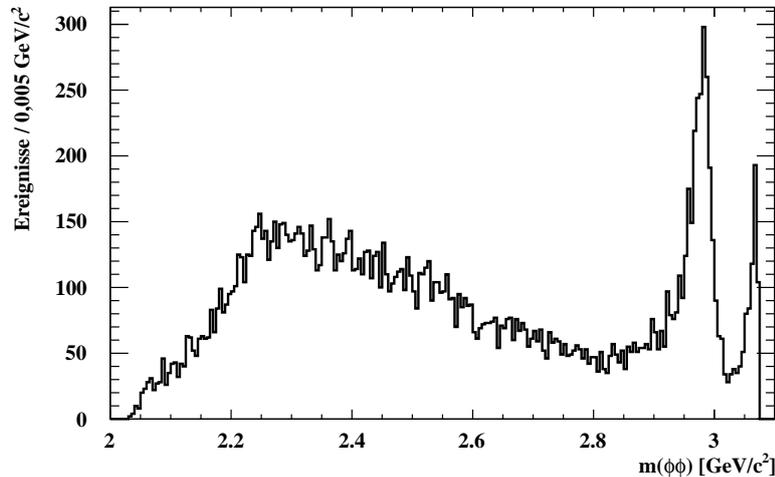


Abb. 4.4: Die invariante Masse der selektierten  $\phi\phi$ -Kandidaten

Im gesamten unteren  $\phi\phi$ -Massenbereich ist eine breite Überhöhung auszumachen. Des Weiteren sind eine starke Erhöhung bei der  $\eta_c$ -Masse sowie eine weitere Überhöhung im Bereich der nominellen  $J/\psi$ -Masse deutlich zu erkennen. Der Zerfall des  $\eta_c$ -Mesons in das  $\phi\phi$ -System trägt als Zwischenresonanz zum untersuchten Signalkanal bei. Ein Zerfall des  $J/\psi$ -Mesons direkt in das  $\phi\phi$ -System ist aufgrund der  $C$ -Paritätserhaltung verboten, trägt allerdings als Zerfall, z.B. direkt in vier Kaonen, als Untergrundquelle bei. Die Überhöhung im  $\phi\phi$ -Spektrum bei  $3,1 \text{ GeV}/c^2$  ( $J/\psi$ -Masse) deutet also auf untergrundbehaftete Ereignisse hin. Um weitere Aussagen über Zwischenresonanzen im  $\phi\phi$ -Spektrum treffen zu können, ist daher eine präzise Untergrundbehandlung unumgänglich.

## 4.4 Untergrundbehandlung

Um korrekte Aussagen durch die Partialwellenanalyse zu erhalten, ist es wichtig, beitragende Untergrundereignisse im selektierten Datensatz möglichst stark zu reduzieren. Untergrundbeiträge können durch verschiedene Quellen verursacht werden. Hierzu zählt Strahluntergrund, wodurch z.B. im EMC detektierte niederenergetische Photonen fälschlicherweise mit dem selektierten Ereignis assoziiert werden können. Weitere Quellen können elektromagnetische und hadronische Split-Offs, rauschende Auslesekanäle, kombinatorischer Untergrund oder auch nicht-resonanter Untergrund sein.

Zur Bestimmung des Beitrags von möglichen Untergrundquellen wird, wie bereits erwähnt, ein Monte-Carlo-Datensatz mit  $225 \cdot 10^6$   $J/\psi$ -Ereignissen verwendet. Für die Analyse von  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$  werden auf die Monte-Carlo-Ereignisse dieselben Rekonstruktions- und Selektionsschritte angewandt wie für den realen  $J/\psi$ -Datensatz. Zu jedem Monte-Carlo-Ereignis

existieren die Informationen des generierten Ereignisses (Monte-Carlo-Truth-Informationen), sodass jedem Ereignis ein eindeutiger Zerfallskanal zugeordnet werden kann. Somit kann ein Überblick darüber gewonnen werden, welche selektierten Ereignisse aus dem Signalkanal und welche aus Untergrundquellen stammen.

Die Untersuchungen haben gezeigt, dass Hauptuntergrundquellen aus nicht-radiativen Zerfällen in den Endzustand  $K^+K^-K^+K^-$  zum Signal ebenso wie  $\gamma\gamma K^+K^-K^+K^-$ -Endzustände beitragen. Für die nicht-radiativen Zerfälle wird mit den entsprechenden Zerfallshypothesen eine kinematische Anpassung durchgeführt, und Vetobedingungen werden auf deren  $\chi^2$ -Verteilungen zur Reduzierung des Untergrunds gestellt (siehe Kapitel 4.4.1 und 4.4.2). Ebenso zeigte sich ein nicht-resonanter Untergrundbeitrag von Ereignissen aus Zerfällen direkt nach  $K^+K^-$ , die also nicht über  $\phi$  zerfallen wie  $\gamma K^+K^- \phi$  oder  $\gamma K^+K^- K^+K^-$ , und so den zum Signal identischen  $\gamma K^+K^-K^+K^-$ -Endzustand bilden. Diese Ereignisse lassen sich nicht mit Vetobedingungen reduzieren, da sie im ausgewählten  $\phi$ -Massenbereich beitragen. Eine Methode zur Unterdrückung von nicht-resonanten Untergrundquellen wird in Kapitel 4.4.3 vorgestellt.

#### 4.4.1 Unterdrückung der Zerfälle in den Endzustand $K^+K^-K^+K^-$

Wie erwähnt liefert der Zerfall in den Endzustand  $K^+K^-K^+K^-$  einen der Hauptbeiträge zum Untergrund im Signalkanal  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+K^-K^+K^-$ . Daher wird eine kinematische Anpassung unter der Hypothese für den nicht-radiativen Zerfall nach  $K^+K^-K^+K^-$  durchgeführt. Ebenso wie für jedes Ereignis, anhand des  $\chi^2_{\gamma 4K}$ -Werts der kinematischen Anpassung an die Daten, der Kandidat gewählt wird, der den kleinsten  $\chi^2_{\gamma 4K}$ -Wert aufweist, wird die beste Anpassung anhand des  $\chi^2_{4K}$ -Werts für den Untergrundkanal  $J/\psi \rightarrow \phi K^+K^- \rightarrow K^+K^-K^+K^-$  zu jedem Ereignis gewählt. Dieser  $\chi^2_{4K}$ -Wert ist in Abbildung 4.5 (a) histogrammiert.

In den aufgetragenen  $\chi^2_{4K}$ -Werten ist eine starke Überhöhung unterhalb von  $\chi^2_{4K} = 10$  auszumachen. Akzeptierte Ereignisse, für die sich ein  $\chi^2_{4K}$ -Wert in diesem Bereich ergibt, sind mit hoher Wahrscheinlichkeit aus einem Untergrundkanal entstanden und werden somit verworfen.

Vergleicht man das  $\phi\phi$ -Spektrum nach Anwendung der  $\chi^2_{4K}$ -Vetobedingung in Abbildung 4.5 (b) mit dem  $\phi\phi$ -Spektrum vor der Untergrundbehandlung (orange hinterlegt), so ist deutlich erkennbar, dass die Erhöhung um  $3,1 \text{ GeV}/c^2$  stark reduziert worden ist, was gleichbedeutend mit einer starken Unterdrückung des Untergrundbeitrags in diesem Bereich ist. Ebenso bestätigt sich dies durch den Vergleich mit dem inklusiven Monte-Carlo-Datensatz. Hier zeigt sich, dass Ereignisse aus dem nicht-radiativen Zerfall von  $J/\psi \rightarrow \phi K^+K^- \rightarrow K^+K^-K^+K^-$  nach der Veto-Bedingung um  $89,8 \%$  reduziert werden konnten.

#### 4.4.2 Unterdrückung der Zerfälle in den Endzustand $\gamma\gamma K^+K^-K^+K^-$

Für die Analyse werden bis zu drei Photon-Kandidaten zugelassen, von denen, durch die kinematische Anpassung aller geforderten Reaktionsteilchen auf den Anfangsvierervektor der  $J/\psi$ -Resonanz, ein Kandidat als radiatives Photon gewählt wird.

Um auszuschließen, dass das als radiatives Photon ausgewählte Photon aus einem Untergrundeignis stammt – wie z.B. aus einem  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  Zerfall – werden zu jedem Ereignis, in dem mehr

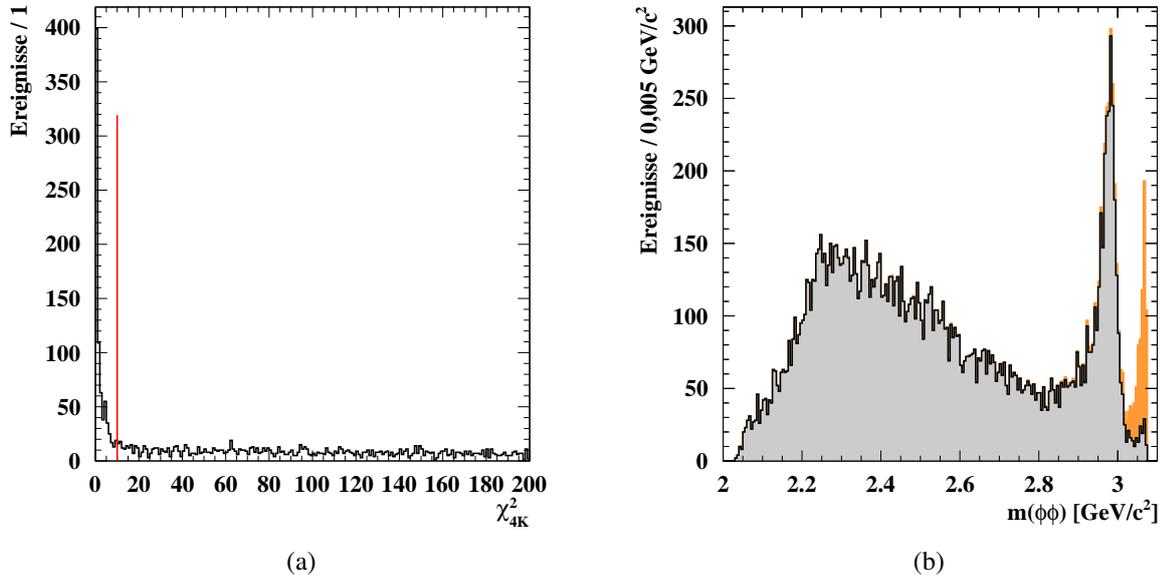


Abb. 4.5: In (a) ist das  $\chi^2_{4K}$  der kinematischen Anpassung für den nicht-radiativen Zerfall in den Endzustand  $K^+K^-K^+K^-$  dargestellt. Zur Reduzierung des Beitrags aus nicht-radiativen Untergrundquellen werden Ereignisse mit  $\chi^2_{4K} \leq 10$  verworfen. In (b) ist die invariante Masse der  $\phi\phi$ -Kandidaten vor (orange) und nach (grau) dieser zusätzlichen Veto-Bedingung aufgetragen.

als ein Photon-Kandidat existiert, alle invarianten ( $\gamma\gamma$ )-Massen histogrammiert. Sind im Histogramm Überhöhungen im Bereich der  $\pi^0$ -Masse zu verzeichnen, deutet dies auf ein falsch rekonstruiertes Ereignis hin, das z.B. aus einem  $\pi^0K^+K^-K^+K^-$ -Ereignis und nicht aus einem radiativen Prozess stammt; diese Ereignisse gelten somit als Untergrundbeitrag aus dem Zerfall in den Endzustand  $\gamma\gamma K^+K^-K^+K^-$ .

Würde hier ein Massenfenster um die  $\pi^0$ -Masse im invarianten ( $\gamma\gamma$ )-Massenspektrum gewählt, könnten möglicherweise zu viele Signalereignisse verworfen werden. Um eine möglichst effiziente Untergrundbehandlung durchzuführen, wird ähnlich wie im vorherigen Kapitel 4.4.1 dargestellt, verfahren. Es wird eine kinematische Anpassung mit einer  $\pi^0K^+K^-K^+K^-$ -Hypothese durchgeführt, in der alle ( $\gamma\gamma$ )-Kombinationsmöglichkeiten der im Ereignis vorhandenen Photon-Kandidaten berücksichtigt werden. Der  $\chi^2_{\pi^0 4K}$ -Wert dieser Anpassung ist jeweils für den Kandidaten mit der besten kinematischen Anpassung an das Untergrundereignis in Abbildung 4.6 (a) histogrammiert und in Abbildung 4.6 (b) ist entsprechend die invariante Masse des ( $\gamma\gamma$ )-Systems aufgetragen.

In Abbildung 4.6 (b) ist im orange hinterlegten invarianten Massenspektrum eine leichte Überhöhung im rot markierten Bereich der  $\pi^0$ -Masse<sup>1</sup> zu erkennen. Um den Beitrag an Untergrundergebnissen aus diesem Zerfall möglichst stark zu verringern, werden alle Ereignisse verworfen, für die ein  $\chi^2_{\pi^0 4K}$ -Wert der Untergrundanpassung  $< 10$  gilt. Im Vergleich der Einträge vor und nach der Veto-Bedingung (siehe Abbildung 4.6) zeigt sich, dass durch das Veto die Erhöhung im Be-

<sup>1</sup>PDG-Wert für die nominelle  $\pi^0$ -Masse: 0,1349766 GeV/c<sup>2</sup> [2].

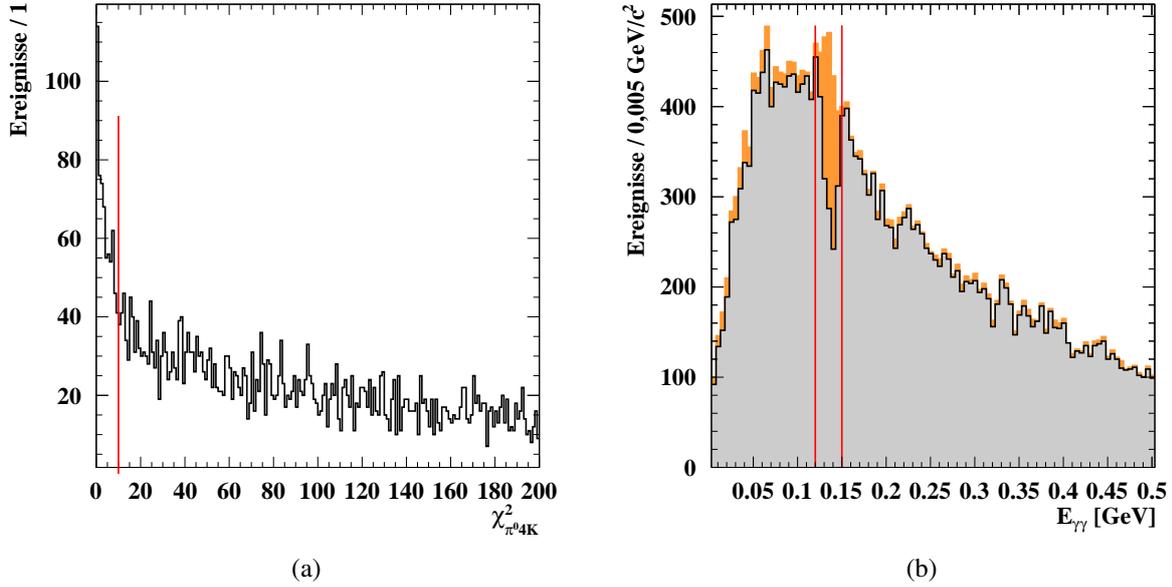


Abb. 4.6:  $\chi^2_{\pi^0 4K}$  der kinematischen Anpassung für den Endzustand  $\gamma\gamma K^+ K^- K^+ K^-$  mit deutlicher Überhöhung unterhalb von  $\chi^2_{\pi^0 4K} = 10$  (rote Linie); dieser Beitrag wird in den Daten verworfen. In (b) ist die invariante Masse des  $\gamma\gamma$ -Systems vor (orange) und nach (grau) Anwendung der Veto-Bedingung auf  $\chi^2_{\pi^0 4K} < 10$  dargestellt (die roten Linien markieren den Bereich der  $\pi^0$ -Masse).

reich der  $\pi^0$ -Masse stark reduziert wird, wobei nur wenige Ereignisse außerhalb dieses Bereichs verworfen werden.

### 4.4.3 Methode zur Ereignisgewichtung

Die Behandlung von nicht-resonantem Untergrund aus Zerfällen von  $J/\psi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$  und von  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi K^+ K^- \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$  ist eine Herausforderung; denn diejenigen Untergrundeignisse, die innerhalb der  $\phi$ -Signalregion gleichmäßig verteilt sind, können sich im selben Volumenelement des Phasenraums wie die Signaleignisse befinden. Deshalb ist mit rein kinematischen Schnitten dieser Untergrundbeitrag nicht von den Signaleignissen zu trennen. Die zur Untergrunderkennung häufig eingesetzte Seitenbandsubtraktion wird der vorliegenden Mehrdimensionalität nicht umfassend gerecht und kann somit nicht optimal eingesetzt werden.

Aus diesem Grund wird eine neuartige Methode zur Untergrunderkennung angewendet, die eine Verallgemeinerung der Seitenbandsubtraktion darstellt und im Detail in [22, 23] nachgelesen werden kann. Mit dieser Methode wird jedem Ereignis ein Gewicht zugeordnet, das die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, dass ein Ereignis dem Signal- oder einem Untergrundeignis entstammt. Hierbei wird im Wesentlichen ausgenutzt, dass die Verteilung der invarianten  $K^+ K^-$ -Masse zwischen Signal und Untergrund unterschiedlich ist.

Bei Anwendung der Methode muss zunächst die Metrik, die den mehrdimensionalen Phasenraum des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$  aufspannt, festgelegt werden; die gewählten Kompo-

nenten sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Angemerkt sei, dass die Beschreibung der Winkel der Zerfallskinetik in Kugelkoordinaten und im Helizitätssystem des zerfallenden Teilchens erfolgt, wobei der Zerfallswinkel des radiativen Photons mit der Beschreibung im Schwerpunktsystem von  $J/\psi$  eine Ausnahme bildet. Der sogenannte  $\chi$ -Winkel ist der Winkel zwischen den Normalenvektoren der beiden Zerfallsebenen der  $\phi$ -Mesonen im Helizitätssystem des  $\phi\phi$ -Systems.<sup>2</sup>  $\phi_1$  bzw.  $\phi_2$  ist die invariante  $K^+K^-$ -Masse des ersten bzw. zweiten Kaon-Paars aus der besten  $K^+K^-K^+K^-$ -Kombination.

Tab. 4.1: Gewählte Metrik, um den Phasenraum der Zerfallskette aufzuspinnen

Komponente	Beschreibung	Anpassung	$r_k$
$\cos(\theta_\gamma)$	Zerfallswinkel des $\gamma_{rad}$ im Schwerpunktsystem von $J/\psi$	$\phi_1$ und $\phi_2$	2
$\chi_{\phi\phi}$	Zwischenwinkel des $\phi_1\phi_2$ -Systems	$\phi_1$ und $\phi_2$	$\frac{\pi}{2}$
$m_{\phi\phi}^2 / \text{GeV}^2/c^4$	invariantes Massenquadrat des $\phi_1\phi_2$ -Systems	$\phi_1$ und $\phi_2$	5,7
$\varphi_{K_{\phi_1}^+}$	azimutaler Zerfallswinkel des $\phi_1$ -Mesons	$\phi_1$	$\pi$
$\varphi_{K_{\phi_2}^+}$	azimutaler Zerfallswinkel des $\phi_2$ -Mesons	$\phi_2$	$\pi$
$\cos(\theta_{K_{\phi_1}^+})$	polarer Zerfallswinkel des $\phi_1$ -Mesons	$\phi_1$	2
$\cos(\theta_{K_{\phi_2}^+})$	polarer Zerfallswinkel des $\phi_2$ -Mesons	$\phi_2$	2
$m_{\phi_2}^2 / \text{GeV}^2/c^4$	invariantes Massenquadrat des $\phi_2$ -Systems	$\phi_1$	0,1647
$m_{\phi_1}^2 / \text{GeV}^2/c^4$	invariantes Massenquadrat des $\phi_1$ -Systems	$\phi_2$	0,1647

Allgemein gilt für den Abstand  $d_{ij}$  zwischen zwei Ereignissen im  $n$ -dimensionalen Phasenraum, der durch die Komponenten  $\xi_k$  aufgespannt wird:

$$d_{ij}^2 := \sum_{k=1}^n \left( \frac{\xi_k^i - \xi_k^j}{r_k} \right)^2 .$$

Hierbei ist  $r_k$  der maximale Abstand der jeweiligen Koordinaten zueinander, wodurch eine Normierung der Abstände auf den Wertebereich  $[0, 1]$  erfolgt. Eine Ausnahme bilden die azimutalen Zerfallswinkel insofern als hier, aufgrund der Ambiguität, der kleinste Zwischenwinkel gewichtet wird. Gemäß der oben aufgeführten Definition werden zu jedem Ereignis mit der Kinematik  $\xi_0$  und der Masse  $m_{\phi_1,0}$  die  $n_c$  nächsten Ereignisse im Phasenraum bestimmt sowie die invariante Masse des  $\phi_1$ -Systems histogrammiert. Für die Selektion des  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$ -Zerfalls ist  $n_c = 100$  gewählt worden. Diese  $n_c$  Ereignisse nehmen nur einen kleinen Phasenraum um  $\xi_0$  ein; dadurch

<sup>2</sup>Im Folgenden wird dieser Winkel als  $\chi$ -Zwischenwinkel bezeichnet.

können Signal- und Untergrundanteil des resultierenden Spektrums wie folgt angenähert werden:

$$\begin{aligned} S(m_i, \vec{\xi}_i) &= F(\vec{\xi}_0) V(m_i, \mu, \sigma, \Gamma) \approx A \cdot V(m_i, \mu, \sigma, \Gamma) \\ B(m_i, \vec{\xi}_i) &= B(m_i, \vec{\xi}_0) \approx a \cdot m_i + b \quad . \end{aligned}$$

Hierbei wird der Untergrund durch ein Polynom ersten Grades, und das Signal durch eine Voigt-Funktion angepasst, die eine Faltung aus einer Gaußfunktion (zur Beschreibung der Detektorauflösung) und einer nicht-relativistischen Breit-Wigner-Verteilung (zur Beschreibung der natürlichen Linienform des  $\phi$ -Mesons) beschreibt. Es gilt:

$$V(m_i, \mu, \sigma, \Gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \Re \left[ w \left( \frac{1}{\sqrt{2}\sigma} (m_i - \mu) + i \frac{\Gamma}{2\sqrt{2}\sigma} \right) \right] \quad ,$$

wobei  $w$  die komplexe Fehlerfunktion und  $\sigma$  die Breite der Gauß-Verteilung ist. Die natürliche Breite  $\Gamma$  sowie der Mittelwert  $\mu$  der Breit-Wigner-Verteilung des  $\phi$ -Mesons werden auf die nominelle Breite und Masse aus [2] fixiert. Eine Anpassung der Spektren erfolgt durch die Summe aus den Funktionen für Signal und Untergrund, wobei die ungebinnte Maximum-Likelihood-Methode (siehe Kapitel 5.4) angewendet wird. Es wird zunächst das  $\phi_1$ -Massensystem angepasst und der Anteil von Signal  $s_{k1}$  und Untergrund  $b_{k1}$  an der Stelle der Masse  $m_{k1}$  aller  $n$  Ereignisse bestimmt. Der Signalanteil wird als  $Q_{k1}$ -Wert bezeichnet; es gilt also

$$Q_{k1} = \frac{s_{k1}}{s_{k1} + b_{k1}} \quad .$$

Im nächsten Schritt wird das  $\phi_2$ -Massensystem angepasst, wobei jedes der  $n$  Ereignisse mit dem jeweiligen  $Q_{k1}$ -Faktor gewichtet wird (auch hier gilt  $n_c = 100$ ). Durch die Anpassung der Massenspektren der Ereignisse des zweiten  $\phi$ -Systems unter Berücksichtigung der Ereignisgewichtung aus dem  $\phi_1$ -System wird der Untergrund, der sowohl im  $\phi_1$ - als auch im  $\phi_2$ -System beiträgt, berücksichtigt und so der Untergrundbeitrag des  $\phi\phi$ -Systems vollständig beschrieben. Der aus dieser zweiten Anpassung resultierende  $Q_{k2}$ -Faktor wird mit dem  $Q_{k1}$ -Faktor multipliziert, also entsprechend

$$Q_k = Q_{k1} \cdot Q_{k2}$$

für weitere Analysen verwendet.  $Q_k$  wird als Wahrscheinlichkeit gewertet, dass es sich um ein Signalereignis handelt, bzw.  $(1-Q_k)$ , dass es sich um ein Untergrundereignis handelt.

In Abbildung 4.7 ist in (a) die invariante Masse des  $\phi_1$ -, bzw. in (b) des  $\phi_2$ -Systems für die Anpassung eines Ereignisses mit den  $n_c = 100$  nächsten Ereignissen im Phasenraumvolumen zur Berechnung des  $Q_{k1}$ - bzw.  $Q_{k2}$ -Faktors dargestellt.

Die hier dargelegte Anpassung ist auf die selektierten Ereignisse der Messdaten angewandt. Um zu prüfen, ob die Gewichtungsmethode den Untergrund korrekt beschreibt, wird als Qualitätstest ein Monte-Carlo-Datensatz generiert, der die folgenden, ähnlichen Zerfallskanäle beinhaltet:

$$J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c \rightarrow \gamma\phi\phi \quad \text{und} \quad J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c \rightarrow \gamma\phi K^+ K^- \quad .$$

Hierbei sind für den ersten Zerfallskanal, der als Signalbeitrag eingestuft wird, die korrekten Winkelverteilungen berücksichtigt worden und für den zweiten Kanal der Zerfall der  $\eta_c$ -Resonanz

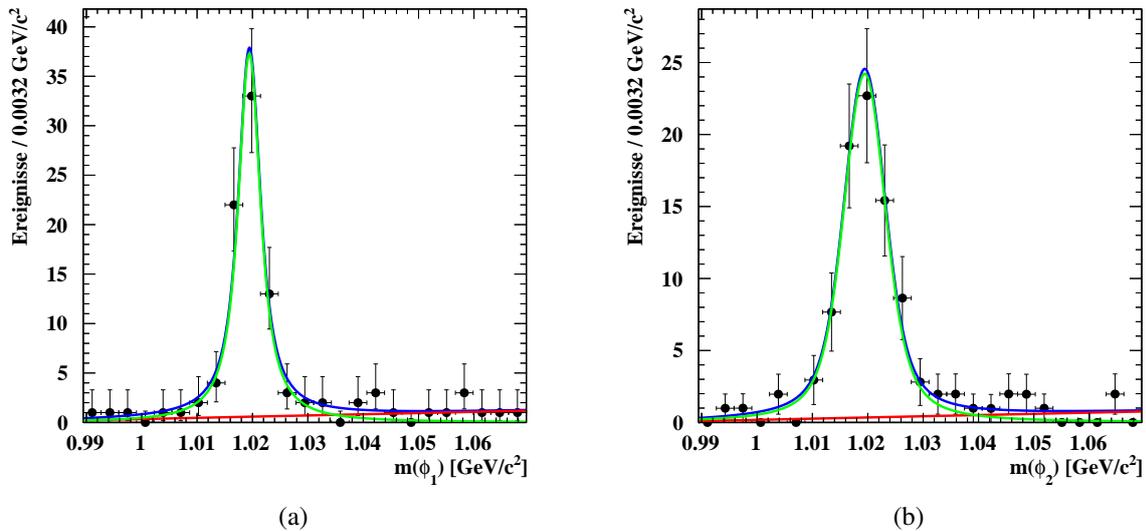


Abb. 4.7: Berechnung des Ereignisgewichts durch zweifache Anpassung; zunächst erfolgt in (a) die Anpassung der Ereignisse im invarianten Massenspektrum des  $\phi_1$ -Kandidaten und anschließend in (b) die Anpassung im invarianten Massenspektrum des  $\phi_2$ -Kandidaten, unter Einbezug der Ereignisgewichtung aus der  $\phi_1$ -Anpassung. Grün: Signalanpassung, rot: Untergrundanpassung, blau: Summe der beiden Anpassungen.

phasenraumverteilt generiert worden, da die Ereignisse aus dieser Reaktion aufgrund der beiden Kaonen, die nicht aus einem  $\phi$ -Zerfall stammen, zum Untergrund beitragen. Es wird ein Untergrundbeitrag zum Signal – nach Anwendung der vorgestellten Selektionsschritte – von etwa 15 % erhalten und auf diesen Datensatz die oben beschriebenen Anpassungen angewandt. Um diesen Untergrundbeitrag zu erhalten, werden siebenmal mehr Untergrund- als Signalereignisse in den Monte-Carlo-Datensatz gemischt.

In Abbildung 4.8 (a) und (b) ist die invariante Masse des  $\phi_1$ - bzw. des  $\phi_2$ -Systems und in 4.8 (c) die invariante Masse des  $\phi\phi$ -Systems mit der deutlichen Überhöhung bei der  $\eta_c$ -Masse dargestellt. Es ist zu erkennen, dass durch die Ereignisgewichtung der Untergrund- und Signalbeitrag des gemischten Datensatzes korrekt wiedergegeben wird. Zur weiteren Überprüfung der Methode wird die  $\chi$ -Winkelverteilung des gemischten Datensatzes sowie der mit  $Q_k$  gewichteten Ereignisse mit der folgenden Funktion angepasst [9]:

$$W(\chi) \propto a + (1 - a) \cdot [1 + \beta \cdot \cos(2\chi)] \quad .$$

Nach [9] gilt für pseudoskalare Mesonen, wie das  $\eta_c$ -Meson, und deren Zerfall in zwei Vektorzustände, dass der Parameter  $\beta$  einen Wert von  $-1$  aufweisen muss. Für die Anpassung an den gemischten Datensatz wurde  $\beta = -0,916 \pm 8,2 \cdot 10^{-3}$  bestimmt, wobei sich für die gewichteten Ereignisse eine Verbesserung zu  $\beta = -0,986 \pm 4,9 \cdot 10^{-3}$  ergeben hat. Somit bewährt sich die Methode auch zur Behandlung der kritischsten Untergrundquellen – der nicht-resonanten Beiträge im  $\phi$ -System – und wird auf die vorselektierten Datenereignisse angewendet.

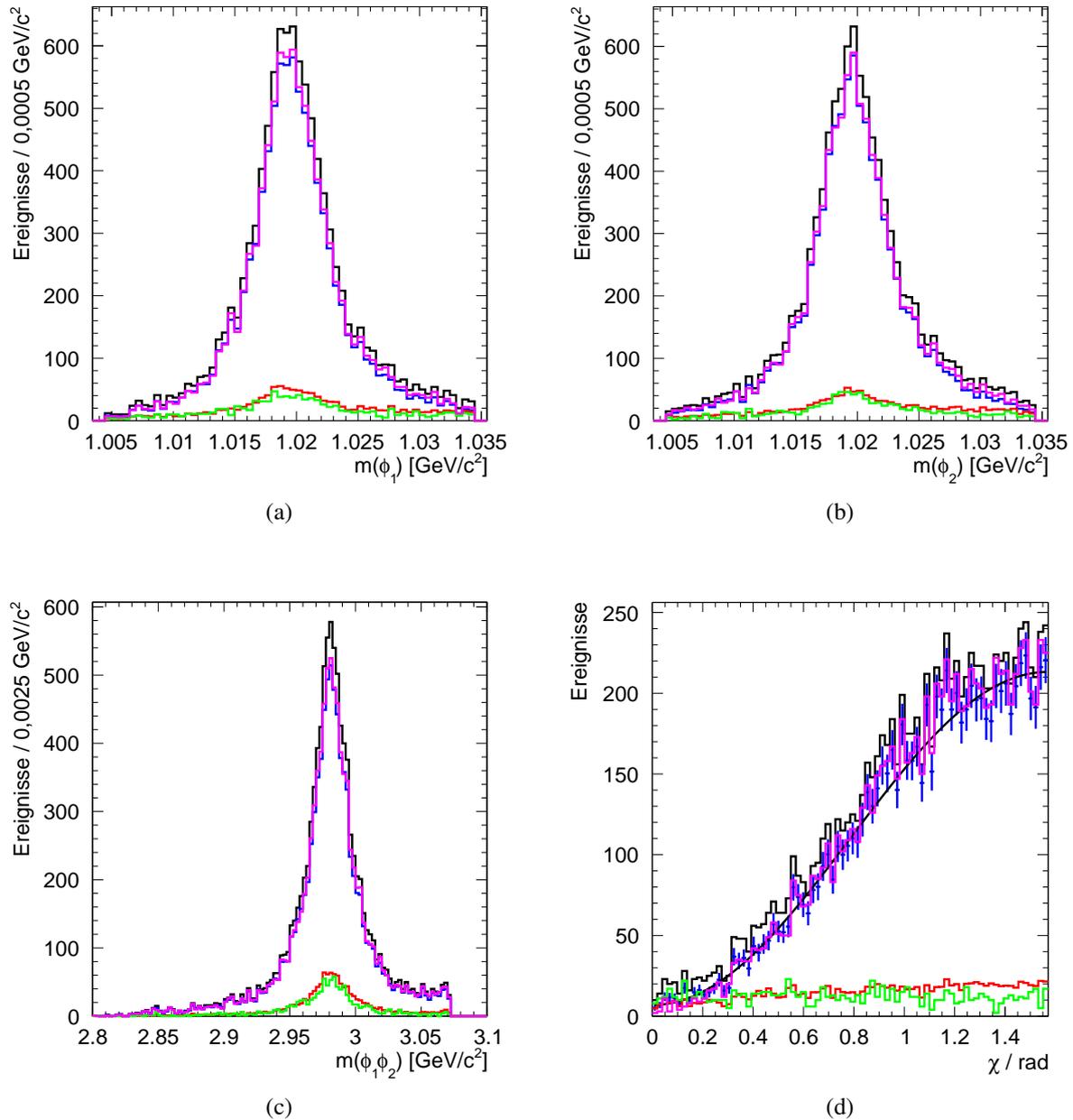


Abb. 4.8: Invariante Masse in (a) des  $\phi_1$ -, in (b) des  $\phi_2$ - und in (c) des  $\phi_1\phi_2$ -Systems sowie in (d) der  $\chi$ -Zwischenwinkel für einen simulierten Datensatz aus 85% Signal- und 15% Untergrundereignissen; schwarz: Summe aus Signal- und Untergrundereignissen; grün: Untergrundereignisse; violett: Signalereignisse; rot: Summe der Ereignisse mit  $(1-Q_k)$ -Ereignisgewichtung; blau: Summe der Ereignisse mit  $Q_k$ -Ereignisgewichtung.

## 4.5 Ergebnisse unter Einbezug der Untergrundstudien

Nach Anwendung der beschriebenen Selektionsschritte und Vetobedingungen für Untergrundeignisse sowie unter Berücksichtigung der Ereignisgewichtung verbleiben 16997 selektierte  $\gamma\phi\phi$ -Ereignisse.

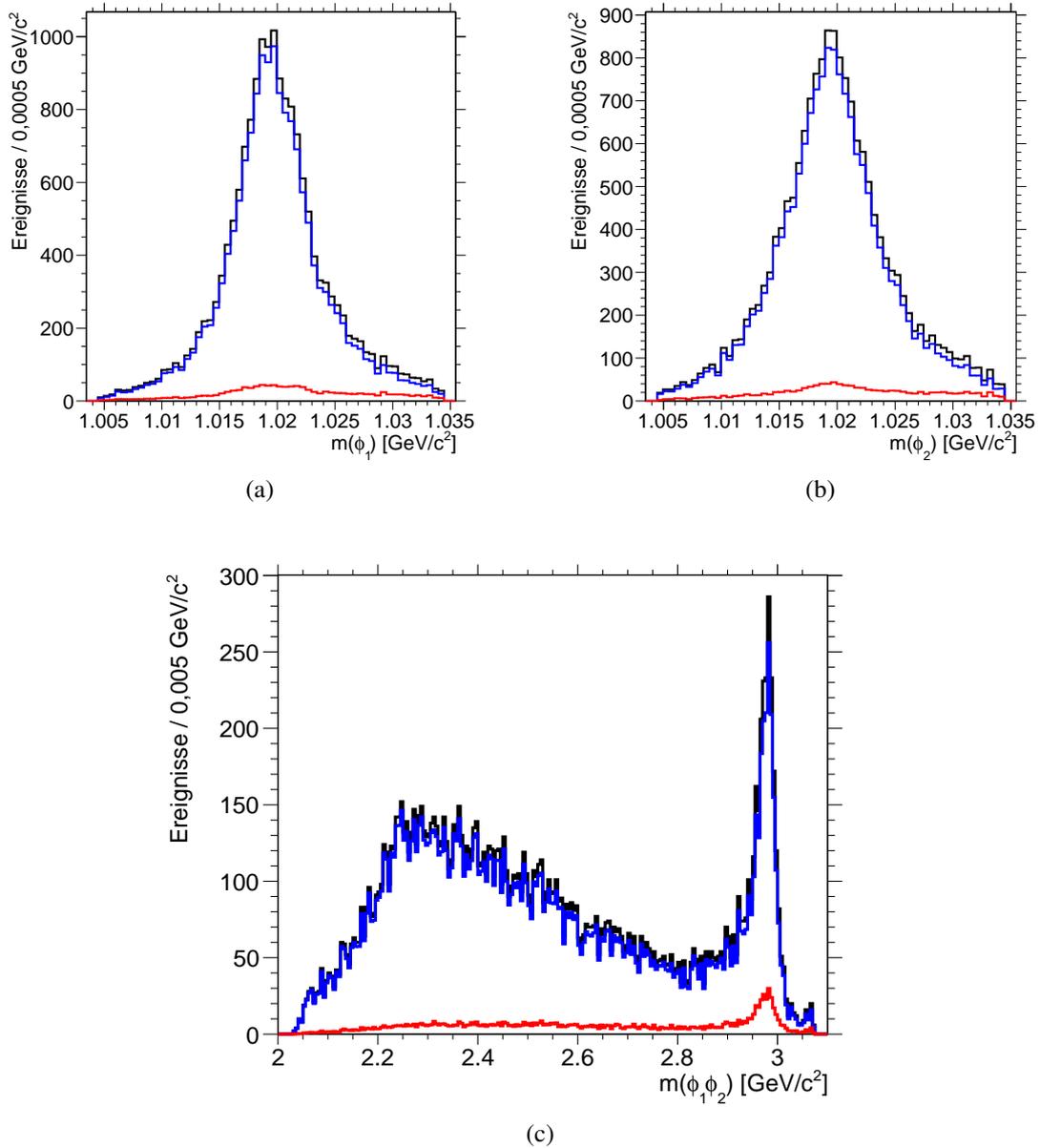
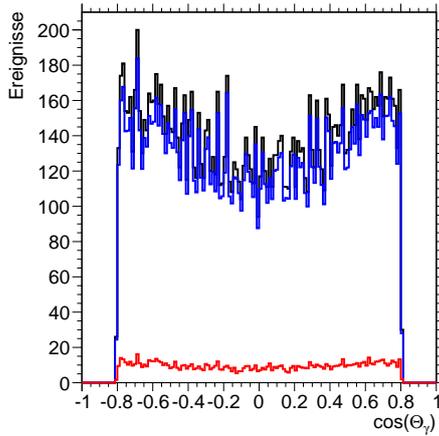


Abb. 4.9: Invariante Masse des  $\phi_1$ - bzw.  $\phi_2$ - sowie des  $\phi\phi$ -Systems bei Anwendung aller Vorselektionen, Vetobedingungen für Untergrundeignisse sowie der Gewichtungsmethode; schwarz: Ereignisse ungewichtet; blau: Gewichtung der Ereignisse mit  $Q_k$ ; rot: Gewichtung der Ereignisse mit  $(1-Q_k)$ .

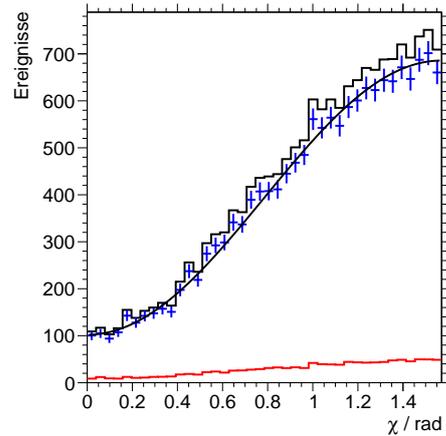
In Abbildung 4.9 sind die invariante Masse des  $\phi_1$ - und des  $\phi_2$ -Systems sowie auch die invariante  $\phi\phi$ -Masse dargestellt. Zu erkennen ist, dass der Untergrundbeitrag unter Anwendung der Ereignisgewichtung (blaue Kurve) unterdrückt wurde und sich ein relativ sauberes  $\phi$ -Signal in beiden Massenspektren (a) und (b) darstellt. Die deutlichste Überhöhung in der invarianten  $\phi\phi$ -Masse (c) resultiert aus der  $\eta_c$ -Resonanz. Hier zeigt sich eine weitere Reduzierung des Untergrundbeitrags nach der Untergrundbehandlung. Des Weiteren ist eine breite Überhöhung im Massenbereich von  $2,2 \text{ GeV}/c^2$  bis  $2,5 \text{ GeV}/c^2$  festzustellen. In Abbildung 4.10 sind sechs entscheidende Winkelverteilungen der gesamten Zerfallsreaktion aufgeführt: Zum einen ist der Kosinus des polaren Zerfallswinkels des radiativen Photons im Schwerpunktsystem des  $J/\psi$  sowie der Zwischenwinkel  $\chi$  dargestellt, zum anderen sind die beiden Kosinus des polaren Zerfallswinkels und die azimuthalen Zerfallswinkel der beiden  $\phi$ -Mesonen abgebildet.

Anhand von Winkelverteilungen lassen sich Aussagen über Zwischenresonanzen treffen, aus denen die Tochterteilchen, also die beiden  $\phi$ -Mesonen, zerfallen sind. Um auch Aussagen über Substrukturen – speziell im unteren  $\phi\phi$ -Massenbereich treffen zu können – wird eine Partialwellenanalyse durchgeführt.

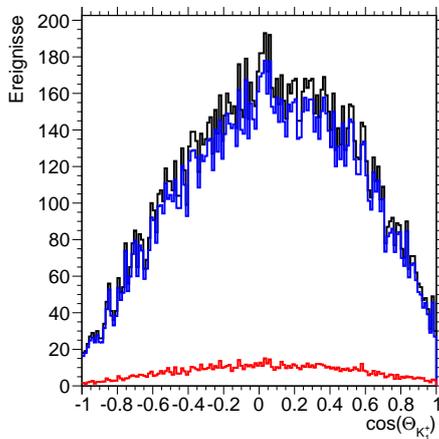
## 4.5 Ergebnisse unter Einbezug der Untergrundstudien



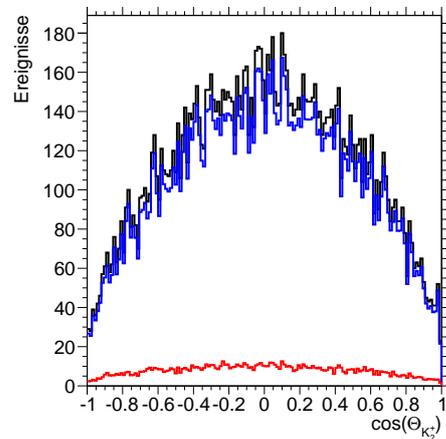
(a) Kosinus des polaren Zerfallswinkels von  $\gamma_{rad}$



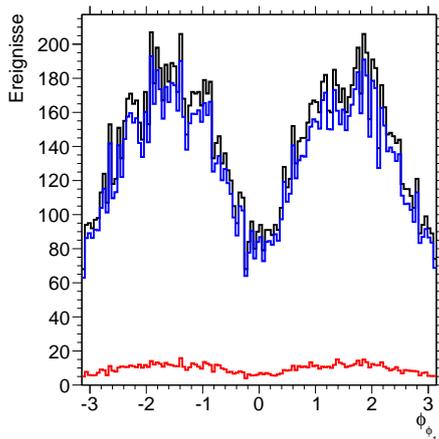
(b)  $\chi$ -Zwischenwinkel



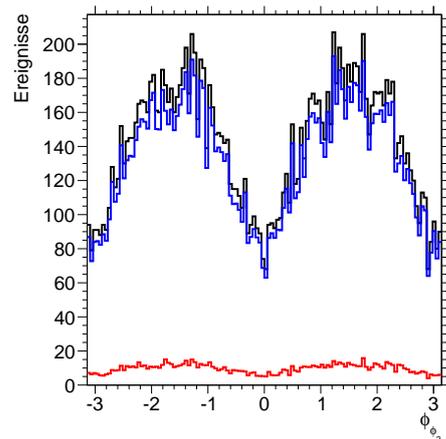
(c) Kosinus des polaren Zerfallswinkels von  $K_1^+$



(d) Kosinus des polaren Zerfallswinkels von  $K_2^+$



(e) azimuthaler Zerfallswinkel von  $\phi_1$



(f) azimuthaler Zerfallswinkel von  $\phi_2$

Abb. 4.10: Winkelverteilungen der Zerfallsreaktion unter Anwendung aller Vorselektionen, Vetobedingungen für Untergrundereignisse sowie der Gewichtungsmethode; schwarz: Ereignisse ungewichtet; blau: Gewichtung der Ereignisse mit  $Q_k$ ; rot: Gewichtung der Ereignisse mit  $(1-Q_k)$ .



# Kapitel 5

## Partialwellenanalyse von $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$

Bei Streu- oder Annihilationsexperimenten ist die Partialwellenanalyse (PWA) eine adäquate Methode zur Identifizierung und Bestimmung der Eigenschaften aller am Zerfall beteiligten Hadronen, insbesondere möglicher Zwischenresonanzen.

Die in dieser Arbeit vorgestellte PWA wird mit der Software PAWIAN (**P**artial **W**ave **I**nteractive **A**nalysis) durchgeführt, die an der Ruhr-Universität Bochum entwickelt worden ist. Hierbei wird die Maximum-Likelihood-Methode zur Anpassung von rekonstruierten phasenraumverteilten Monte-Carlo-Daten an die selektierten Messdaten angewandt.

Zunächst werden nachstehend das Isobar-Modell und die verwendeten Formalismen vorgestellt; darauf folgt eine Beschreibung der für die Zerfallsdynamik angewendeten Modelle. Anschließend werden die Maximum-Likelihood-Methode, die Bestimmung der Anpassungsgüte, die angewendete PWA-Strategie und die Überprüfung der Anpassungen dargestellt. Zum Schluss werden in Kapitel 5.9 die Ergebnisse der PWA für die Reaktion  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$  mit Aussagen über Zwischenresonanzen, deren Quantenzahlen sowie Massen und Breiten vorgestellt.

### 5.1 Isobar-Modell

Die in dieser Arbeit durchgeführte Partialwellenanalyse basiert auf dem Isobar-Modell, in dem alle Zerfälle als sequentielle Zweikörperzerfälle beschrieben sind. Für den hier analysierten Zerfallskanal ergeben sich die folgenden Zerfallsmöglichkeiten:

$$J/\psi \rightarrow \gamma X \quad , \quad X \rightarrow \phi\phi \quad , \quad \phi \rightarrow K^+ K^- \quad .$$

Aufgrund der Auswahlregeln für starke und elektromagnetische Wechselwirkungen kann die Zwischenresonanz  $X$ , die radiativ über das  $J/\psi$  erzeugt wurde und in das  $\phi\phi$ -System zerfällt, die folgenden Quantenzahlen besitzen:

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

Die Subresonanz kann also ein skalarer ( $f_0$  mit  $J^{PC} = 0^{++}$ ), ein Axialvektor- ( $f_1$  mit  $J^{PC} = 1^{++}$ ) oder Tensor-Zustand ( $f_2$  mit  $J^{PC} = 2^{++}$ ) oder aber ein pseudoskalarer ( $\eta$  bzw.  $\eta_c$  mit  $J^{PC} = 0^{-+}$ ) bzw. pseudotensorieller Zustand ( $\eta_2$  mit  $J^{PC} = 2^{-+}$ ) sein, der hier als  $\eta_J$ -Meson bezeichnet wird. Die Zerfallsreaktion wäre also:

$$\begin{aligned} J/\psi &\rightarrow \gamma X \\ \text{mit } X = f_J &\rightarrow \phi\phi \quad (J = 0, 1, 2, \dots) \\ \text{oder } X = \eta_J &\rightarrow \phi\phi \quad (J = 0, 2, \dots) \quad . \end{aligned}$$

## 5.2 Formalismen

Zur Bestimmung der Quantenzahlen  $J^{PC}$  möglicher Zwischenresonanzen werden die entsprechenden Zerfallswinkelverteilungen analysiert. Zur Beschreibung des radiativen Zerfalls wird für die Partialwellenanalyse der Helizitätsformalismus angewendet. Die Folgezerfälle werden vom Helizitätssystem in das kanonische System transformiert, wodurch es einfacher ist, die vom Bahndrehimpuls  $L$  abhängige Dynamik der Zerfallsteilchen zu berücksichtigen. Für eine ausführliche Darstellung der verwendeten Formalismen sei auf [24] verwiesen.

Die Helizität  $\lambda$  ist die Projektion des Drehimpulses  $\vec{J}$  auf die Bewegungsrichtung  $\hat{z}$  (gewählte Quantisierungsachse) des Teilchens. Da der Bahndrehimpuls senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Teilchens steht (also  $\vec{L} \perp \hat{z} \Rightarrow \vec{L} \cdot \hat{z} = 0$ ), gilt für die Helizität:

$$\lambda = \vec{J} \cdot \hat{z} = \vec{L} \cdot \hat{z} + \vec{S} \cdot \hat{z} = \vec{S} \cdot \hat{z} \quad \text{mit } -|\vec{S}| \leq \lambda \leq |\vec{S}| \quad .$$

Die Helizität ist somit nur vom Gesamtspin des Teilchens abhängig. Für die Helizitätsamplitude  $A_{\lambda_Y \lambda_Z}^{JM}$  des Zerfalls des Mutterteilchens X in die beiden Töchter Y und Z gilt:

$$A_{\lambda_Y \lambda_Z}^{JM} = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \cdot f_{\lambda_Y \lambda_Z}^J \cdot D_{M\lambda}^{J*}(\phi, \theta, 0) \quad \text{mit } \lambda = \lambda_Y - \lambda_Z \quad .$$

Hierbei beschreibt  $f_{\lambda_Y \lambda_Z}^J$  die partielle Zerfallsamplitude, die die komplexen Anpassungsparameter im Helizitätssystem darstellt. Mithilfe der Wigner-D-Funktionen wird die Verteilung der polaren und azimuthalen Zerfallswinkel  $\theta$  und  $\phi$  zwischen der Ausbreitungsrichtung der Mutterresonanz X und den Töchtern Y bzw. Z beschrieben. Bei den Zerfällen von X in die Töchter sind Transformationen von einem in ein anderes Bezugssystem notwendig. Da die Transformation parallel zu  $\hat{z}$  erfolgt, sind hierzu Drehungen um nur zwei der drei Eulerwinkel  $\theta$  und  $\phi$  notwendig. Die Zerfallswinkelverteilung kann in einen (komplex konjugierten)  $\phi$ -Anteil und einen  $\theta$ -Anteil, der durch die Wigner-d-Funktionen  $d_{M\lambda}^J(\theta)$  (in [25] aufgeführt) beschrieben wird, aufgeteilt werden; es gilt:

$$D_{M\lambda}^{J*}(\phi, \theta, 0) = e^{i\lambda\phi} \cdot d_{M\lambda}^J(\theta) \quad .$$

Für die Beschreibung im kanonischen Formalismus werden die partiellen Zerfallsamplituden  $f_{\lambda_Y \lambda_Z}^J$  nach  $L$  und  $S$  entwickelt und dadurch in die partiellen Zerfallsamplituden  $a_{LS}^J$  überführt; es folgt demnach:

$$\sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \cdot f_{\lambda_Y \lambda_Z}^J = \sum_{L,S} \sqrt{2L+1} a_{LS}^J(L 0 S \lambda | J \lambda) (j_Y \lambda_Y j_Z - \lambda_Z | S \lambda) \quad \text{mit } \lambda = \lambda_Y - \lambda_Z \quad .$$

Der Vorteil dieser Beschreibung ist, dass der vom Bahndrehimpuls abhängige Teil der Dynamik beschrieben werden kann.

### 5.3 Beschreibung der Dynamik

Während der winkelabhängige Anteil der Amplituden mithilfe der Wigner-D-Funktionen faktoriert werden kann, wird der dynamische, energieabhängige Anteil einer Resonanz in der Regel über die Breit-Wigner-Funktion beschrieben. Diese ist wie folgt definiert:

$$F_{BW}(m) = \frac{B_L(q)}{B_L(q_0)} \cdot \frac{m_0 \cdot \Gamma_0}{m_0^2 - m^2 - im_0 \Gamma_L(q)} \quad \text{mit } \Gamma_L(q) = \Gamma_0 \cdot \frac{m_0}{m} \frac{q}{q_0} \frac{B_L^2(q)}{B_L^2(q_0)} .$$

Hierbei bezeichnet  $B_L$  die Blatt-Weisskopf-Faktoren, wodurch Prozesse mit höheren Bahndrehimpulsen (Zentrifugalbarriere) unterdrückt werden;  $q_0$  ist der Nominalzerfallsimpuls,  $m_0$  die Nominalmasse und  $\Gamma_0$  die Nominalbreite.

Befindet sich die Masse einer Resonanz nahe der invarianten Massenschwelle eines weiteren Systems, in das die Resonanz zerfällt, wird die Form der Resonanz stark durch den Schwelleneffekt beeinflusst und eine Breit-Wigner-Anpassung ist im allgemeinen zur Beschreibung der Linienform nicht ausreichend. Für die Beschreibung bietet sich daher der Flatté-Formalismus als geeignete Wahl an. Ein häufig genanntes Beispiel ist mit einer Breite von (40 – 100) MeV/c<sup>2</sup> [2] die Resonanz  $f_0(980)$ , die nahe der Schwelle der invarianten  $K^+K^-$ -Masse liegt und unterhalb dieser nur in  $\pi\pi$  zerfallen kann.

Die Funktion lautet allgemein [25]:

$$F_{FI}(m) = \frac{1}{m_r^2 - m^2 - i(\rho_1 g_1^2 + \rho_2 g_2^2)} \quad \text{mit } g_1^2 + g_2^2 = m_0 \Gamma_r .$$

Hierbei sind  $g_i$  die Kopplungskonstanten und  $\rho_i$  die komplexen Phasenraumterme für die entsprechenden Zerfallskanäle 1 bzw. 2, wobei  $\Gamma_r$  die Zerfallsbreite der Resonanz ist. Für den Zerfall in zwei Tochterteilchen  $Y$  und  $Z$  gilt [25]:

$$\rho_{YZ} = \sqrt{\left(1 - \left(\frac{m_Y - m_Z}{m}\right)^2\right) \left(1 - \left(\frac{m_Y + m_Z}{m}\right)^2\right)} .$$

### 5.4 Maximum-Likelihood-Methode

Die Anpassung der freien Parameter (wie z.B. Masse, Breite, partielle Zerfallsamplitude, etc.) an die Messdaten geschieht ereignisbasiert – also ohne Aufteilung in einzelne Bins – mittels der Maximum-Likelihood-Methode. Diese Methode ist in der verwendeten Software PAWIAN implementiert.

Die Likelihood-Funktion kann als Wahrscheinlichkeitsdichte interpretiert werden, wobei das

Produkt aus den Einzelwahrscheinlichkeiten aller Ereignisse zur Gesamtwahrscheinlichkeit gebildet wird; es gilt für die allgemein erweiterte Likelihood-Funktion  $\mathcal{L}$ :

$$\mathcal{L} = (n_{\text{Daten}}!) \cdot \exp\left(-\frac{(n_{\text{Daten}} - \theta)^2}{2 \cdot n_{\text{Daten}}}\right) \cdot \prod_{i=1}^{n_{\text{Daten}}} \frac{w(\vec{\tau}_i, \vec{\alpha}) \epsilon(\vec{\tau}_i)}{\theta} \quad .$$

Hierbei steht  $n_{\text{Daten}}$  für die Anzahl der Daten,  $\vec{\tau}_i$  bezeichnet die Phasenraumkoordinate,  $\vec{\alpha}$  ist der komplexe freie Anpassungsparameter,  $\epsilon(\vec{\tau}_i)$  spiegelt die Akzeptanz- und Rekonstruktionseffizienz an der Position  $\vec{\tau}_i$  wider und  $w(\vec{\tau}_i)$  steht für die Übergangswahrscheinlichkeit.  $\theta$  ist das Phasenraumintegral und dient der Akzeptanzkorrektur und der Normierung; es ist wie folgt definiert:

$$\theta = \int w(\vec{\tau}, \vec{\alpha}) \epsilon(\vec{\tau}) d\tau \quad .$$

Da die Einzelwahrscheinlichkeiten in der Regel sehr kleine Werte liefern, wird die Likelihood-Funktion logarithmiert. Das Produkt wird so in eine Summe überführt, was zu einer numerisch stabilen Extremwertbestimmung führt. Des Weiteren wird  $\theta$  mithilfe von Monte-Carlo-Ereignissen approximiert sowie die Ereignisgewichtung  $Q_i$  (siehe Kapitel 4.4.3, dort als  $Q_k$  bezeichnet) zur Untergrundunterdrückung einbezogen. Um das Maximum zu ermitteln, wird von PAWIAN ein Minimieralgorithmus (MIGRAD aus der MINUIT2-Bibliothek) eingesetzt, der die folgende negative natürliche Log-Likelihood-Funktion minimiert [26]:

$$\begin{aligned} -\ln \mathcal{L} \approx & - \sum_{i=1}^{n_{\text{Daten}}} \ln(w(\vec{\tau}_i, \vec{\alpha}) \cdot Q_i) + \left( \sum_{i=1}^{n_{\text{Daten}}} Q_i \right) \cdot \ln\left( \frac{\sum_{j=1}^{n_{MC}} w(\vec{\tau}_j, \vec{\alpha})}{n_{MC}} \right) \\ & + \frac{1}{2} \cdot \left( \sum_{i=1}^{n_{\text{Daten}}} Q_i \right) \cdot \left( \frac{\sum_{j=1}^{n_{MC}} w(\vec{\tau}_j, \vec{\alpha})}{n_{MC}} - 1 \right)^2 \quad . \end{aligned}$$

## 5.5 Methoden zur Bestimmung der Anpassungsgüte

Zur Überprüfung der Anpassungsgüte von einzelnen Hypothesen werden insgesamt drei Kriterien angewendet, die sich in der Beurteilung leicht unterscheiden. Zum einen wird auf den Likelihood-Quotienten-Test zurückgegriffen, und zum anderen auf zwei Kriterien, die an das Likelihood-Verfahren angelehnt sind, hierbei aber zusätzlich noch die Anzahl der freien Parameter bei der Beurteilung berücksichtigen. Es handelt sich um das Akaike-Informationskriterium (kurz: AIC, engl. Akaike Information Criterion) sowie das Bayessche-Informationskriterium (kurz: BIC, engl. Bayesian Information Criterion). Die drei Kriterien werden im Folgenden kurz vorgestellt.

Mithilfe des Likelihood-Quotienten-Tests können zwei Hypothesen – Anpassungen mit unterschiedlich vielen Parametern – miteinander verglichen werden. Es ergibt sich also:

$$\Lambda = \frac{\mathcal{L}_A}{\mathcal{L}_B} \quad \text{mit } 0 \leq \Lambda \leq 1 \quad .$$

Hierbei weist Hypothese A nur einen Teil des gesamten Hypothesensatzes von B auf. Grundsätzlich ergibt sich also bei B eine bessere Anpassung als in A, allerdings unter Verwendung eines größeren Parametersatzes. Entsprechend gilt:

$$\mathcal{LR} = -2 \cdot \ln \Lambda = -2 \cdot (\ln \mathcal{L}_A - \ln \mathcal{L}_B) \sim \chi^2 \quad .$$

Dies bedeutet, dass mittels der Differenz aus den logarithmierten Likelihood-Werten für Hypothesen A und B, die annähernd der  $\chi^2$ -Verteilungsfunktion entspricht, die Wahrscheinlichkeit und somit die Signifikanz  $\sigma$  bestimmt werden kann, mit der Hypothese A besser an die Daten angepasst wird als Hypothese B.

Eine Verbesserung des Verhältnisses der Log-Likelihood ergibt sich bei einer großen Anzahl von Ereignissen mit verhältnismäßig vielen Parametern schneller, und lässt diese vorteilhaft erscheinen. Daher ist es sinnvoll, zunächst das Log-Likelihood-Verhältnis aus Hypothesensätzen mit ähnlich vielen Parametern zu bestimmen und dies sukzessive für die Hypothesen mit einem reduzierten Beitragssatz fortzuführen, um so auch Hypothesen mit weniger freien Parametern realistisch beurteilen zu können.

Im Gegensatz zum  $\mathcal{LR}$ -Kriterium, werden in den beiden Kriterien AIC und BIC Terme verwendet, die eine Vielzahl an Parametern in der Beurteilung berücksichtigen. Hierdurch soll eine realistischere Behandlung von zusätzlichen freien Anpassungsparametern ermöglicht werden. Beide Beurteilungsmethoden sind ähnlich aufgebaut und basieren, wie bereits erwähnt, teilweise auf dem Kriterium der  $\mathcal{LR}$ .

Es gilt:

$$\begin{aligned} AIC &= -2 \cdot \ln \Lambda + 2 \cdot k \\ BIC &= -2 \cdot \ln \Lambda + k \cdot \ln n \quad . \end{aligned}$$

Hierbei ist  $k$  die Anzahl der freien Parameter und  $n$  die Anzahl der Ereignisse [27]. Im Unterschied zu AIC wird bei BIC auch die Anzahl der Ereignisse in der Beurteilung berücksichtigt. Für die Beurteilung der mittels der PWA angepassten Hypothesen werden die Ergebnisse aller drei Kriterien berücksichtigt, und auf dieser Grundlage wird eine Bewertung der Anpassungen durchgeführt.

## 5.6 Bestimmung der Beiträge der Partialwellen

Nach Ermittlung der Hypothese, die zur besten (massenabhängigen) Anpassung führt, sind alle partiellen Zerfallsamplituden, Phasen, Massen und Zerfallsbreiten der beitragenden Resonanzen bekannt. Um zu bestimmen, wie stark ein Zerfallskanal zur Summe aller Zerfallskanäle beiträgt, wird die folgende Formel für das Beispiel einer Dalitz-Plot-Analyse angewendet [25]:

$$x_j = \frac{\int |a_j e^{i\delta_j} \mathcal{M}_j|^2 dm_{ab}^2 dm_{bc}^2}{\int |\sum_k a_k e^{i\delta_k} \mathcal{M}_k|^2 dm_{ab}^2 dm_{bc}^2} \quad . \quad (5.1)$$

Hierbei ist  $x_j$  der Beitrag für den Zerfallskanal,  $\mathcal{M}$  die Übergangsamplitude von allen resonant beitragenden Anteilen und  $a_j e^{i\delta_j}$  sind die komplexen Koeffizienten, wobei der Satz von Amplituden  $a_j$  und Phasen  $\delta_j$  reale Koeffizienten sind.  $m_{ab}^2$  und  $m_{bc}^2$  sind die beiden invarianten Massen

eines Dreikörperzerfalls  $B \rightarrow a b c$ , die im Dalitz-Plot gegeneinander aufgetragen werden. Die oben genannte Formel 5.1 gilt also entsprechend für massenabhängige Anpassungen.

Für massenunabhängige Anpassungen wird nicht mehr über die invarianten Massen integriert und die Formel 5.1 ergibt sich entsprechend zu:

$$x_j = \frac{|a_j e^{i\delta_j} \mathcal{M}_j|^2}{|\sum_k a_k e^{i\delta_k} \mathcal{M}_k|^2} \quad . \quad (5.2)$$

Die Zerfallshypothese, deren Beitrag bestimmt werden soll, wird als einzige im Parametersatz berücksichtigt, während alle anderen Zerfallshypothesen deaktiviert werden. Die Summe der allein mit der ausgewählten Zerfallshypothese angepassten Ereignisse im Verhältnis zur Anzahl der mit dem vollständigem Parametersatz angepassten Ereignisse wird als Verzweigungsverhältnis bezeichnet.

## 5.7 Vorgehensweise bei der PWA

In dieser Partialwellenanalyse wird wie folgt vorgegangen: Im ersten Schritt wird eine massenunabhängige Anpassung der Daten durchgeführt. Hierbei wird der gesamte Bereich der invarianten  $\phi\phi$ -Masse in Abschnitte (bins) unterteilt, in denen separat eine Anpassung an die Daten mit lediglich dem winkelabhängigen Teil der Amplituden vollzogen wird.

Bei der Wahl der Hypothesen werden alle möglichen Resonanzen bis zu einem Drehimpuls von einschließlich  $J = 2$  berücksichtigt. Aufgrund der bei diesem Zerfallskanal relevanten Auswahlregeln sind hierbei nur Resonanzen mit den Quantenzahlen  $J^{PC} = 0^{-+}, 0^{++}, 1^{++}, 2^{-+}, 2^{++}$  möglich. Um auch Interferenzeffekte zu berücksichtigen, werden nicht nur die einzelnen Amplituden, sondern auch alle möglichen Kombinationen dieser getestet. Dies ergibt einen Satz von insgesamt 31 Hypothesen, die separat für jeden individuellen Bin der invarianten  $\phi\phi$ -Masse getestet werden.

Im zweiten Schritt wird eine Anpassung über den gesamten  $\phi\phi$ -Massenbereich vorgenommen, wobei die Dynamik auftretender Resonanzen mithilfe der Breit-Wigner-Funktion oder der Flatté-Parametrisierung beschrieben wird. Grundlage für die hier gewählten Hypothesen sind die aus der massenunabhängigen Anpassung erzielten Ergebnisse.

## 5.8 Überprüfung der Anpassungen anhand der Reaktion

$$\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ} \rightarrow \gamma\phi\phi$$

Um zu überprüfen, ob die PWA-Software korrekte Ergebnisse liefert, wird der Zerfallskanal  $\psi(2S) \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$  analysiert. Beim radiativen Zerfall des  $\psi(2S)$  in das  $\phi\phi$ -System sind maßgeblich die drei  $\chi_{cJ}$ -Zwischenresonanzen  $\chi_{c0}, \chi_{c1}$  und  $\chi_{c2}$  beteiligt (siehe Kapitel 3.2). Sie besitzen die Quantenzahlen  $J^{PC} = 0^{++}$ , bzw.  $1^{++}$ , bzw.  $2^{++}$ . Es werden  $106 \cdot 10^6$   $\psi(2S)$ -Daten (siehe Kapitel 2.5, 2009er Datensatz) verwendet, die unter Berücksichtigung des unterschiedlichen Anfangszustands denselben Rekonstruktions- und Selektionskriterien wie für die Reaktion  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$  unterzogen werden. Weiterhin werden die für die Anpassung

notwendigen phasenraumverteilten Signal-Monte-Carlo-Daten zu jeder der drei Resonanzen generiert und analysiert.

Das invariante Massenspektrum des  $\phi\phi$ -Systems ist in Abbildung 5.1 für die Messdaten dargestellt.

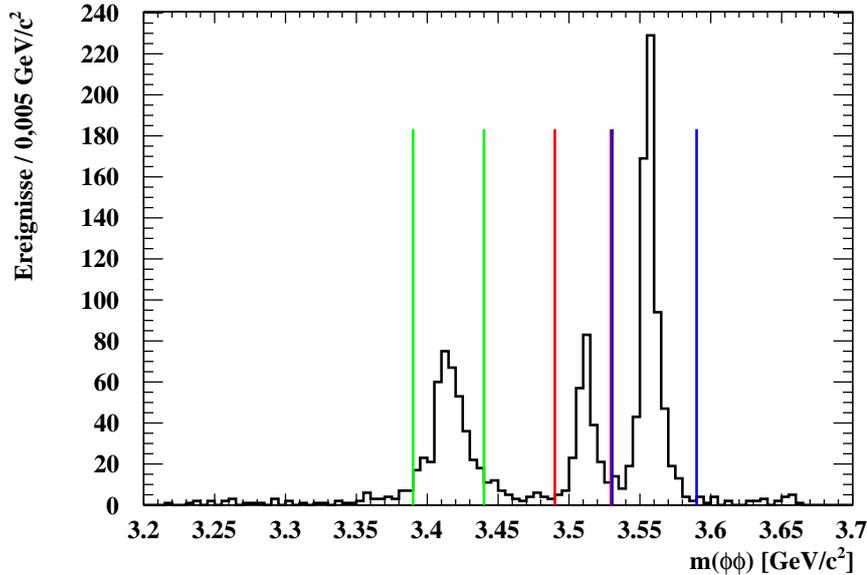


Abb. 5.1: Invariante Masse des  $\phi\phi$ -Systems aus dem radiativen  $\psi(2S)$ -Zerfall. Grün, rot und blau markiert sind die für die PWA-Anpassung gewählten Massenbereiche für  $\chi_{c0}$ ,  $\chi_{c1}$  und  $\chi_{c2}$ .

Deutlich zu erkennen sind die drei  $\chi_{c0,1,2}$ -Resonanzen mit einem relativ geringen Untergrundbeitrag. Die mit der PWA-Software erzielten Ergebnisse gelten als verlässlich, wenn die Hypothese mit  $0^{++}$ -Beitrag im  $\chi_{c0}$ -Massenbereich von (3,39 - 3,44)  $\text{GeV}/c^2$ , die Hypothese mit  $1^{++}$ -Beitrag im  $\chi_{c1}$ -Massenbereich von (3,49 - 3,53)  $\text{GeV}/c^2$  und die Hypothese mit  $2^{++}$ -Beitrag im  $\chi_{c2}$ -Massenbereich von (3,53 - 3,59)  $\text{GeV}/c^2$  – laut den verwendeten Kriterien – zur besten Anpassung führt. Dies gilt ebenso für Hypothesen mit Kombinationen von Beiträgen, wenn die entsprechende Welle zu einem dominanten Anteil beiträgt. Die Bestimmung des Beitrags der einzelnen Partialwellen erfolgt wie in Kapitel 5.6 beschrieben.

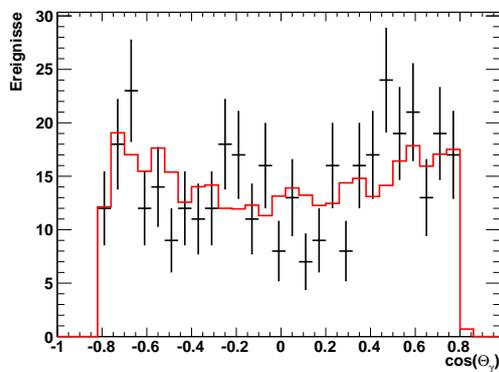
Für den  $\chi_{c0}$ -Massenbereich sind in Tabelle 5.1 die Ergebnisse der jeweiligen Zerfallshypothese aufgelistet, die über das jeweilige Kriterium (siehe Kapitel 5.5) zur besten Anpassung an die Messdaten führte.

Alle drei Kriterien bewerten den Anteil der  $0^{++}$ -Welle bei der Anpassung an die Messdaten mit mindestens 95,6 %. Der Beitrag, der nicht der  $\chi_{c0}$ -Resonanz zugeordnet wird, beträgt in diesem Massenbereich weniger als 5 %. In den Zerfallswinkelverteilungen (Abbildung 5.2) zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den mit der besten Anpassung (hier Hypothese mit  $0^{++}$  und  $0^{-+}$ ) gewichteten Monte-Carlo-Ereignissen.

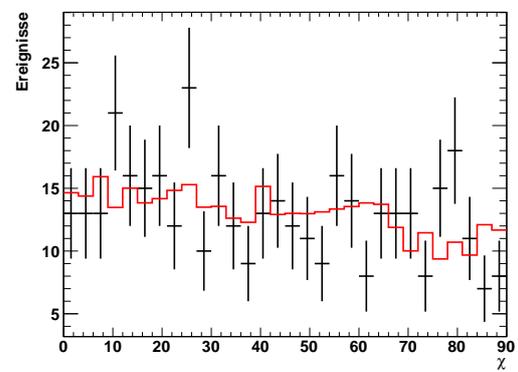
In Tabelle 5.2 sind die mittels der Kriterien erzielten Ergebnisse der jeweiligen Zerfallshypothese für die beste Anpassung an die  $\chi_{c1}$ -Daten aufgeführt.

Tab. 5.1: Für Massenbereich um  $\chi_{c0}$ : Die über das jeweilige Kriterium bestimmte Hypothese mit der besten Anpassung an die Daten

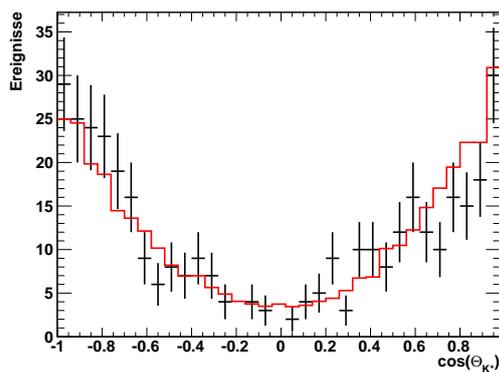
Kriterium	Hypothese mit der besten Anpassung	$0^{++}$ -Anteil
AIC	$0^{++}$ und $0^{-+}$	97,2 %
BIC	$0^{++}$	100 %
$\mathcal{LR}$	$0^{++}$ und $2^{-+}$	95,6 %



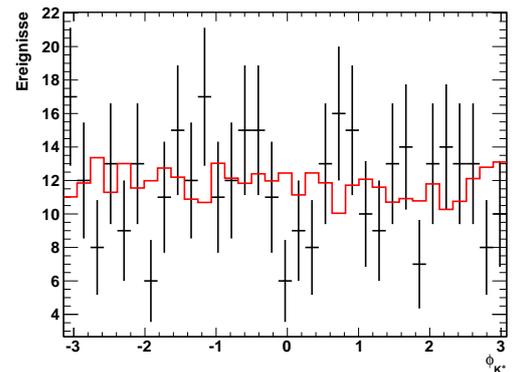
(a)



(b)



(c)



(d)

 Abb. 5.2: Winkelverteilungen für  $\chi_{c0}$ , (a) Kosinus des polaren Zerfallswinkels des radiativen Photons im Schwerpunktsystem des  $J/\psi$ , (b)  $\chi$ -Zwischenwinkel, (c) Kosinus des polaren sowie (d) des azimutalen Zerfallswinkels des positiv geladenen Kaons im Helizitätssystem des  $\phi_1$ . Schwarz aufgetragen sind Messdaten mit Fehlerbalken; rot: durch PWA angepasste Monte-Carlo-Daten aus Hypothese mit  $0^{++}$  und  $0^{-+}$ .

## 5.8 Überprüfung der Anpassungen anhand der Reaktion $\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ} \rightarrow \gamma\phi\phi$

Tab. 5.2: Für Massenbereich um  $\chi_{c1}$ : Die über das jeweilige Kriterium bestimmte Hypothese mit der besten Anpassung an die Daten

Kriterium	Hypothese mit der besten Anpassung	$1^{++}$ -Anteil
AIC	$1^{++}$	100 %
BIC	$1^{++}$	100 %
$\mathcal{LR}$	$1^{++}$ und $2^{++}$	66,3 %

Für den  $\chi_{c1}$ -Massenbereich bewerten die beiden Kriterien AIC und BIC einstimmig den Beitrag der  $1^{++}$ -Welle an den Daten zu 100 %. Das Likelihood-Verhältnis bewertet 66,3 % der Daten als  $1^{++}$  und 33,7 % als  $2^{++}$ . In diesem Massenbereich kommt es zu Überlagerungen aus  $1^{++}$ - und  $2^{++}$ -Wellen aufgrund der dicht beieinander liegenden  $\chi_{c1}$ - und  $\chi_{c2}$ -Massen. Ebenfalls wird ein geringer Untergrundbeitrag erwartet. In den Zerfallswinkelverteilungen (Abbildung 5.3) zeigt sich ebenso wie in Abbildung 5.2 eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den mit der besten Anpassung (hier Hypothese mit  $1^{++}$ ) gewichteten Monte-Carlo-Ereignissen. In Tabelle 5.3 sind die Ergebnisse für die beste Anpassung an die  $\chi_{c2}$ -Daten aufgeführt.

Tab. 5.3: Für Massenbereich um  $\chi_{c2}$ : Die über das jeweilige Kriterium bestimmte Hypothese mit der besten Anpassung an die Daten

Kriterium	Hypothese mit der besten Anpassung	$2^{++}$ -Anteil
AIC	$2^{++}$ , $1^{++}$ und $2^{-+}$	85,2 %
BIC	$2^{++}$	100 %
$\mathcal{LR}$	$2^{++}$ , $1^{++}$ und $2^{-+}$	85,2 %

Auch hier werden die erwarteten Hypothesen in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Kriterien einstimmig wiedergegeben. Aufgrund der nahe beieinander liegenden  $\chi_{c1}$ - und  $\chi_{c2}$ -Massen und des gewählten  $\phi\phi$ -Massenbereichs sollte ebenfalls ein geringer  $1^{++}$ -Partialwellenbeitrag vorhanden sein, was auch in den verbleibenden Anteilsbeiträgen gesehen wird. Die Monte-Carlo-Daten werden auch hier sehr gut an die rekonstruierten Messdaten angepasst (siehe Abbildung 5.4).

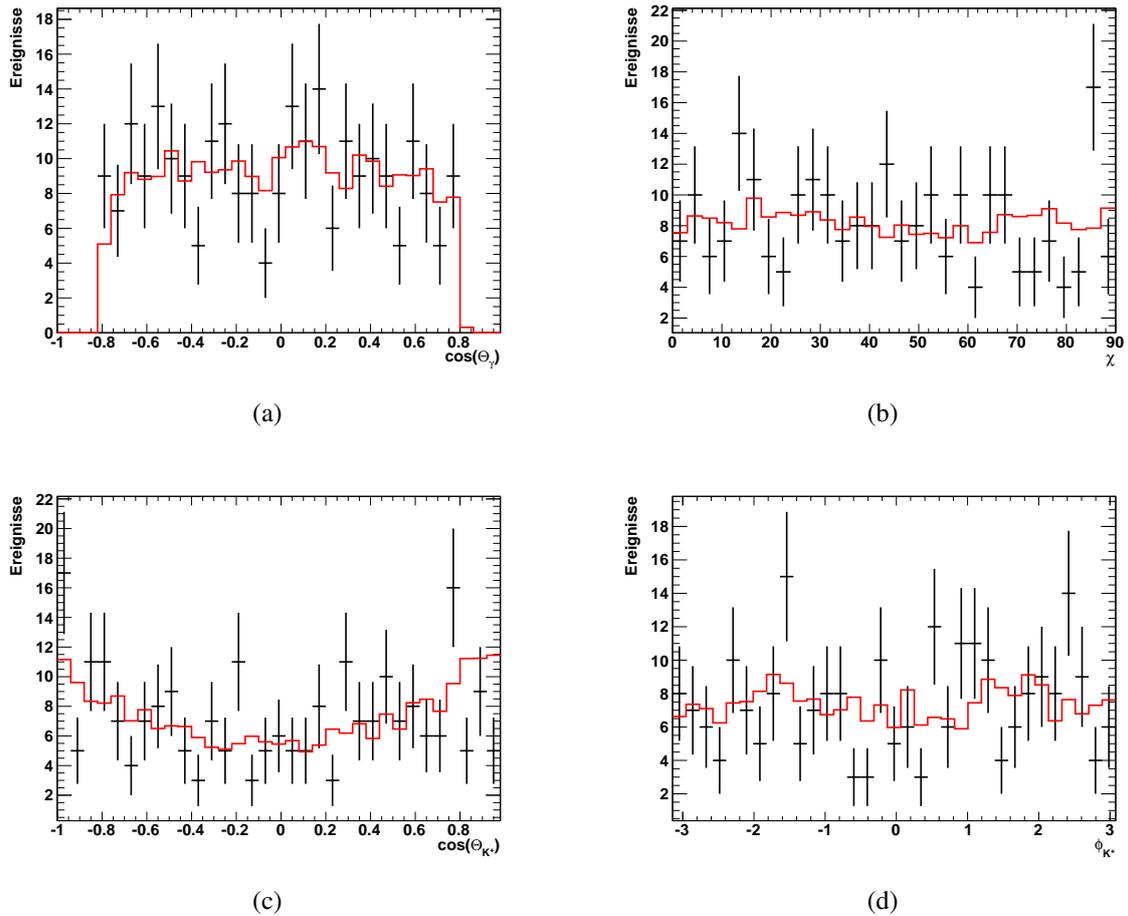


Abb. 5.3: Winkelverteilungen für  $\chi_{c1}$ , (a) Kosinus des polaren Zerfallswinkels des radiativen Photons, (b)  $\chi$ -Zwischenwinkel, (c) Kosinus des polaren sowie (d) des azimuthalen Zerfallswinkels des Kaons aus dem  $\phi_1$ -Zerfall. Schwarz aufgetragen sind Messdaten mit Fehlerbalken, rot: durch PWA angepasste Monte-Carlo-Daten aus Hypothese mit  $1^{++}$ .

## 5.8 Überprüfung der Anpassungen anhand der Reaktion $\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ} \rightarrow \gamma\phi\phi$

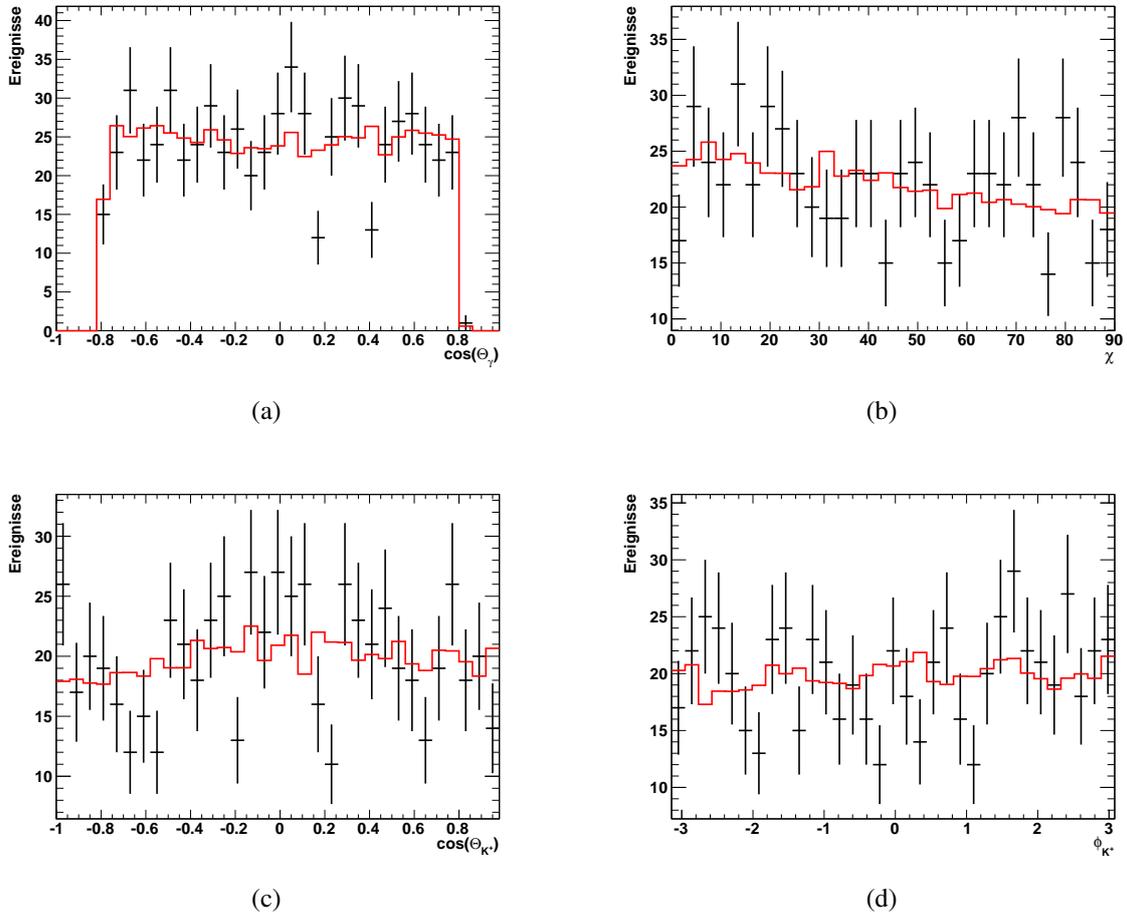


Abb. 5.4: Winkelverteilungen für  $\chi_{c2}$ , (a) Kosinus des polaren Zerfallswinkels des radiativen Photons, (b)  $\chi$ -Zwischenwinkel, (c) Kosinus des polaren sowie (d) des azimutalen Zerfallswinkels des Kaons aus dem  $\phi_1$ -Zerfall. Schwarz aufgetragen sind Messdaten mit Fehlerbalken; rot: durch PWA angepasste Monte-Carlo-Daten aus Hypothese mit  $2^{++}$ ,  $1^{++}$  und  $2^{-+}$ .

Für alle drei Anpassungen an die einzelnen Bereiche zeigt sich in den Zerfallswinkelverteilungen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den mit der besten Anpassung gewichteten Monte-Carlo-Ereignissen. In den drei Fällen wurden jeweils die Hypothesen, die zur besten Anpassung führten, ermittelt. Diese Ergebnisse stimmen mit den in [2] aufgeführten Resonanzen in diesen Massenbereichen überein. Dementsprechend werden die Ergebnisse der PWA-Software als verlässlich eingestuft, und folglich wird die PWA für den Zerfallskanal  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$  angewendet.

## 5.9 Partialwellenanalyse der Reaktion

### $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$

Im Folgenden wird der Datensatz mit 16997 selektierten  $\phi\phi$ -Ereignissen zunächst einer massenunabhängigen Partialwellenanalyse unterzogen, und anschließend wird auf der Grundlage dieser Ergebnisse eine massenabhängige Anpassung durchgeführt.

#### 5.9.1 Ergebnisse der massenunabhängigen Anpassung

Die invariante Masse des untersuchten  $\phi\phi$ -Systems erstreckt sich von  $2,05 \text{ GeV}/c^2$  bis  $3,05 \text{ GeV}/c^2$  und wird in Massenintervalle von  $50 \text{ MeV}$ -Breite eingeteilt, sodass sich 20 Bereiche mit hinreichend vielen Ereignissen für die Anpassung ergeben. Die Daten werden ereignisbasiert für jeden Massenbereich einzeln angepasst, und wie in Kapitel 5.7 beschrieben, wird für jede angebotene Hypothese aus dem Satz mit 31 Hypothesen mit jedem Kriterium die Anpassungsgüte bestimmt. Für jedes Bin wird also die Hypothese mit der besten Anpassung ermittelt und die entsprechenden Resonanzbeiträge (siehe Kapitel 5.6) histogrammiert. Hierdurch wird ein erster Eindruck über einzelne  $J^{PC}$ -Beiträge im  $\phi\phi$ -Massensystem gewonnen. In Abbildung 5.5 sind für jeden Massenbereich die Resonanzbeiträge der Hypothese mit der – über AIC – bestimmten, besten Anpassung an die Daten histogrammiert.

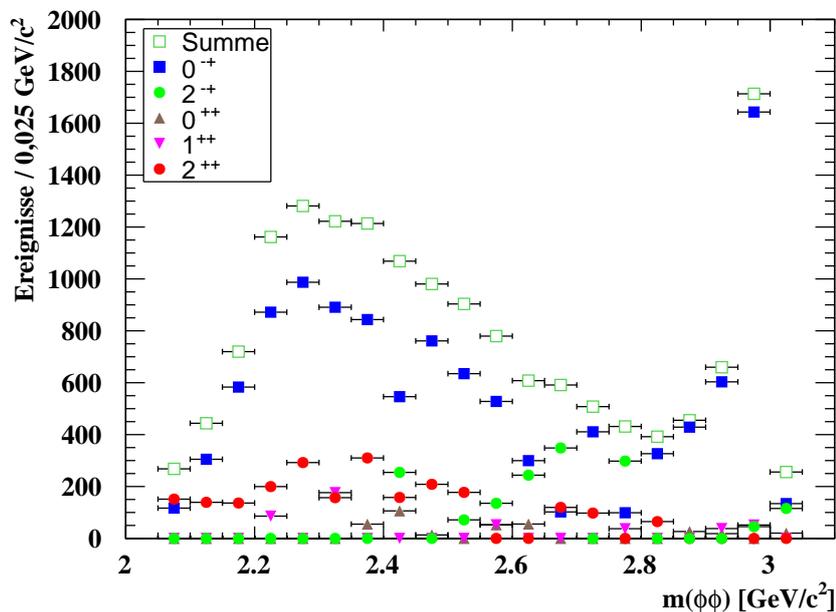


Abb. 5.5: Beiträge der Partialwellen, die sich aus der besten Anpassung für die einzelnen Bins mittels AIC ergeben.

Es zeigt sich, dass der gesamte Massenbereich von einem  $0^{-+}$ -Partialwellenbeitrag dominiert wird. Besonders stark trägt dieser um die nominelle  $\eta_c$ -Masse mit einem Anteil von mehr als

90 % bei. Im Massenbereich von  $2,6 \text{ GeV}/c^2$  bis  $2,8 \text{ GeV}/c^2$  ergibt sich ein  $2^{--}$ -Beitrag. Im Bereich von  $2,25 \text{ GeV}/c^2$  bis  $2,45 \text{ GeV}/c^2$  werden die Ereignisse, neben dem  $0^{--}$ -Beitrag, maßgeblich von einem  $2^{++}$ -Partialwellenbeitrag beschrieben. Dieser Beitrag ist ebenfalls aus dem Histogramm 5.6 mit den BIC-Ergebnissen ersichtlich.

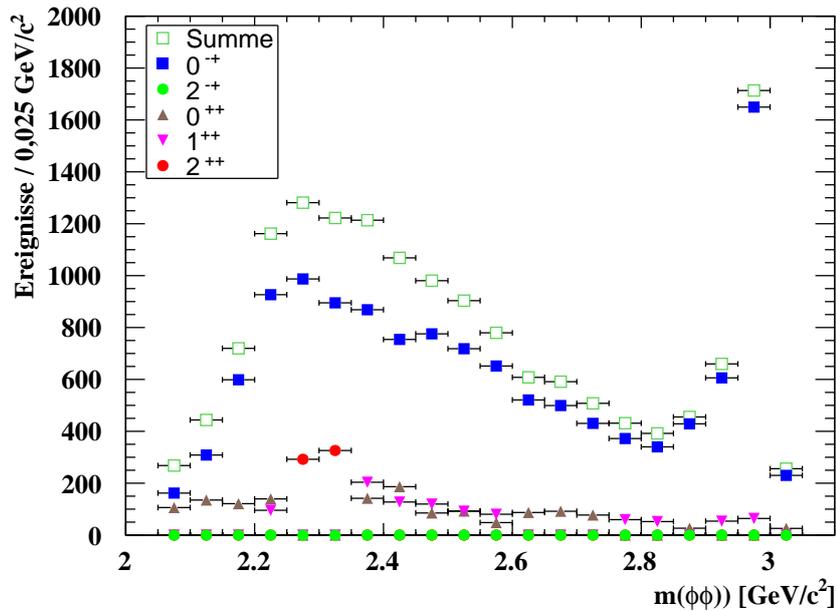


Abb. 5.6: Beiträge der Partialwellen, die sich aus der besten Anpassung für die einzelnen Bins mittels BIC ergeben.

Bei der Beurteilung der Anpassungsgüte mittels des zweiten Kriteriums BIC konzentriert sich neben der ebenfalls starken  $0^{--}$ -Welle ( $> 90\%$  im Bereich um die nominelle  $\eta_c$ -Masse), der maßgebliche  $2^{++}$ -Beitrag auf den Bereich von  $2,25 \text{ GeV}/c^2$  bis  $2,35 \text{ GeV}/c^2$ . Außerhalb dieses Massenbereichs trägt ein gleichmäßig verteilter  $0^{++}$ - bzw.  $1^{++}$ -Beitrag zum Spektrum bei.

Zusammenfassend ergibt sich, dass unter Berücksichtigung der beiden aufgeführten Kriterien ein dominanter Beitrag einer  $0^{--}$ -Partialwelle über den gesamten invarianten  $\phi\phi$ -Massenbereich verteilt ist. Dieser Beitrag liegt im Bereich der nominellen  $\eta_c$ -Masse bei mehr als  $90\%$ . Ebenso zeigt sich, dass mindestens ein  $2^{++}$ -Partialwellenbeitrag um  $2,3 \text{ GeV}/c^2$  vorliegt. Des Weiteren sind mögliche  $0^{++}$ - bzw.  $2^{--}$ -Beiträge im Bereich der unteren  $\phi\phi$ -Massenschwelle auszumachen. Angemerkt sei, dass auch die Phasen der ermittelten  $f_2$ - und  $f_0$ -Amplituden für die einzelnen Massenbereiche betrachtet wurden. Es zeigte sich allerdings, dass die statistischen Fehler aufgrund der geringen Beiträge in den einzelnen Bereichen keine eindeutigen Aussagen erlaubten.

## 5.9.2 Ergebnisse der massenabhängigen Anpassung

Im zweiten Schritt folgt eine massenabhängige Anpassung an die Daten über den gesamten invarianten  $\phi\phi$ -Massenbereich, wobei die in Kapitel 5.9.1 erzielten Ergebnisse zugrunde gelegt werden. Die Beschreibung der Dynamik der angenommenen Resonanzen erfolgt mittels einer Breit-Wigner- und im Bereich der  $\phi\phi$ -Massenschwelle mittels einer Flatté-Parametrisierung (siehe Kapitel 5.3).

Zunächst wird ein Basis-Hypothesensatz gewählt. In diesem sind die beiden  $0^{-+}$ -Beiträge integriert, da sie am stärksten im invarianten  $\phi\phi$ -Massenspektrum beitragen. Die logarithmische Likelihood  $\ln\mathcal{L}$  beträgt für diese Hypothese 5087,5 und der Wert für die Anpassungsgüte wird mittels AIC bzw. BIC zu  $-10158,9$  bzw. zu  $-10097,6$  ermittelt. In Tabelle 5.4 ist diese Basis-Hypothese an erster Stelle aufgeführt.

Tab. 5.4: Ermittelte Anpassungsgüten für Hypothesen des Zwischenzerfalls von  $J/\psi$  in das  $\phi\phi$ -System. Test einer Resonanz, die zusätzlich zur Basishypothese mit  $\eta_c$  und  $0^{-+}$ -Welle beiträgt. Die Ergebnisse der Hypothese, die zur besten Anpassungsgüte führt, sind fett gedruckt.

Zerfallshypothese	AIC	BIC	NLL	ndf
$\eta_c$ und $0^{-+}$	$-10158,9$	$-10097,6$	$-5087,5$	8
$\eta_c$ und $0^{-+}$ zusätzlich $0^{++}$	$-14771,5$	$-14664,2$	$-7399,8$	14
$\eta_c$ und $0^{-+}$ zusätzlich $1^{-+}$	$-14011,9$	$-13889,3$	$-7021,9$	16
<b><math>\eta_c</math> und <math>0^{-+}</math> zusätzlich <math>2^{++}</math></b>	<b><math>-15144,9</math></b>	<b><math>-14976,3</math></b>	<b><math>-7594,5</math></b>	<b>22</b>
$\eta_c$ und $0^{-+}$ zusätzlich $0^{-+}$	$-10303,8$	$-10211,9$	$-5163,9$	12
$\eta_c$ und $0^{-+}$ zusätzlich $2^{-+}$	$-13624,6$	$-13486,6$	$-6830,3$	18

Die Ergebnisse der massenunabhängigen Anpassung haben gezeigt, dass noch weitere Resonanzen zum Zerfall in das  $\phi\phi$ -System beitragen könnten. Deutlich zu erkennen ist ein möglicher  $2^{++}$ -Beitrag im Bereich um  $2,3 \text{ GeV}/c^2$ . Entsprechend wird in diesem Massenbereich ein weiterer Resonanzbeitrag als Hypothese hinzugefügt. Sämtliche  $J^{PC}$ -Kombinationen werden hierfür getestet und ihre Anpassungsgüten ermittelt (siehe Tabelle 5.4). Hier zeigt sich deutlich, dass die beste Anpassung mit der  $2^{++}$ -Resonanzhypothese erzielt wird. Im Vergleich zwischen der um eine Resonanz erweiterten Hypothese und der Basis-Hypothese zeigt sich in den Werten für die Anpassungsgüte eine eindeutige Verbesserung, was die Aussagen der massenunabhängigen Anpassung bestätigen.

Da die Ergebnisse der massenunabhängigen Anpassung Anzeichen für einen weiteren Resonanzbeitrag an der  $\phi\phi$ -Schwelle zeigen, wird im letzten Schritt in diesem Massenbereich eine weitere Resonanz zur Hypothese hinzugefügt. Auch hier werden alle  $J^{PC}$ -Kombinationen getestet und deren Anpassungsgüte bestimmt (siehe Tabelle 5.5).

Tab. 5.5: Ermittelte Anpassungsgüten für Hypothesen des Zwischenzerfalls von  $J/\psi$  in das  $\phi\phi$ -System. Test einer Resonanz, die zusätzlich zur neu ermittelten Basis-Hypothese mit  $\eta_c$ ,  $0^{-+}$  und  $2^{++}$  beiträgt. Die Ergebnisse, die zur besten Anpassungsgüte führen, sind fett gedruckt.

Zerfallshypothese	AIC	BIC	NLL	ndf
$\eta_c, 0^{-+}$ und $2^{++}$	-15144,9	-14976,3	-7594,5	22
$\eta_c, \mathbf{0^{-+}}$ und $\mathbf{2^{++}}$ zusätzlich $\mathbf{0^{++}}$	<b>-15271,1</b>	<b>-15048,9</b>	<b>-7664,6</b>	<b>29</b>
$\eta_c, 0^{-+}$ und $2^{++}$ zusätzlich $1^{++}$	-15174,4	-14952,1	-7616,2	29
$\eta_c, \mathbf{0^{-+}}$ und $\mathbf{2^{++}}$ zusätzlich $\mathbf{2^{++}}$	<b>-15273,2</b>	<b>-15004,9</b>	<b>-7671,6</b>	<b>35</b>
$\eta_c, 0^{-+}$ und $2^{++}$ zusätzlich $0^{-+}$	-15200,4	-14993,4	-7627,2	27
$\eta_c, 0^{-+}$ und $2^{++}$ zusätzlich $2^{-+}$	-15202,9	-14950,0	-7634,4	33

Die Werte der Anpassungsgüte zeigen auch hier eine Verbesserung – allerdings mit geringerer Steigerung als zwischen der Basis-Hypothese und der um die  $2^{++}$ -Resonanz erweiterten Hypothese. Die beste Anpassungsgüte ergibt sich für die Hypothese mit einer zusätzlichen  $0^{++}$ - oder  $2^{++}$ -Resonanz. Da die Anpassung mit beiden Hypothesen ähnlich gut ist und somit keine eindeutige Aussage möglich ist, werden im Folgenden für beide Hypothesen die ermittelten Massen und Zerfallsbreiten der implementierten Resonanzen aufgeführt.

Die Parametrisierung erfolgt mittels einer Breit-Wigner-Funktion sowie bei den beiden zuletzt hinzugefügten Resonanzen mittels des Flatté-Formalismus, da sich dort die Parameter der Massen nahe der unteren Schwelle im invarianten  $\phi\phi$ -Massenspektrum befinden.

Angemerkt sei, dass eine Anpassung mittels einer angebotenen Hypothese, in die ein  $2^{-+}$ -Beitrag um  $2,7 \text{ GeV}/c^2$  implementiert war, getestet wurde, aber im Massenbereich nicht signifikant beiträgt.

Für die Hypothese mit  $\eta_c$ -,  $0^{-+}$ -,  $2^{++}$ - und  $0^{++}$ -Beitrag sind in Tabelle 5.6 die erzielten Massen und Breiten aufgeführt. Der statistische Fehler wird mittels der PWA bestimmt. Da die ermittelte Masse und Breite der hinzugefügten  $2^{++}$ -Resonanz sehr gut übereinstimmen mit den in [2] angegebenen Werten für die  $f_2(2340)$ -Resonanz, wird sie mit dieser assoziiert und im Folgenden als  $f_2(2340)$ -Resonanz bezeichnet. Die ermittelte  $2^{++}$ -Resonanz stimmt auch mit der in [2] aufgeführten Masse der  $f_2(2300)$ -Resonanz gut überein, allerdings weicht die ermittelte Breite von der angegebenen Breite von  $(149 \pm 40) \text{ MeV}/c^2$  stark ab. Mit dem zusätzlich ermittelten  $0^{++}$ -Beitrag wird die  $f_0(2020)$ -Resonanz assoziiert.

Wie bereits erwähnt, werden die  $0^{-+}$ -Welle und die  $f_0(2020)$ -Resonanz aufgrund ihrer Masse an der Schwelle mit dem Flatté-Formalismus beschrieben; neben dem Zerfall in das  $\phi\phi$ -System wird ein Zerfall in das  $\phi\omega$ -System berücksichtigt. Daher werden zu diesen beiden Beiträgen nicht die Zerfallsbreiten, sondern die  $g$ -Faktoren (siehe Kapitel 5.3) angegeben:

Tab. 5.6: Mittels der PWA bestimmte Massen und Breiten der Subresonanzen, unter Verwendung der Hypothese  $0^{-+}$ -Welle +  $\eta_c$  +  $f_2(2340)$  +  $f_0(2020)$ 

Resonanz	$m \pm \Delta m_{\text{stat}} / \text{GeV}/c^2$	$\Gamma \pm \Delta \Gamma_{\text{stat}} / \text{MeV}/c^2$	$m_{\text{PDG}} \pm \Delta m / \text{GeV}/c^2$	$\Gamma_{\text{PDG}} \pm \Delta \Gamma / \text{MeV}/c^2$
$0^{-+}$ -Welle	$2,202 \pm 0,004$	siehe Text		
$\eta_c$	$2,982 \pm 0,001$	$35,6 \pm 1,4$	$2,981 \pm 0,001$	$29,7 \pm 1,0$
$f_2(2340)$	$2,293 \pm 0,012$	$387,1 \pm 27,8$	$2,339 \pm 0,060$	$319^{+80}_{-70}$
$f_0(2020)$	$2,050 \pm 0,007$	siehe Text	$1,992 \pm 0,016$	$442 \pm 60$

$$\begin{aligned}
 0^{-+} - \text{Welle} & : g_{\omega\phi} = 0,32574 \pm 0,02397 \quad \text{und} \quad g_{\phi\phi} = 0,23459 \pm 0,03081 \\
 f_0(2020) & : g_{\omega\phi} = 0,03116 \pm 0,02064 \quad \text{und} \quad g_{\phi\phi} = 0,59890 \pm 0,12556 \quad .
 \end{aligned}$$

Für alle Beiträge der Hypothese mit der zusätzlichem  $2^{++}$ -Resonanz anstelle von  $f_0(2020)$ , sind in Tabelle 5.7 die Massen und Breiten aufgeführt. Hier wird die zusätzliche  $2^{++}$ -Resonanz mit der in [2] aufgeführten  $f_2(2010)$  assoziiert.

 Tab. 5.7: Mittels der PWA bestimmte Massen und Breiten der Subresonanzen, unter Verwendung der Hypothese  $0^{-+}$ -Welle +  $\eta_c$  +  $f_2(2340)$  +  $f_2(2010)$ 

Resonanz	$m \pm \Delta m_{\text{stat}} / \text{GeV}/c^2$	$\Gamma \pm \Delta \Gamma_{\text{stat}} / \text{MeV}/c^2$	$m_{\text{PDG}} \pm \Delta m / \text{GeV}/c^2$	$\Gamma_{\text{PDG}} \pm \Delta \Gamma / \text{MeV}/c^2$
$0^{-+}$ -Welle	$2,232 \pm 0,004$	siehe Text		
$\eta_c$	$2,982 \pm 0,001$	$35,6 \pm 1,4$	$2,981 \pm 0,001$	$29,7 \pm 1,0$
$f_2(2340)$	$2,313 \pm 0,015$	$381,7 \pm 31,2$	$2,339 \pm 0,060$	$319^{+80}_{-70}$
$f_2(2010)$	$2,044 \pm 0,009$	siehe Text	$2,011^{+0,06}_{-0,08}$	$202 \pm 60$

Deutlich zu erkennen ist, dass Masse und Breite der  $\eta_c$ -Resonanz im Rahmen der Fehler sehr gut mit den PDG-Werten [2] übereinstimmen; ebenfalls stimmen Masse und Breite der als  $f_2(2340)$  bezeichneten Resonanz im Rahmen der Fehler mit den ermittelten Werten aus [8], die in [2] aufgeführt sind, gut überein. Hier ergeben sich die  $g$ -Faktoren zu den beiden Beiträgen wie folgt:

$$\begin{aligned}
 0^{-+} - \text{Welle} & : g_{\omega\phi} = 0,04994 \pm 0,00360 \quad \text{und} \quad g_{\phi\phi} = 0,58879 \pm 0,02660 \\
 f_2(2010) & : g_{\omega\phi} = 0,06457 \pm 0,03856 \quad \text{und} \quad g_{\phi\phi} = 0,61581 \pm 0,25232 \quad .
 \end{aligned}$$

Zusätzlich sind die Beiträge der einzelnen Zerfallskanäle (siehe Kapitel 5.6) am gesamten  $\phi\phi$ -System ermittelt worden. In Abbildung 5.7 sind die beitragenden Resonanzen zum gesamten

invarianten  $\phi\phi$ -Massenspektrum aufgetragen. Da die Beiträge für die beiden genannten Hypothesen ähnlich sind, wird hier nur der Beitrag für die Hypothese mit der zusätzlichen  $f_0(2020)$ -Resonanz gezeigt.

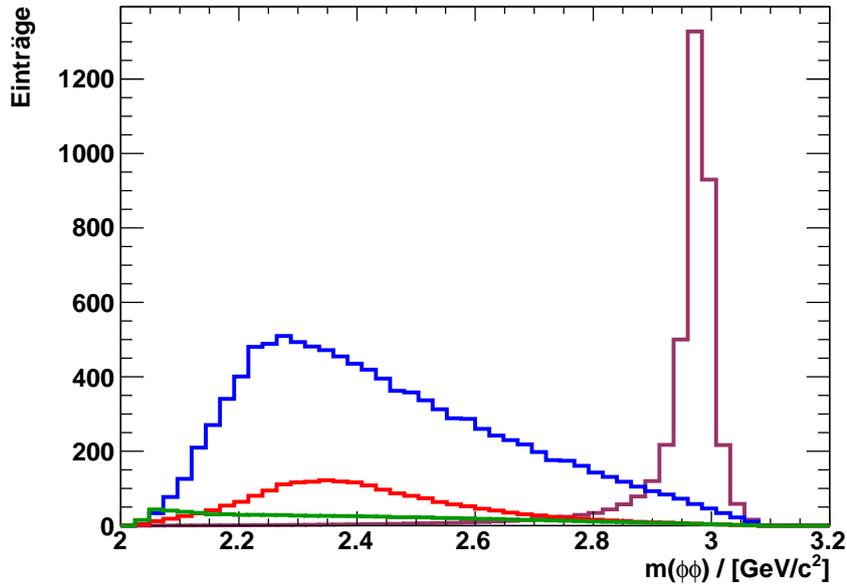
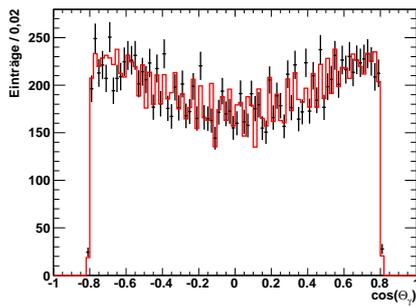


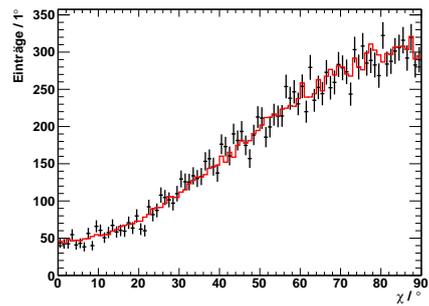
Abb. 5.7: Beiträge der einzelnen Zerfallskanäle, ermittelt aus der Hypothese, die zur besten Anpassung führt. Lila:  $\eta_c$ -Resonanz, blau:  $0^{-+}$ -Welle, rot:  $f_2(2340)$ -Resonanz, grün:  $f_0(2020)$ -Resonanz.

In Abbildung 5.8 ist die Anpassung der gewichteten Monte-Carlo-Daten an die Messdaten mit der oben genannten Hypothese mit der zusätzlichen  $f_0(2020)$  dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Anpassung der angebotenen Hypothese die Messdaten sehr gut beschreibt. Da die Anpassung mit der alternativen Hypothese ähnlich gut an die Daten erfolgt, werden die entsprechenden Spektren hier nicht gezeigt.

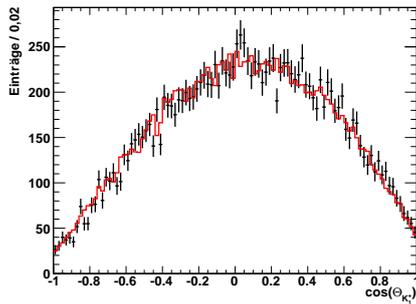
## Kapitel 5 Partialwellenanalyse von $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$



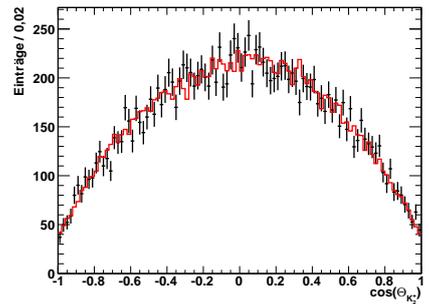
(a) Kosinus des polaren Zerfallswinkels von  $\gamma_{rad}$



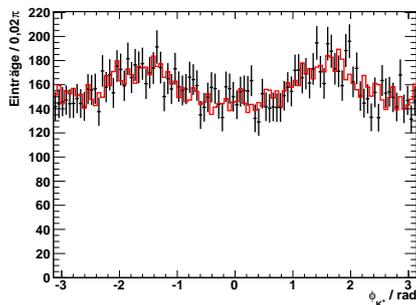
(b)  $\chi$ -Zwischenwinkel



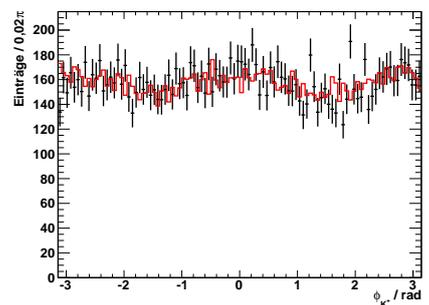
(c) Kosinus des polaren Zerfallswinkels von  $K_1^+$



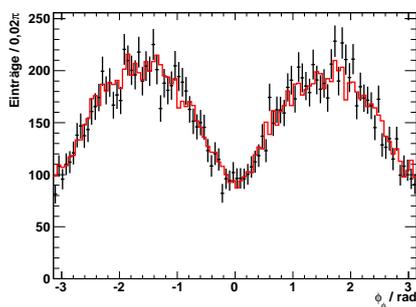
(d) Kosinus des polaren Zerfallswinkels von  $K_2^+$



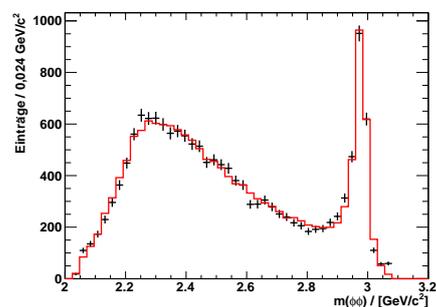
(e) azimuthaler Zerfallswinkel von  $K_1^+$



(f) azimuthaler Zerfallswinkel von  $K_2^+$



(g) azimuthaler Zerfallswinkel von  $\phi_1$



(h) invariante Masse des  $\phi\phi$ -Systems

Abb. 5.8: Mittels PWA an die Messdaten angepasste Monte-Carlo-Daten. Schwarz aufgetragen sind Messdaten mit Fehlerbalken; rot: durch PWA angepasste Monte-Carlo-Daten aus der Hypothese mit  $0^{-+}$ -Welle,  $\eta_{c^-}$ ,  $f_2(2340)$ - und  $f_0(2020)$ -Resonanz.

## 5.10 Diskussion der Ergebnisse

Durch die massenunabhängige Anpassung hat sich herausgestellt, dass sich ein dominanter Beitrag einer  $0^{-+}$ -Partialwelle über den gesamten invarianten  $\phi\phi$ -Massenbereich erstreckt und im Massenbereich um  $2,95 \text{ GeV}/c^2$  den maßgeblichen Anteil ausmacht. Weiterhin ist ein eindeutiger  $2^{++}$ -Beitrag um  $2,3 \text{ GeV}/c^2$  zu verzeichnen. Im Bereich der  $\phi\phi$ -Massenschwelle kann aufgrund der ähnlich guten Anpassungsgüte nicht eindeutig geklärt werden, ob es sich um einen  $0^{++}$ - oder  $2^{++}$ -Beitrag handelt.

Basierend auf den erzielten Ergebnissen wurde anschließend eine massenabhängige Anpassung über den gesamten Phasenraum durchgeführt. Der  $0^{-+}$ -Beitrag um  $2,95 \text{ GeV}/c^2$  im invarianten  $\phi\phi$ -Massenspektrum konnte deutlich als  $\eta_c$ -Resonanz identifiziert werden; die ermittelte Masse stimmt hervorragend mit dem in [2] aufgeführten Wert überein. Für die über das gesamte  $\phi\phi$ -System verteilte  $0^{-+}$ -Welle stimmt die ermittelte Masse im Rahmen der Fehler sehr gut mit dem in [2] aufgeführten Wert für die  $\eta(2225)$ -Resonanz überein. Allerdings steht die aufgeführte Breite nicht in Einklang mit den Beobachtungen in der vorliegenden Arbeit. Eine  $0^{-+}$ -Resonanz bei  $2,2 \text{ GeV}/c^2$  wurde erstmals vom Mark-III- und DM2-Experiment beobachtet [9, 10]. Hingegen stand damals ein Faktor 100 weniger Ereignisse als für die hier vorgestellte Analyse zur Verfügung. Vom BESII-Experiment wurde ebenfalls der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$  untersucht. Dort wurden aus  $5,8 \cdot 10^6$  aufgezeichneten  $J/\psi$ -Ereignissen 508  $\gamma\phi\phi$ -Ereignisse (in  $K^+K^-K_S^0K_L^0$  zerfallend) selektiert, und für Ereignisse mit einer invarianten  $\phi\phi$ -Masse kleiner  $2,7 \text{ GeV}/c^2$  wurde eine Partialwellenanalyse durchgeführt, bei der eine dominante  $0^{-+}$ -Struktur beobachtet wurde. Diese Struktur wurde als  $\eta(2225)$ -Resonanz identifiziert und ihre Masse und Breite wurde zu  $(2,24_{-0,02}^{+0,03+0,03}) \text{ GeV}/c^2$  und  $(0,19 \pm 0,03_{-0,04}^{+0,06}) \text{ GeV}/c^2$  ermittelt [28]. Mit der vorliegenden PWA, die auf einem Faktor 33,5 mehr selektierter  $\gamma\phi\phi$ -Ereignisse basiert, wurde das gesamte Massenspektrum angepasst. Die von BESII bestimmte Breite ist geringer als die, die in dieser Arbeit über das gesamte Spektrum beobachtet wurde.

Von hohem Interesse sind die zusätzlich identifizierte  $2^{++}$ -Resonanz (als  $f_2(2340)$ -Resonanz assoziiert) im Bereich um  $2,3 \text{ GeV}/c^2$  sowie die zusätzliche  $2^{++}$ - oder  $0^{++}$ -Resonanz um  $2,05 \text{ GeV}/c^2$ . In diesen beiden invarianten  $\phi\phi$ -Massenbereichen wurden bereits von Etkin et. al. [8] im Prozess der Pion-Nukleon-Streuung insgesamt drei  $f_2$ -Resonanzen beobachtet, die alle als Glueball-Kandidaten interpretiert werden. Die ermittelte Masse und Breite der erstgenannten  $2^{++}$ -Resonanz stimmt im Rahmen der Fehler hervorragend mit den in [8] ermittelten Werten der  $f_2(2340)$ -Resonanz überein. Die zweitgenannte  $2^{++}$ -Resonanz entspricht ebenfalls im Rahmen der Fehler der in [8] ermittelten Masse der  $f_2(2010)$ -Resonanz. Da bei dieser dicht an der Massenschwelle liegenden Resonanz mit dem Flatté-Formalismus parametrisiert wurde, wurden die  $g$ -Faktoren bestimmt, und entsprechend wird hier keine Breite angegeben. Da die Anpassungsgüte für eine Hypothese mit einer  $0^{++}$ -Resonanz anstelle dieser  $2^{++}$ -Resonanz ähnlich gute Werte ergab, kommt sie als Alternative in Frage. Die ermittelte Masse stimmt im Rahmen der Fehler mit der Masse der in [2] aufgeführten  $f_0(2020)$ -Resonanz überein.

Abschließend lässt sich sagen, dass sich mit der PWA aussagekräftige Ergebnisse über eine  $0^{-+}$ -Welle und eine  $2^{++}$ -Resonanz erzielen ließen und Resonanzen eindeutig identifiziert wurden. Aufgrund der unterschiedlichen Produktionsmechanismen in der Pion-Nukleon-Streuung und im radiativen  $J/\psi$ -Zerfall ist die  $f_2$ -Resonanz ein Kandidat für einen Glueball.



## **Teil III**

# **Entwicklungen zum Prototyp der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des PANDA-Experiments**



# Kapitel 6

## Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment

Das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment, zu dem in dieser Arbeit Entwicklungen zur Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters vorgestellt werden, wird bis 2017 am High Energy Storage Ring (HESR) der zukünftigen FAIR-Anlage (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch) an der GSI (**G**esellschaft für **S**chwerionenforschung) in Darmstadt aufgebaut. Untersucht werden die Produkte von Teilchenannihilationen aus beschleunigten Antiprotonen mit einem ruhenden Target (vorzugsweise Wasserstoff). Durch die zur Verfügung stehenden Antiprotonen mit einem Impuls von (1,5 - 15) GeV/c und aufgrund der hohen Luminosität von  $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  wird ein vielfältiges Physikprogramm im Bereich der starken Wechselwirkung ermöglicht.

Zunächst wird die Zielsetzung des  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments dargestellt; anschließend folgt eine Beschreibung der Beschleunigeranlage FAIR und des Hochenergie-Speicherrings (HESR) sowie des  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors mit detaillierten Informationen zum elektromagnetischen Kalorimeter, bevor in den nachfolgenden Kapiteln 7, 8 und 9 Entwicklungen zum Prototyp, zur Vermeidung von Eisbildung im EMC und abschließend Entwicklungs- und Optimierungsstudien zum THMP vorgestellt werden.

### 6.1 Zielsetzung

Im Jahr 2017 sollen an der Beschleunigeranlage FAIR in Darmstadt erste Messungen mit dem  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment beginnen. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf vielfältigen Untersuchungen im nicht-störungstheoretischen Bereich der starken Wechselwirkung.  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$  hat als  $\bar{p}p$ -Experiment gegenüber  $e^+e^-$ -Experimenten wie dem BESIII-Experiment, einen entscheidenden Vorteil. Bei  $e^+e^-$ -Experimenten entsteht zunächst nach der Annihilation ein virtuelles Photon als Austauschboson, welches Drehimpuls und Parität des erzeugten Zustands vorgibt; daher können nur Resonanzen mit den Quantenzahlen  $J^{PC}=1^{--}$  direkt erzeugt werden. Im Gegensatz hierzu können bei  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$  durch die  $\bar{p}p$ -Annihilation alle Zustände mit nicht-exotischen Quantenzahlen direkt produziert werden.

Ein Hauptaugenmerk der Messungen ist daher auf die Mesonen-Spektroskopie im Charmonium-Bereich gerichtet. Bei voller Luminosität wird es möglich sein, mit einer Genauigkeit von 100 keV einige Tausend  $c\bar{c}$ -Zustände pro Tag zu produzieren [29]. Neben den Massenscans mit einer der-

artig hohen Genauigkeit ist auch die Suche nach gluonischen Anregungen, also Hadronen, in denen Gluonen als Konstituenten agieren, von hohem Interesse. Denn die Existenz dieser vorhergesagten exotischen Zustände – Hybride und Gluebälle (siehe Kapitel 1.4) – konnte bisher nicht bestätigt werden.  $\bar{p}p$ -Annihilationen sind als sehr gluonenreiche Prozesse ein hervorragendes Mittel zur Suche und Klassifizierung von Zuständen mit exotischen Quantenzahlen  $J^{PC}$ .

Im Bereich der Charmonia – das  $\eta_c$ -Teilchen ist mit  $2,98 \text{ GeV}/c^2$  das leichteste bekannte  $c\bar{c}$ -Meson – stimmen bis zur  $D\bar{D}$ -Schwelle Berechnungen, die mithilfe von nicht-relativistischen Potenzialmodellen und der QCD-Gittertheorie durchgeführt wurden, mit Messungen aus Experimenten sehr gut überein. Ab dem sogenannten Open-Charm-Bereich existieren allerdings große Diskrepanzen zwischen Vorhersagen und Messergebnissen, die im Detail untersucht werden sollen, um ein besseres Verständnis der QCD zu erlangen. Bei Strahlimpulsen größer  $6,4 \text{ GeV}/c$  wird eine große Anzahl an  $D$ -Meson-Paaren erzeugt werden und aufgrund der vollständig bekannten Kinematik wird eine exakte Vermessung der Spektren von  $D$  und  $D_s$ -Mesonen möglich sein.

Der gesamte Massenbereich von Hadronen, der mit den vorgegebenen Strahlimpulsen der Antiprotonen erzeugt werden kann, ist in Abbildung 6.1 dargestellt.

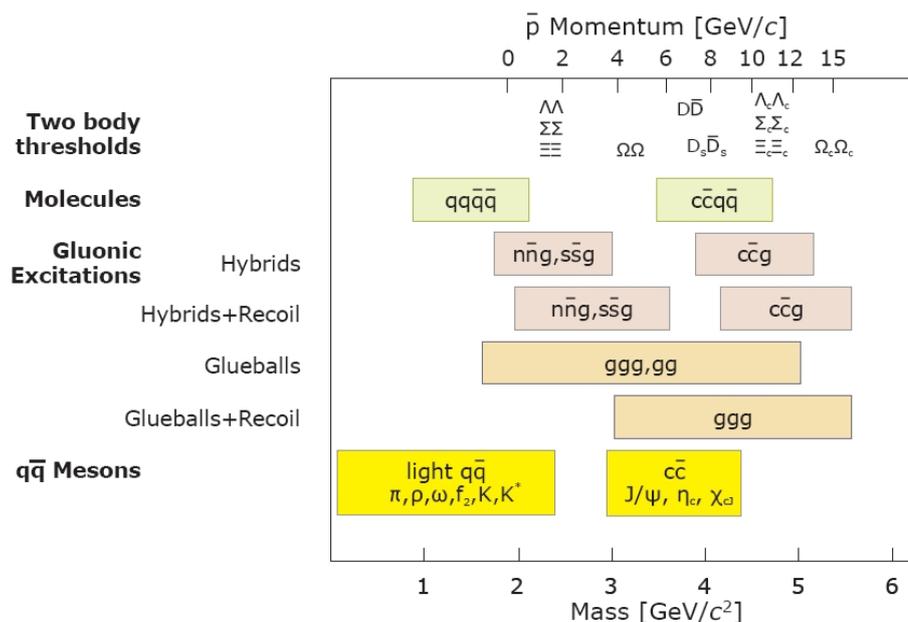


Abb. 6.1: Für  $\bar{P}$ ANDA zugänglicher Massenbereich der Hadronenzustände [30]

Neben den oben genannten Untersuchungen sind auch Studien zu Hadronen in nuklearer Materie geplant. Hierbei sollen Kenntnisse über den Ursprung der Massen von Hadronen gewonnen werden, denn die Summe der Konstituentenquarks eines Hadrons ergibt nur einen geringen Anteil seiner Gesamtmasse. Beim Einbetten von modifizierten Hadronen in nukleonische Materie wird erwartet, dass sich Hadronenmassen verändern. Da solche Experimente bisher nur mit leichten Quarks ( $u, d, s$ ) durchgeführt wurden, wird es aufgrund der hohen Strahlenergien bei  $\bar{P}$ ANDA erstmals möglich sein, dieses Vorgehen auf Hidden- und Open-Charm-Systeme auszuweiten.

Teil des Physikprogramms wird auch die Untersuchung des elektromagnetischen Formfaktors des Protons im zeitartigen Bereich über die Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$  sein [29].

Die Untersuchung von Hyperkernen wird ebenso ermöglicht. Hyperkerne sind Systeme, in denen sich nicht nur Nukleonen, sondern auch Hyperonen – Baryonen mit einem  $s$ -Quarkanteil – befinden, wodurch eine neue Quantenzahl, die Strangeness, in den Kern eingeführt wird. Obwohl in früheren Experimenten bereits Baryonen mit einem oder zwei  $s$ -Quarks pro Nukleon gefunden wurden, sind bis heute nur sechs Zerfälle von doppelten  $\Lambda$ -Hyperkernzerfällen beobachtet worden [29]. Mit dem zur Verfügung stehenden Antiprotonenstrahl des HESR wird eine effiziente Produktion solcher Hyperkerne ermöglicht. Dadurch werden neue Perspektiven eröffnet, die die Spektroskopie solcher Zustände wie auch die Studien der Kräfte zwischen Hyperonen und Nukleonen betreffen.

## 6.2 Beschleunigeranlage FAIR

Mit der zukünftigen FAIR-Anlage, deren Bau in diesem Jahr begonnen hat, wird bis 2017 an der GSI eine der größten Beschleunigeranlagen Europas entstehen. Rund 3000 Wissenschaftler aus über 50 Ländern werden an dem Projekt mitarbeiten, für dessen Errichtung etwa 1,6 Mrd. Euro veranschlagt sind und das mehrere Experimente umfasst [31]. Abbildung 6.2 zeigt eine schematische Darstellung der gesamten Anlage mit dem bestehenden Teil der GSI-Beschleunigeranlage (blau) und dem geplanten Beschleunigerkomplex (rot) mit den Experimentbereichen.

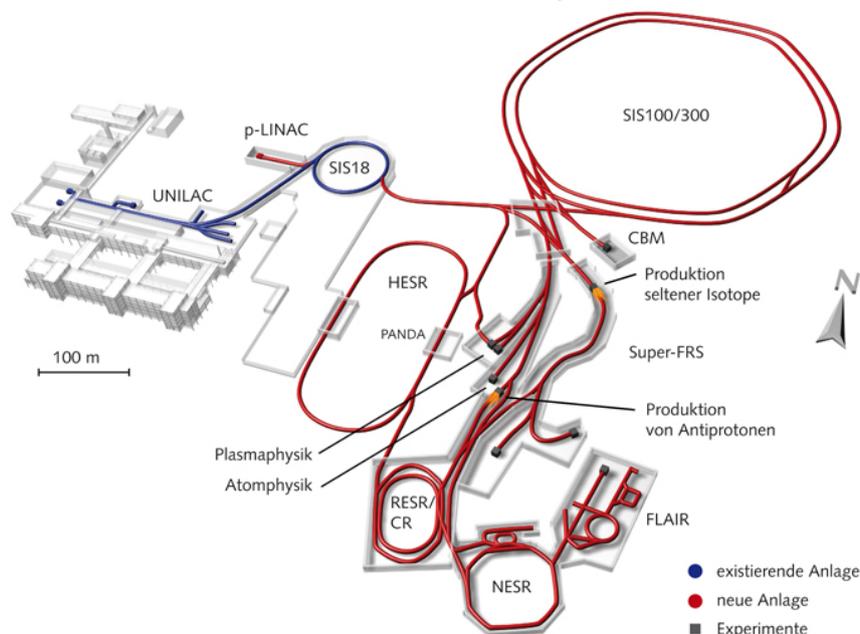


Abb. 6.2: Aufbau der geplanten Beschleunigeranlage FAIR (rot), die an die existierenden GSI-Beschleuniger (blau) angeschlossen wird [32]

Neben dem  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment, das sich mit Fragen aus dem Bereich der QCD beschäftigt, umfasst das FAIR-Projekt Experimente auf den Gebieten der Atom-, Plasma- und Biophysik sowie der Materialwissenschaften oder der Tumorthherapie. Es handelt sich um die Experimente: BIOMAT, FLAIR, HEDgeHOB, SPARC und WDM. Mit dem Bereich der Kernstrukturen und der Astrophysik beschäftigen sich DESPEC/HISPEC, ELISe, EXL, ILIMA, LaSpec, MATS, R3B und SuperFRS. Ebenso wie  $\bar{\text{PANDA}}$  wird sich auch CBM mit dem Bereich der QCD befassen [33].

Die neue FAIR-Anlage wird östlich der bestehenden GSI-Beschleunigeranlage aufgebaut. Zu ihrem Kernbereich werden die beiden supraleitenden Doppelring-Beschleuniger SIS100/300 mit einem Umfang von 1,1 km zählen, für die ein Linearbeschleuniger in der GSI-Anlage als Injektor – für Protonen bzw. Schwerionen – dienen wird. Zur Erzeugung von Antiprotonen – der Basis des  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments – werden vom SIS100 beschleunigte Protonen mit Impulsen von bis zu 30 GeV/c auf ein festes Iridium-Target geschossen. Über die Reaktion  $pp \rightarrow ppp\bar{p}$  werden Antiprotonen erzeugt, über Magnete abgelenkt und zum Collector-Ring (CR) geleitet, wo sie gekühlt werden, um anschließend im Recycled Experimental Storage Ring (RESR) gesammelt zu werden. Von dort werden sie entweder zum NESR (New Experimental Storage Ring) oder zum nachfolgend beschriebenen Speicherring weitergeleitet.

### 6.3 Hochenergie-Speicherring

Der  $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor wird im Antiproton-Speicherring HESR (**H**igh **E**nergy **S**torage **R**ing) angesiedelt sein. Der HESR ist rennbahnförmig aufgebaut und hat einen Umfang von 574 m.

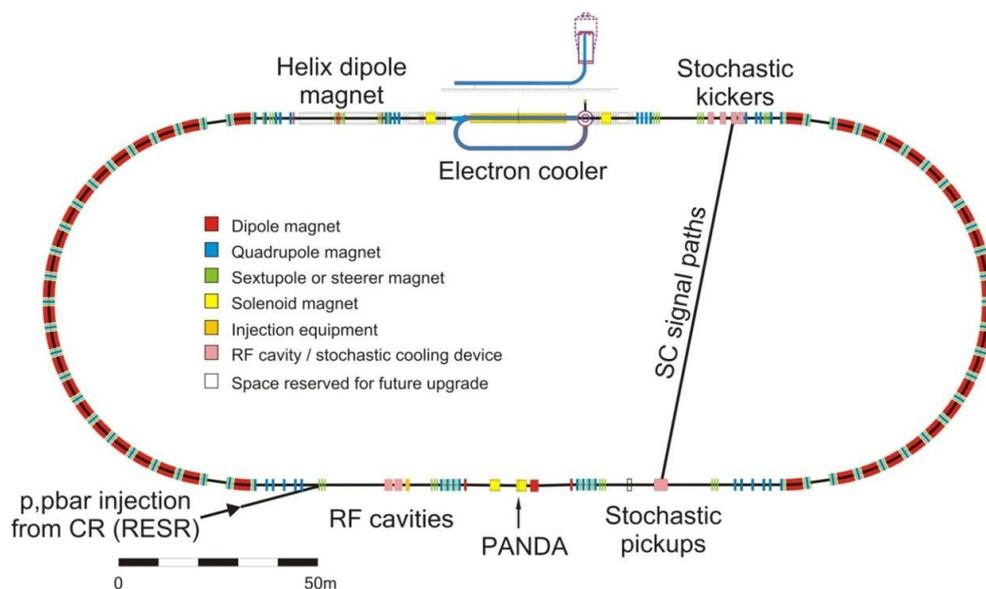


Abb. 6.3: Aufbauskinne des High Energy Storage Ring (HESR) mit Position des  $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors [34]

Die vom RESR mit einem Impuls von 3,7 GeV/c weitergeführten Antiprotonen werden vom HESR auf Impulse von (1,5 - 15) GeV/c beschleunigt bzw. abgebremst.

Der HESR kann in zwei Modi betrieben werden: Zum einen steht der sogenannte *High Resolution Mode* (HR) zur Verfügung, bei dem es durch stochastische Kühlung möglich sein wird, eine Impulsunschärfe  $\Delta p/p$  von  $\leq 4 \cdot 10^{-5}$  bei einer Luminosität von  $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  zu erzielen. In diesem Modus können  $10^{10}$  Antiprotonen mit einem Impuls von (1,5 - 9) GeV/c gespeichert werden. Alternativ kann mithilfe des sogenannten *High Luminosity Mode* (HL) durch Elektronenkühlung eine noch höhere Luminosität von  $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  bei einer Impulsunschärfe  $\Delta p/p$  von knapp unter  $10^{-4}$  erzeugt werden. Dadurch können wesentlich mehr Antiprotonen, nämlich bis zu  $10^{11}$ , mit einem Impuls von (1,5 - 15) GeV/c zur Verfügung gestellt werden. Durch diese beiden Modi wird es möglich sein, hochpräzise Experimente (HR-Modus) oder Experimente mit einer sehr hohen  $\bar{p}p$ -Ereignisrate (HL-Modus) durchzuführen. Abbildung 6.3 zeigt eine schematische Darstellung des HESR, u.a. mit dem Elektronenkühler für den HL- und der stochastischen Kühlung für den HR-Modus sowie mit der Position des  $\bar{P}$ ANDA-Detektors auf der unteren Geraden.

## 6.4 $\bar{P}$ ANDA-Detektor

Die beschleunigten Antiprotonen aus dem HESR annihilieren im  $\bar{P}$ ANDA-Detektor mit einem ruhenden Target. Aufgrund des Lorentz-Boosts bewegt sich ein Großteil der Teilchenprodukte unter kleinen Winkeln zur Strahlrichtung, weshalb der Detektor in ein Target- sowie ein Vorwärtsspektrometer unterteilt ist.

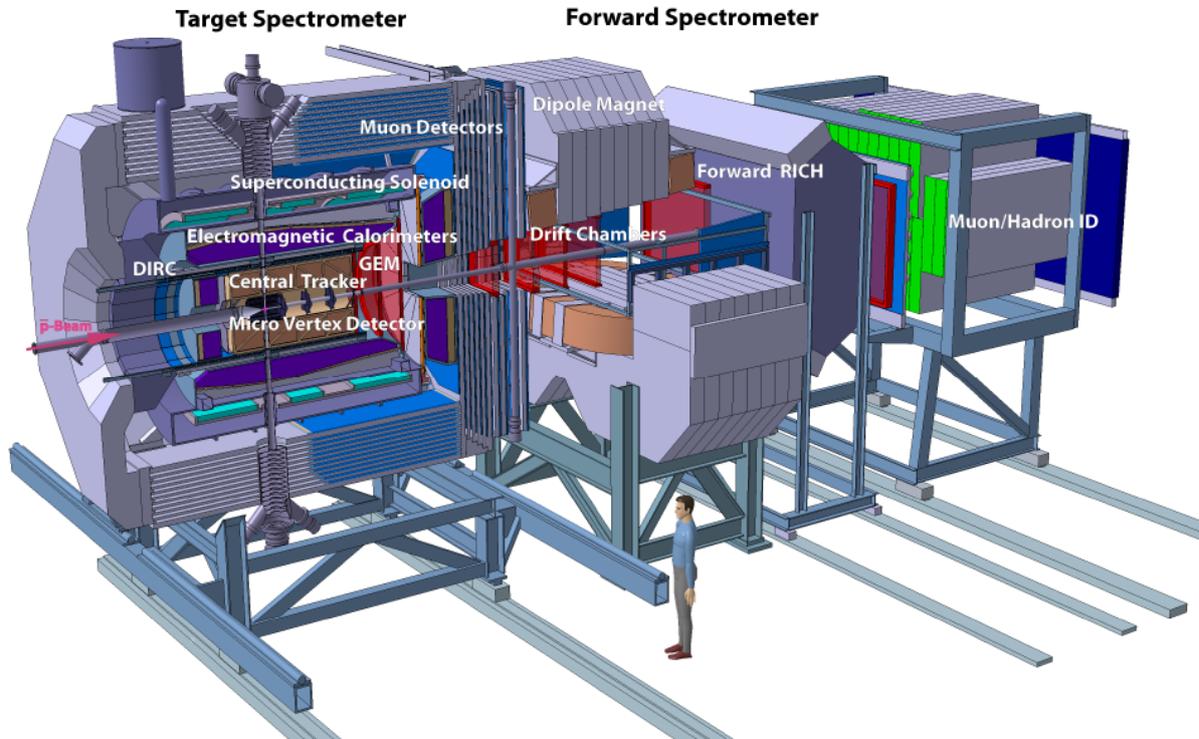


Abb. 6.4: Der  $\bar{P}$ ANDA-Detektor, bestehend aus Target- und Vorwärtsspektrometer [35]

Wie aus Abbildung 6.4 ersichtlich, ist das Target-Spektrometer symmetrisch um das Target aufgebaut, während das Vorwärtsspektrometer zur Detektion der Teilchen mit kleinem Winkel zur Strahlachse asymmetrisch in Vorwärtsrichtung konzipiert ist. Aufgrund dieser Anordnung ist es möglich, nahezu den gesamten  $4\pi$ -Raumwinkel abzudecken, um somit alle Teilchen aus der  $\overline{p}p$ -Annihilation nachzuweisen wie auch eine hohe Impulsauflösung über den gesamten Bereich zu erhalten.

Das Target und die beiden Spektrometer mit den eingesetzten Subdetektoren, werden im Folgenden vorgestellt.

### 6.4.1 Target-System

Zwei Target-Systeme, bei denen Wasserstoffgas (Gruppierungen von  $10^3 - 10^6$  Atomen) bzw. gefrorene Wasserstoffkügelchen als Target-Material verwendet werden, stehen für die Untersuchung von Antiproton-Proton-Annihilationen zur Auswahl; für ergänzende Studien sollen auch Deuterium, Stickstoff oder Argon zum Einsatz kommen. Hier soll auf das **Cluster-Jet-Target-System** und das **Pellet-Target-System** näher eingegangen werden. Unter „cluster“ (engl. Gruppe, Haufen) versteht man Gebilde aus  $n$  Atomen und Molekülen, die durch die van-der-Waals-Kraft zusammengehalten werden. Eine hohe Target-Dichte von ca.  $4 \cdot 10^{15}$  Wasserstoffatomen pro  $\text{cm}^2$  ist erforderlich, um die Design-Ziele des hohen Luminositätsmodus zu erreichen [34]. Cluster-Jet-Targets bieten eine hohe homogene Dichte, haben jedoch den Nachteil der seitlichen Streuung des Cluster-Jets, was zu einer Ungenauigkeit von mehreren Millimetern in der Festlegung des Wechselwirkungspunktes entlang der Strahlachse führt. Für die Herstellung des Targets wird verdichtetes, gekühltes Wasserstoffgas durch eine Düse in das Vakuum geführt, wo es kondensiert und Cluster bildet. In einem Prototyp wurde unter Verwendung der exakten  $\overline{\text{PANDA}}$ -Geometrie eine Target-Dichte von  $1,5 \cdot 10^{15}$  Wasserstoffatomen pro  $\text{cm}^2$  erreicht. Das System wird weiterentwickelt, um höhere Target-Dichten zu erzielen.

Beim Pellet-Target-System fällt ein Strom von gefrorenen Wasserstofftröpfchen ( $25 - 40 \mu\text{m}$ ), sogenannten Pellets, mit einer Rate von  $(1,0 - 1,5) \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$  von einer Düse senkrecht zur Strahlachse und passiert den Antiprotonenstrahl mit einer Geschwindigkeit von 60 m/s. Die Wasserstofftröpfchen wechselwirken am Kreuzungspunkt mit den Antiprotonen. Es wird eine hohe Target-Dichte erreicht. Die räumliche Auflösung des Wechselwirkungsbereichs kann durch Skimmer reduziert werden. Von Nachteil ist, dass die Pellets den Antiprotonenstrahl in ungleichmäßigen Zeitabständen passieren, was zu größeren Schwankungen der Luminosität als mit dem Cluster-Jet-Target-System führt. Die maximal erreichbare durchschnittliche Luminosität reagiert sehr empfindlich auf Abweichungen einzelner Pellets von der Target-Achse. Der Strahl muss verbreitert werden, um die Strahlkreuzung aller Pellets zu gewährleisten. Eine Optimierung zwischen der maximalen Pellet-Strahl-Kreuzzeit und der Strahlfokussierung ist notwendig. Das geplante Pellet-Target basiert auf dem Design, das derzeit am WASA-at-COSY-Experiment eingesetzt ist.

### 6.4.2 Target-Spektrometer

Das Target-Spektrometer umgibt den Wechselwirkungspunkt. Die einzelnen Subdetektoren sind fassförmig um den IP angeordnet.

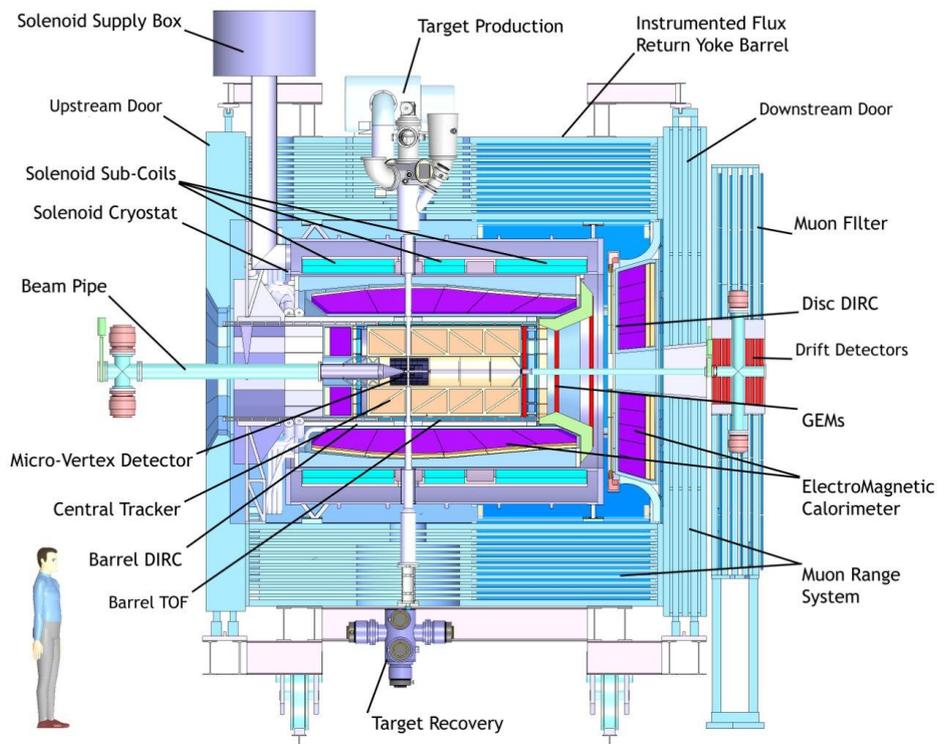


Abb. 6.5: Schnittansicht des Target-Spektrometers [30]

Der **Micro-Vertex-Detektor** (MVD) umgibt den IP unmittelbar in zylindrischer Form. Es handelt sich um einen mehrlagigen Siliziumpixeldetektor, der als Spurdetektor insbesondere zum Vermessen des primären Wechselwirkungspunktes wie auch der sekundären Zerfalls-Vertices, wie z.B. von D-Mesonen-Zerfällen, dient. Mit dem MVD wird es möglich sein, Teilchenimpulse mit einer Auflösung von  $\Delta p/p \approx 1\%$  zu bestimmen. Der innere Radius des MVD beträgt 2,5 cm und der äußere Radius 13 cm. Der innere Bereich besteht aus zwei zylindrischen Lagen strahlenharter Pixeldetektoren, die von zwei Lagen doppelseitig angeordneter Silizium-Streifen-Detektoren umgeben sind. Zusätzlich befinden sich in Vorwärtsrichtung, senkrecht zur Strahlachse, weitere vier Lagen aus Pixeldetektoren, gefolgt von zwei Lagen aus einer Kombination von Silizium-Streifen- und Pixeldetektoren.

Zur zentralen Spurdetektion von geladenen Teilchen werden ein **Straw-Tube-Tracker** (STT) und in Vorwärtsrichtung **GEM-Detektoren** (Gas Electron Multiplier) eingesetzt. Die Straw-Tubes sind aluminisierte Mylar-Röhrchen mit einem Durchmesser von 10 mm. Sie sind mit Argon sowie  $\text{CO}_2$  als Löschgas gefüllt und werden bei 1-bar-Überdruck betrieben. In jedem Röhrchen ist mittig ein  $20\ \mu\text{m}$ -dünner, goldüberzogener Wolframdraht als Anode gespannt. Insgesamt verteilen sich 4636 Straws auf einen Bereich von 15 cm bis 41,8 cm und eine Länge von

150 cm um den IP. Es wird eine Auflösung von  $150\ \mu\text{m}$  in  $x$ - und  $y$ -Richtung sowie von 3 mm in  $z$ -Richtung (also parallel zur Strahlachse) erwartet [34].

Alle Winkel kleiner  $22^\circ$  werden im Vorwärtsbereich von drei Lagen GEM-Detektoren abgedeckt, die im Abstand von 1,1 m, 1,4 m und 1,9 m strahlabwärts senkrecht zur Strahlachse platziert sind. In diesen Bereichen werden, hervorgerufen durch elastische  $\bar{p}p$ -Streuung und den relativistischen Boost der Sekundärteilchen, sehr hohe Ereignisraten von maximal  $3 \cdot 10^4\ \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erwartet, weshalb die sehr ratenfesten Detektoren verwendet werden.

Neben der Vermessung der Teilchenspuren ist auch eine Teilchenidentifikation erforderlich. Hierzu werden im Target-Spektrometer drei Detektortypen eingesetzt. Um den STT ist der **Barrel-DIRC** (Detection of Internally Reflected Cherenkov) positioniert, der einen Winkel von  $22^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$  abdeckt. Der Barrel-DIRC besteht aus 1,7-cm-dicken Quarzstäben und ist mit einem Radius von 45 cm (innen) und 54 cm (außen) relativ kompakt. Cherenkov-Licht entsteht, wenn sich geladene Teilchen in Materie – in diesem Fall Quarz – schneller bewegen als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium. Mithilfe der Impulsinformation der Spurdetektoren kann somit auf die Masse und dadurch die Teilchensorte geschlossen werden. Ausgelesen wird das erzeugte Cherenkov-Licht mit Micro-Channel-Plate-Photomultipliern (MCP PMTs), die für den Einsatz im Magnetfeld geeignet sind. Der Winkelbereich von  $5^\circ \leq \theta \leq 22^\circ$  soll von einem **Disc-DIRC** abgedeckt werden, der aus einer 2-cm-dicken Quarzscheibe mit einem Außenradius von 110 cm besteht und direkt vor der Vorwärtsendkappe des EMC platziert ist. Geplant ist, den Disc-DIRC ebenfalls mit MCP PMTs auszulesen.

Barrel- und Disc-DIRC emittieren nur Cherenkov-Licht für Teilchenimpulse ab knapp 1 GeV/c. Für die Identifizierung von langsameren Teilchen dient neben Energieverlustmessungen in den Detektoren zur Spurrekonstruktion ein **Time-of-Flight-Detektor** (TOF), der direkt zwischen dem STT und Barrel-DIRC platziert ist. Dieser Detektor misst die Flugzeit der Teilchen und bestimmt die Geschwindigkeit über bekannte Abstände. Hierbei beträgt die Zeitauflösung, die notwendig ist, um bei den geringen Abständen zuverlässige Ergebnisse zu liefern, 100 ps. Der Detektor besteht aus Szintillationsplatten mit einer Fläche von  $(28,5 \times 28,5)\ \text{mm}^2$ , von denen jede von zwei Silizium-Photomultipliern ausgelesen wird [34].

Das **elektromagnetische Kalorimeter** (EMC) besteht aus einem Barrel-Bereich sowie einer Vorwärts- und Rückwärtsendkappe, die zusammen annähernd 16000  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle umfassen. Der Barrel mit einem Innenradius von 57 cm umschließt den Barrel-DIRC. Eine detaillierte Beschreibung des EMC folgt in Kapitel 6.5.

Umschlossen wird das EMC von der supraleitenden Magnetspule (**Solenoid**) mit dem Eisenjoch, das zur Rückführung des Magnetflusses dient. Seine Eisentüren schließen das Target-Spektrometer im Vorwärts- und Rückwärtsendkappenbereich ab. Der Solenoid erzeugt ein Magnetfeld mit einer Stärke von bis zu 2 T parallel zur Strahlachse, wodurch die Trajektorien der geladenen Teilchen in den Spurdetektoren gekrümmt werden und durch ihre Vermessung eine Impulsbestimmung ermöglichen. Der Solenoid hat einen Innendurchmesser von 1,89 m und eine Länge von 2,75 m [35].

Das Eisenjoch wird zum Teil vom **Myon-Detektor** mitgenutzt, der aus rechteckigen Aluminium-Driftröhren besteht, die in das absorbierende Material des Eisenjochs eingelassen sind. Der Detektor wird zum Nachweis von Primär-Myonen gegenüber Pionen und Sekundär-Myonen eingesetzt, wobei die Eisenschichten zur Absorption des Hauptuntergrunds, der durch Pionen erzeugt

wird, dienen. Da Myonen nur schwach wechselwirken, ist eine Detektion und Separation von Pionen hinter den Eisenlagen möglich. Der äußerste Detektor des Target-Spektrometers besitzt im Barrel-Bereich 13 Lagen von Driftröhren, die in das segmentierte Eisenjoch eingelassen sind. In der Eisentür der Vorwärtssendkappe, zwischen Target- und Vorwärtsspektrometer, sind insgesamt weitere 11 Lagen von Driftröhren angeordnet. Die Driftröhren werden auf beiden Seiten ausgelesen; im nachstehend beschriebenen Vorwärtsspektrometer befinden sich weitere Myon-Detektoren.

### 6.4.3 Vorwärtsspektrometer

Das Vorwärtsspektrometer ist in Strahlrichtung hinter dem Target-Spektrometer aufgebaut und dient zur Rekonstruktion von Teilchen, die einen hohen Boost in Vorwärtsrichtung aufweisen und in einem Winkelbereich von  $\pm 5^\circ$  in vertikaler und  $\pm 10^\circ$  in horizontaler Ebene emittiert werden.

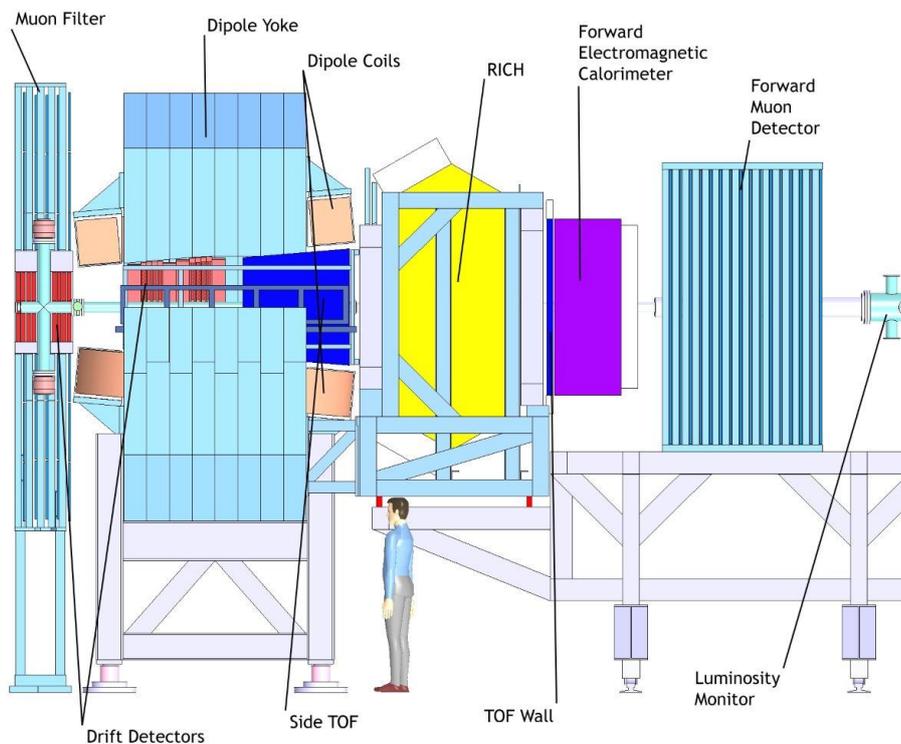


Abb. 6.6: Schnittansicht des Vorwärtsspektrometers [30]

Im Unterschied zum Target-Spektrometer wird hier zur Erzeugung eines Magnetfeldes ein **Dipol-Magnet** (2 Tm) verwendet, der die geladenen Teilchen ablenkt. Die Vermessung der Spurkrümmungen erfolgt mittels sechs **Drahtkammern**, wobei zwei Kammern vor dem Dipol, zwei direkt im Magnetfeld und zwei weitere dahinter positioniert werden. Jede Kammer besteht aus vier doppellagigen Straw-Tubes, von denen zwei Lagen vertikal und zwei in einem Winkel dazu verdreht angeordnet sind [34]. Die erwartete Impulsauflösung für 3 GeV/c Protonen beträgt  $\Delta p/p = 0,2\%$ .

Zur Teilchenidentifikation werden zwei Detektoren verwendet. Zum einen wird ein **Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor** (RICH) hinter dem Teilchenspurdetektor positioniert. Mit dem aus zwei Radiatormaterialien bestehendem Detektor (Silicat-Aerogel sowie  $\text{C}_4\text{F}_{10}$ -Gas) soll eine Unterscheidung zwischen Pionen ( $\pi$ ), Kaonen ( $K$ ) und Protonen ( $p$ ) in einem weiten Impulsbereich von (2 - 15) GeV/c ermöglicht werden. Zum anderen sollen zur Messung der Flugzeit planare **TOF-Detektoren**, bestehend aus Plastik-Szintillatoren eingesetzt werden und zwar ein Detektor innerhalb des Dipol-Magneten sowie ein weiterer im Abstand von 7 m zum Target. Außerhalb des aktiven Mediums sind Photomultiplier platziert, die das über Spiegel weitergeleitete Cherenkov-Licht detektieren. Es wird eine Zeitauflösung von 50 ps erwartet und eine zusätzliche Unterscheidung von  $\pi/K$  und  $K/p$  bis zu Impulsen von 2,8 GeV/c bzw. 4,7 GeV/c erreicht.

Zur Energie- und Identitätsbestimmung von Photonen und Elektronen wird im Vorwärtsspektrometer, (7 - 8) m hinter dem Target ein **elektromagnetisches Kalorimeter** des Shashlyk-Typs zum Einsatz kommen. Hierbei wechseln sich passive Absorberschichten mit aktivem Szintillatormaterial ab, dessen emittiertes Licht mittels optischer Lichtleiter, die gleichzeitig als Wellenlängenschieber fungieren, Photomultipliern zugeführt wird. Eine Energieauflösung von  $4\%/\sqrt{E}$  wird angestrebt [34].

In einer Entfernung von etwa 9 m zum Target werden schließlich die **Myon-Detektoren** platziert, die ähnlich wie die bereits erwähnten Myon-Detektoren im Target-Spektrometer, aus Lagen von Absorbermaterial mit Aluminium-Driftröhren bestehen. Zusätzlich soll mit den Myon-Detektoren im Vorwärtsspektrometer mit niedriger Auflösung eine Energiebestimmung von Neutronen und Antineutronen möglich sein [34]. Die am weitesten vom IP entfernte Komponente ist der **Luminositäts-Monitor**, der zur Messung der integrierten Luminosität dient, indem er den Streuwinkel von Antiprotonen aus elastischen Antiproton-Proton-Streuungen misst. Dieser Winkel liegt im Bereich von (3 - 8) mrad und wird über vier Ebenen von doppellagigen Silizium-Streifen-Detektoren, die radial um das Strahlrohr angeordnet sind, rekonstruiert. Hierdurch wird eine Genauigkeit der integrierten Luminosität von 3 % erzielt werden.

### 6.4.4 Trigger- und Datenerfassungssystem

Damit bei erwarteten Raten von  $2 \cdot 10^7$  Ereignissen/s nur physikalisch relevante Informationen gespeichert werden, wird für  $\overline{\text{PANDA}}$ , unter Berücksichtigung der Komplexität des Experiments, ein spezielles Datenerfassungssystem (DAQ) mit selbst-triggerndem Ausleseverfahren entwickelt. Dies erfordert eine Front-End-Elektronik, die die Signalerkennung, die Rauschunterdrückung und das Zusammenfassen von Informationen auf der Ausleseebene vorverarbeiten kann. Die Subdetektoren sind somit in der Lage, Signale autonom zu erkennen und Trigger selbst auszulösen. Die vorbearbeiteten Daten werden mit einem präzisen Zeitstempel markiert und für die weitere Bearbeitung zwischengespeichert. Die Auswahl von Ereignissen geschieht über Recheneinheiten, die Zugriff auf die Zwischenspeicher haben. Die Datenspeicherung – (100-200) MB/s – erfolgt im Anschluss für vollständig online-rekonstruierte und physikalisch sinnvolle Ereignisse. Eine Neuverkabelung für unterschiedliche Physik-Programme ist bei dieser softwareseitigen Trigger-Lösung nicht notwendig; ferner ist es sogar möglich, Daten zu unterschiedlichen Fragen parallel zu erfassen, wodurch ein hohes Maß an Flexibilität gegeben ist [35].

## 6.5 Elektromagnetisches Kalorimeter

Im  $\bar{P}$ ANDA-Experiment wird sowohl im Target-Spektrometer als auch im Vorwärtsspektrometer ein elektromagnetisches Kalorimeter (EMC) eingesetzt. In dieser Arbeit wird ein Prototyp für die Vorwärtsendkappe des Target-Kalorimeters vorgestellt; deshalb betreffen alle nachstehenden Ausführungen das EMC des Target-Spektrometers.

Ein EMC dient zur Messung der kinetischen Energie von Elektronen (wie auch Positronen) und Photonen, die diese im Material unter Schauerbildung (siehe Kapitel 6.5.1) wieder abgeben. Anhand der Struktur des Sekundärteilchenschauers lässt sich die Art der einfallenden Teilchen identifizieren, weshalb es zur  $e^-/\pi$ -Unterscheidung eingesetzt wird. Ferner wird es bei  $\bar{P}$ ANDA als schneller Trigger für weitere Subdetektoren verwendet. Je nach Detektormaterial kann ein EMC zur Spurrekonstruktion der Teilchen im gesamten Detektor beitragen, indem es Ortsinformationen zum Teilcheneinschlag liefert. Da Photonen als elektrisch ungeladene und masselose Teilchen nicht von den Spurdetektoren registriert werden, ist die Ortsinformation im EMC die einzige Möglichkeit zur Rekonstruktion des Viererimpulses.

Beim  $\bar{P}$ ANDA-EMC handelt es sich um ein sogenanntes homogenes Kalorimeter, d.h., dass das eingesetzte Material sowohl die Teilchen abbremst, als auch detektierbar macht, indem es Szintillationslicht aussendet. Hierdurch wird eine relativ hohe Energieauflösung erreicht, wie sie zwingend erforderlich ist. Bei der alternativen Bauweise der Sampling-Kalorimeter (auch Sandwichzähler oder Schaschlyk-Kalorimeter genannt) ist die Energieauflösung geringer, da hier absorbierende und detektierende Schichten alternieren und der Energieverlust der Teilchen im Absorbermaterial nicht detektiert wird. Da aktives Detektormaterial meist teurer ist als Absorbermaterial, z.B. Eisen, stellt dieser Detektortyp allerdings die günstigere Bauvariante eines Kalorimeters dar. Als aktives Szintillatormaterial wird bei  $\bar{P}$ ANDA Bleiwolframat ( $\text{PbWO}_4$ , kurz PWO), ein anorganischer Szintillationskristall, eingesetzt. Wechselwirkungsprozesse,  $\text{PbWO}_4$  und auch die Auslese des Szintillationslichts werden im Folgenden kurz beschrieben; für einen detaillierten Überblick sei auf [36] verwiesen.

### 6.5.1 Szintillatoren und Auslese

Materialien, die durch ionisierende Strahlung in angeregte Zustände versetzt werden und sich durch Konvertierung in sichtbares Licht wieder abregen, nennt man Szintillatoren (lat.: scintillare = funkeln). Elektronen und Positronen verlieren ihre Energie in Materie oberhalb von 10 MeV hauptsächlich durch Bremsstrahlung (siehe Abbildung 6.7). Beim Eintritt der Elektronen und Positronen in Szintillatormaterial werden diese abgebremst und es entsteht elektromagnetische Strahlung (Bremsstrahlung), die ein kontinuierliches Spektrum mit scharfer Kante im kurzwelligen Bereich aufweist, wobei die entstandenen Bremsstrahlungsphotonen wiederum mit Materie wechselwirken können. Detektierbar werden Photonen als masselose neutrale Teilchen über drei Wechselwirkungsprozesse mit Materie: Photoeffekt, Compton-Effekt sowie über den Paarbildungseffekt, bei dem aus dem Photon ein  $e^+e^-$ -Paar erzeugt wird. Dies gelingt ab einer Photonenenergie von etwa  $1 \text{ MeV}/c^2$  ( $\hat{=} 2 \cdot m_e$ ) und stellt den häufigsten Prozess dar. Die erzeugten Leptonen verlieren die vom Photon übertragene kinetische Energie wiederum durch Bremsstrahlung: Es bildet sich ein elektromagnetischer Schauer (siehe Abbildung 6.8).

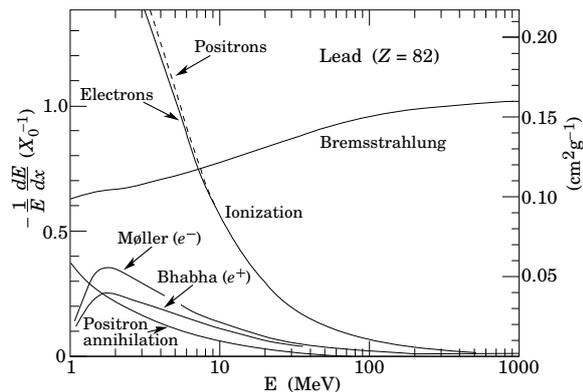


Abb. 6.7: Energieverlust von Elektronen und Positronen pro Strahlungslänge in Blei [4]

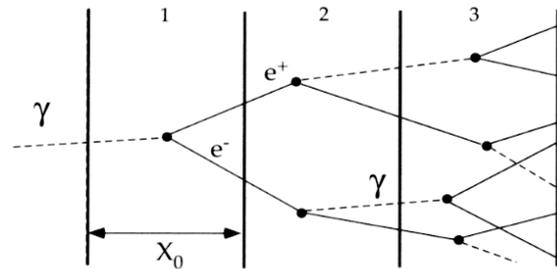


Abb. 6.8: Vereinfachtes Schauermodell in einem Szintillator mit Strahlungslänge  $X_0$  [37]

Die für das Szintillatormaterial des  $\bar{\text{PANDA}}$ -EMC geforderten Eigenschaften werden von PWO, einem anorganischen Szintillator (Kristall), erfüllt. PWO besitzt eine kurze Strahlungslänge aufgrund seiner hohen Dichte, eine schnelle Zerfallszeit (untypisch für anorganische Szintillatoren, im Gegensatz zu organischen), um die Signale zeitlich ausreichend auflösen zu können, wie auch eine hohe Strahlenhärte. Die verwendete Kristalllänge beträgt 20 cm ( $\hat{=} 22 X_0$ ,  $X_0 = 0,89$  cm), wodurch Teilchen komplett im Material abgebremst werden und ihre gesamte Energie detektierbar wird und auch eine kompakte Bauweise des EMC ermöglicht wird. Allerdings hat PWO, verglichen mit anderen anorganischen Szintillatoren, wie z.B. Natriumiodid, eine relativ geringe Lichtausbeute, die zugleich stark temperaturabhängig ist. Um diesen Nachteil zu kompensieren, wird die Temperatur des gesamten  $\bar{\text{PANDA}}$ -EMC auf  $-25$  °C abgesenkt. Hierdurch lässt sich die Photonenemission pro MeV gegenüber Raumtemperatur um einen Faktor von 3,5 - 4 erhöhen, da bei niedrigeren Temperaturen im Szintillator-Kristall die Gitterschwingungen, an denen sich die Exzitonen strahlungslos abregen können, abnehmen. Bei dieser niedrigen Arbeitstemperatur liegt die Sensibilität der Lichtausbeute gegenüber Temperaturschwankungen bei etwa  $3 \text{ \%}/^\circ\text{C}$ , weshalb das Kalorimeter bei möglichst konstanter Temperatur betrieben werden muss, um die für  $\bar{\text{PANDA}}$  geforderte Energieauflösung zu erreichen. In Tabelle 6.1 sind die wichtigsten Eigenschaften von PWO-II, einer speziell für  $\bar{\text{PANDA}}$  dotierten Version mit höherer Lichtausbeute, zusammengefasst.

Das Szintillationslicht wird mittels Photodetektoren in elektrische Signale umgewandelt. Photomultiplier (PMT) bestehen aus einer Photokathode, Dynoden und einer Anode, zwischen denen eine Hochspannung anliegt. Das Szintillationslicht löst aufgrund des Photoeffekts aus der Photokathode Elektronen, welche von Dynodenstufe zu Dynodenstufe beschleunigt werden und jeweils weitere Sekundärelektronen aus dem Elektrodenmaterial schlagen, sodass an der Anode ein um viele Größenordnungen ( $G \approx 10^6$ ) verstärktes, messbares elektrisches Signal proportional zum eingefallenen Licht anliegt.

Ein Einsatz von PMTs mit ihren vielen Dynoden ist in  $\bar{\text{PANDA}}$  aufgrund des hohen Magnetfelds ausgeschlossen. Daher sind Vakuum-Photo-Trioden (VPTs) bzw. -Tetroden (VPTTs), die für den Betrieb im Magnetfeld geeignet sind, sowie Halbleiter-Photodioden (Avalanche-Photo-Dioden,

Tab. 6.1: Die wichtigsten Eigenschaften von PWO-II [35]

Eigenschaft	PWO-II	Eigenschaft	PWO-II
Dichte $\rho$ / g/cm <sup>3</sup>	8,28	Brechungsindex n bei $\lambda_{\max}$	2,17
Strahlungslänge $X_0$ / cm	0,89	rel. Lichtausbeute bei 20 °C	0,6 %(NaI)
Molière-Radius $R_M$ / cm	2,00	rel. Lichtausbeute bei -25 °C	2,5 %(NaI)
Abklingzeit $\tau_{\text{decay}}$ / ns	6,5	dLY/dT bei -25 °C	-3,0 %/°C
$\lambda_{\max}$ / nm	420	dE/dx / MeV/cm	10,2

kurz: APDs, bzw. ihre großflächige Version: LAAPDs) vorgesehen.

VPT(T)s funktionieren wie PMTs, allerdings nur mit einer bzw. zwei Dynoden, wodurch die Verstärkung bei etwa 10 - 50 liegt. Photonen erzeugen in APDs aufgrund des inneren Photoeffekts als primäre Ladungsträger Elektronen-Loch-Paare, wobei sich durch eine anliegende Spannung eine lawinenartige Verstärkung ausbildet. Hiermit können wesentlich höhere Verstärkungen erreicht werden als mit den VPT(T)s, allerdings rauschen diese Detektoren aufgrund ihrer höheren Kapazität auch stärker. Speziell im inneren Bereich der Vorwärtsendkappe treten hohe Ereignisraten auf, weshalb hier die ratenfesten VPT(T)s zum Einsatz kommen sollen. Jeder Photodetektor ist an einen Vorverstärker angeschlossen, der die Ausgangsladung integriert und einen Spannungspuls erzeugt, dessen Amplitude proportional zur erzeugten Ladung im Photodetektor ist. Der Puls wird anschließend über einen Shaper zu einem ADC geleitet. Ausführliche Informationen zu den beiden Detektortypen finden sich in [38]. Die erreichbaren Signal-zu-Rauschverhältnisse sind für VPT(T)s und APDs ähnlich; in Tabelle 6.2 sind die Kenndaten der Photodetektoren, die für das EMC in Frage kommen, aufgeführt.

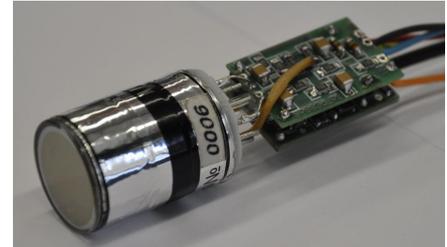


Abb. 6.9: VPTT mit angelötetem Vorverstärker (ohne Abschirmung)

Tab. 6.2: Merkmale der Photodetektoren, die für  $\bar{P}$ ANDA getestet werden [39, 40, 41, 42]

Charakteristik	VPT (Hamamatsu)	VPTT (Hamamatsu)	VPTT (RIE)	LAAPD (Hamamatsu)
Kapazität	$\approx 25$ pF	$\approx 10$ pF	$\approx 10$ pF	$\approx 270$ pF
Quanteneffizienz	23 %	23 %	$> 15$ %	70 %
Verstärkung	$\approx 8$ (bei 750 V)	$\approx 40$ (bei 750 V)	$\geq 20$	$\approx 50 - 150$

### 6.5.2 Anforderungen an das $\overline{\text{PANDA}}$ -EMC und Aufbau

Das  $\overline{\text{PANDA}}$ -EMC soll mehrere Anforderungen erfüllen: Eine möglichst genaue Rekonstruktion von Elektronen, Positronen und Photonen mit einer niedrigen Rauschschwelle soll erlauben, selbst niederenergetische Photonen, wie sie z.B. bei leichten Mesonenzerfällen von  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  entstehen, zu detektieren und zur Untergrundreduzierung beizutragen. Weiterhin soll eine hinreichend genaue E/p-Bestimmung für Elektronen bzw. Positronen wie auch eine sehr gute Massenauflösung, beispielsweise für das  $J/\psi$ -Charmonium, erreicht werden. Hierzu wird eine Energieschwelle von  $< 10 \text{ MeV}$  in einem Kristall-Cluster und entsprechend eine Einzelkristallschwelle von  $< 3 \text{ MeV}$  angestrebt; die Schwelle des Detektorrauschens soll  $< 1 \text{ MeV}$  sein [35]. Die Energieauflösung des EMC soll mindestens bei

$$\frac{\sigma_E}{E} = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E/\text{GeV}}}$$

liegen, mit  $a \leq 1 \%$  und  $b \leq 2 \%$  [35]. Um diese Werte zu erreichen, muss die Lichtausbeute von  $\text{PbWO}_4$  erhöht werden, weshalb das gesamte EMC auf  $-25 \text{ }^\circ\text{C}$  heruntergekühlt wird.

Die Granularität ist im Vorwärtsbereich so gewählt, dass die beiden Photonen aus einem  $\pi^0$ -Zerfall noch räumlich aufgelöst werden können. Bei einem Impuls von  $14 \text{ GeV}/c$  entspricht dies einem Winkel zwischen den beiden Photonen aus dem Zerfall von  $0,5^\circ$  ( $\cong 2 \text{ cm}$  Breite bei einem Abstand von ca.  $2 \text{ m}$ ) in der Vorwärtsendkappe. Deshalb beträgt die Frontfläche der Kristalle etwa  $(2,4 \times 2,4) \text{ cm}^2$ , sodass in den meisten Fällen die beiden Photonen in getrennten Kristallen auftreffen.

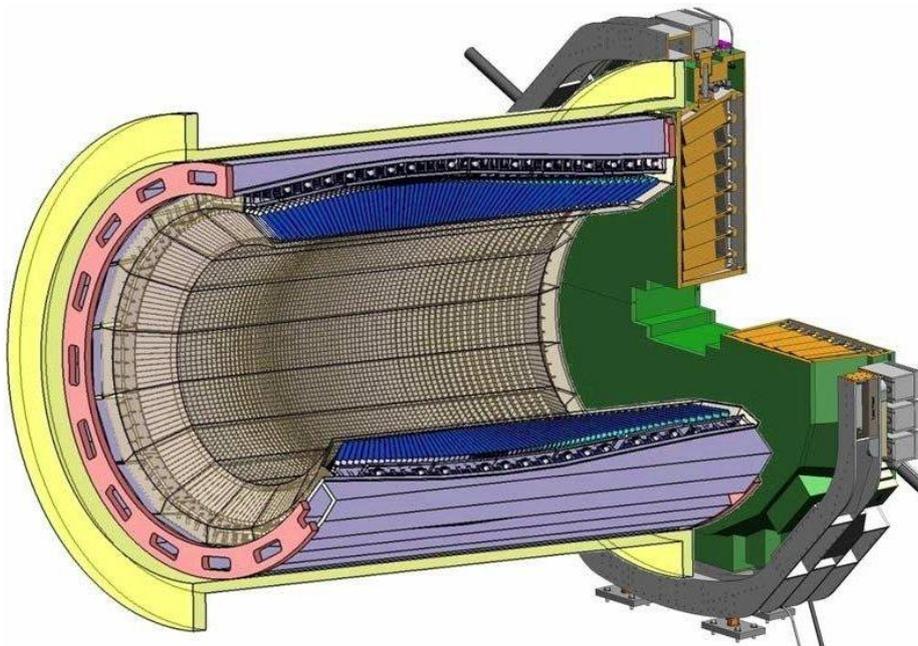


Abb. 6.10: Schnittansicht des elektromagnetischen Targetkalorimeters mit Barrel (blau) und Vorwärtsendkappe (grün), ohne Rückwärtsendkappe. [43].

Um alle Photonen im Experiment zu detektieren, muss das EMC möglichst den gesamten Raumwinkel abdecken. Erschwert wird dies durch Lücken im Detektor, unter anderem aufgrund des Strahlrohrs; eine Raumwinkelabdeckung von 93,4 % wird angestrebt [35]. Eine sogenannte Non-Pointing-Geometrie (Kristallausrichtung auf einen Punkt, der von der IP-Position abweicht) wird verfolgt, um die Detektionseffizienz zu steigern. Dieser Punkt liegt beispielsweise für Kristalle der Vorwärtsendkappe etwa 0,95 m strahlaufwärts hinter dem IP. Ebenso sollte die Kristallmatrix des EMC möglichst nur aus aktivem Material bestehen, weshalb für die Haltestrukturen der Kristalle hochfester kohlenstofffaserverstärkter Kunststoff gewählt wurde.

In Abbildung 6.10 sind das Barrel (engl. = Fass), das 11360 Kristalle umfasst und die Vorwärtsendkappe mit 3856 Kristallen dargestellt. Die nicht dargestellte Rückwärtsendkappe enthält weitere 592 Kristalle, sodass insgesamt fast 16000  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle eingesetzt werden. Das Barrel hat eine Länge von 2,5 m und einen radialen Abstand zwischen 0,57 m und 0,94 m zur Strahlachse. Die Vorwärtsendkappe ist vom IP 2,05 m entfernt und hat einen Innenradius von 0,18 m und einen Außenradius von 0,92 m. Die Rückwärtsendkappe ist 0,55 m vom IP entfernt positioniert und besitzt einen Innen- und Außenradius von 0,1 m und 0,3 m. Das Barrel soll Energien von 10 MeV bis 7,3 GeV und die Rückwärtsendkappe von (10 - 700) MeV nachweisen können. Aufgrund des Lorentz-Boosts der Annihilationsprodukte muss die Vorwärtsendkappe den höchsten Energiebereich von 10 MeV bis 14,6 GeV abdecken sowie Teilchenraten von bis zu 500 kHz verarbeiten können [35]. Aus diesem Grund muss in den inneren Winkelbereichen das Szintillationslicht der  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle mit ratenfesten und strahlenharten VPT(T)s ausgelesen werden, wobei für den äußeren Bereich, das Barrel und die Rückwärtsendkappe APDs zum Einsatz kommen sollen [35, 42].

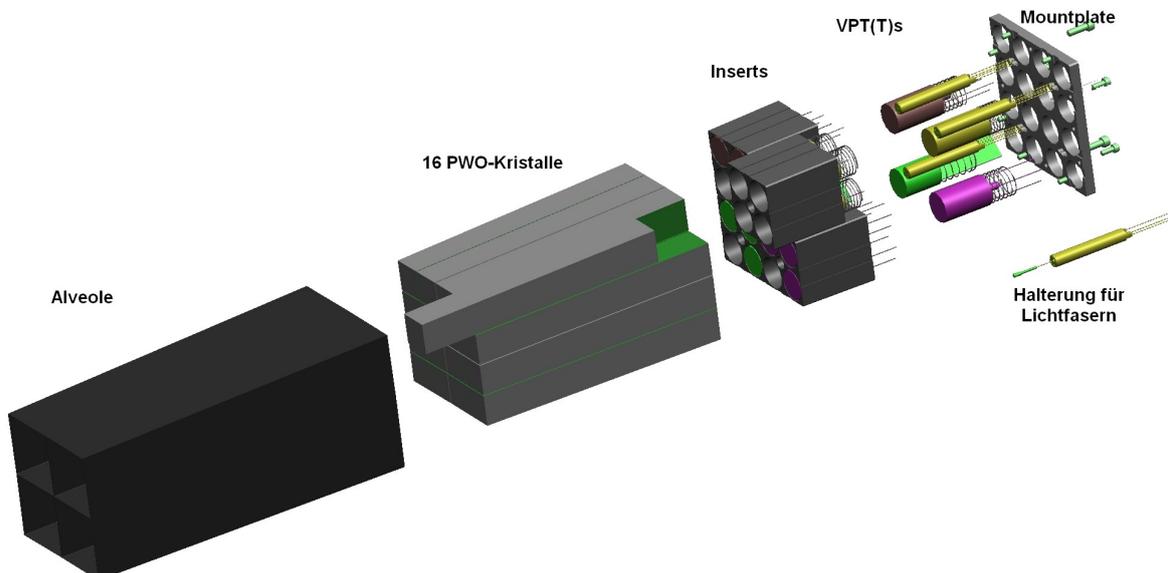


Abb. 6.11: Explosionszeichnung einer mit Kristallen, Photosensoren und Lichtleiterfasern bestückten Subunit der Vorwärtsendkappe (nach [35])

In Abbildung 6.11 ist eine Explosionszeichnung einer Subunit, wie sie in der Vorwärtsendkappe eingesetzt wird, dargestellt. Die Haltestruktur für die 16  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle bildet eine Alveole

aus kohlenstofffaserverstärktem Kunststoff (CFK) mit  $180\ \mu\text{m}$  dünnen Außenwänden. Alveolen für acht Kristalle wurden ebenfalls gefertigt. Hinter den Kristallen werden in die Alveole Inserts platziert, in welche Photodetektoren – pro Kristall eine VPT(T) oder zwei APDs – über optischen Kleber an die Kristalle angekoppelt werden. Eine sogenannte Mountplate fixiert mit Schrauben die vier Inserts, in die zusätzlich Hülsen mit Glasfaserleitungen geschoben und an die Kristalle gekoppelt werden, um Pulse eines Lichtpulsers in die Kristalle einzukoppeln. Ein sogenanntes Interface (Winkeladapter aus Aluminium; nicht eingezeichnet) bildet die Verbindung zwischen der Subunit und der Aluminium-Haltestruktur (Backplate), die alle Subunits trägt und für Ausrichtung auf einen  $0,95\ \text{m}$  vom IP entfernten Punkt sorgt. Für den Einsatz im Prototyp der Vorwärtsendkappe werden aus CFK gefertigte Frontstopper (siehe Kapitel 7.2) vor die Kristallfront in die Ecken der Alveole geklebt, wodurch eine Fixierung der Kristalle in z-Richtung (strahlabwärts) erfolgt.

Ein Bereich der Vorwärtsendkappe nahe des Lochs, der insgesamt 216 Kristalle umfasst, wurde am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum als Prototyp aufgebaut; dazu wurden Entwicklungen durchgeführt, die in den nächsten Kapiteln dieser Arbeit vorgestellt werden.

# Kapitel 7

## Entwicklungen zum Prototyp

### 7.1 Der Prototyp der Vorwärtsendkappe

Um Konzepte und Entwicklungen zum EMC zu überprüfen und weitere Erkenntnisse zu gewinnen, wurde ein Prototyp als detailgetreuer Aufbau eines Ausschnitts der Vorwärtsendkappe hergestellt. In Abbildung 7.1 ist dieser Bereich der Endkappe rot markiert.

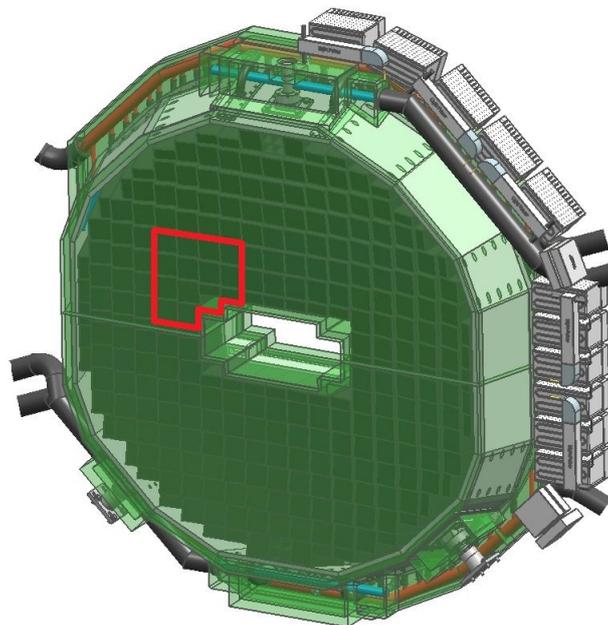


Abb. 7.1: Rot umrandet ist der Bereich der Vorwärtsendkappe, der als Prototyp aufgebaut wurde

Das Physikprogramm des  $\bar{P}$ ANDA-Experiments stellt hohe technische Anforderungen an das EMC. Anhand des Prototyps sollen alle verwendeten Komponenten im Detail geprüft, gegebenenfalls optimiert und auftretende Probleme gelöst werden. Folgende Punkte sind Gegenstand der Untersuchungen mit dem Proto192:

- Bestimmung der erreichbaren Energie- und Ortsauflösung der Endkappe
- Auswahl und Test der am besten geeigneten Photosensoren: VPTs (Hamamatsu) oder VPTTs (Hamamatsu, RIE) sowie LAAPDs (Hamamatsu)
- Test der verwendeten mechanischen Komponenten, gegebenenfalls Neuentwicklungen oder Optimierungen (siehe Kapitel 7.2 und 7.3)
- Tests zur Minimierung der Luftfeuchtigkeit im EMC (siehe Kapitel 8)
- Test der Slow Control, speziell: Test des modularen Auslesesystems (THMP $\bar{P}$ ) im realistischen Umfeld, d.h. Proto192 (siehe Kapitel 9)
- Test des Lichtpulsersystems
- Test des Kühlsystems.

Um insbesondere Aussagen über die erreichbare Energie- und Ortsauflösung des EMC zu erhalten, wurden nicht nur Messungen am Institut, sondern auch an Beschleunigerzentren, wie dem CERN (Organisation européenne pour la recherche nucléaire; ursprüngliche Bezeichnung: Conseil européen pour la recherche nucléaire) in Genf, an ELSA (Elektronen-Stretcher-Anlage) in Bonn und am MAMI (Mainzer Mikrotron) in Mainz durchgeführt.

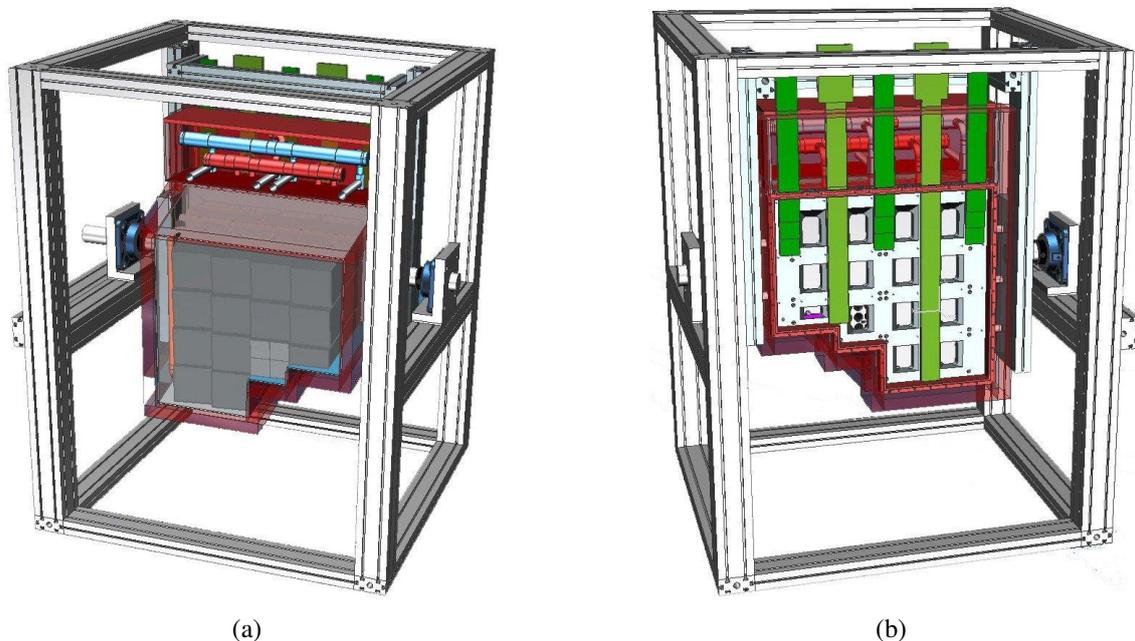


Abb. 7.2: CAD-Darstellung des Proto192 mit Haltestruktur (ohne thermische Isolierung). In (a) ist die Vorderseite mit Blick auf die Alveolen (mit angedeuteter Abdeckung) und in (b) die Rückseite mit Blick auf die Backplate (ohne Abdeckung) dargestellt.

Zu Beginn der Planungsphase war vorgesehen, 192 Kristalle im Prototyp zu platzieren, worauf die Bezeichnung Proto192 zurückzuführen ist. Wegen einer veränderten Anordnung der Kristalle in der Endkappe musste im Proto192 die Anzahl der Kristalle auf 216 erhöht werden. Der ursprüngliche Name Proto192 wurde jedoch beibehalten.

Abbildung 7.2 (a) zeigt die Front des Proto192 mit  $13 \frac{1}{2}$  Subunits; in einer Subunit sind jeweils 16  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle als Einheit gebündelt. Isolierung und Frontkühlung sind ausgeblendet, und die abschließende dünne Aluminiumhülle ist transparent eingezeichnet, um den Blick auf die mit den Kristallen bestückten Alveolen zu gestatten. Oberhalb der Alveolen ist das Verteilersystem des Kühlmittels, das die Backplate durchströmt, zu erkennen. In Abbildung 7.2 (b) ist die Rückseite ohne Isolierung und Abdeckung dargestellt, wodurch die Sicht auf die Backplate ermöglicht wird: Frontseitig sind die Subunits und rückseitig die Platinen befestigt, die zur Signal- und Spannungsdurchführung vom kalten in den warmen Bereich dienen.

Nachstehend wird zunächst in Kapitel 7.2 die Entwicklung von sogenannten Frontstoppfern vorgestellt; danach folgt in Kapitel 7.3 eine Darstellung der Produktion ultradünner Sensorkabel.

## 7.2 Entwicklung und Tests von Kristallfrontstoppnern

Bei der Montage werden die 16  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle einer Subunit von der Rückseite aus in die pyramidenstumpfförmige Alveole geschoben, wobei aufgrund der offenen Front und der Fertigungstoleranzen keine absolut feste Positionierung in z-Richtung erreicht werden kann. In Testmessungen mit den Subunits hat sich gezeigt, dass es in einigen Fällen zu einem Verrutschen einzelner Kristalle innerhalb der Alveole und dadurch zu einer unzureichenden Kopplung der Kristalle an die Photodetektoren kommt [44].

Daher wurde beschlossen, die Kristalle auch in z-Richtung mechanisch zu fixieren. Aus diesem Grund wurden sogenannte Frontstopper entwickelt, wie sie in Abbildung 7.4 (b) auf der folgenden Seite zu sehen sind. In Kapitel 7.2.2 wird die Konstruktion dieser Frontstopper dargestellt; danach folgt die Beschreibung von Testmessungen mit unterschiedlich dimensionierten Frontstoppnern, und schließlich wird die geeignetste Version, die in allen Subunits verbaut und unter realistischen Bedingungen erprobt wurde, vorgestellt. Zunächst sollen die Anforderungen an die Frontstopper, speziell an das Material, aufgezeigt werden.

### 7.2.1 Anforderungen an die Frontstopper

Die Alveolen werden nicht nur aus Gründen der einfacheren Fertigung mit offener Front produziert, sondern auch weil sich vor den  $\text{PbWO}_4$ -Szintillationskristallen möglichst wenig passives Material befinden soll, in welchem die Elektronen und Photonen undetektiert aufschauern und wo sie – abhängig von Materialdicke und -dichte – einen Teil ihrer Energie verlieren können. Aufgrund des nicht detektierbaren Energieverlusts dieser Teilchen ist es also wichtig, so wenig passives Material wie möglich vor dem Kristall zu platzieren.

Ein  $\text{PbWO}_4$ -Kristall des PANDA-EMCs wiegt etwa 1 kg. Da die Frontstopper mit der Alveole verklebt werden, müssen Klebestelle und Frontstoppermaterial dem Gewicht des Kristalls standhalten. Als Frontstoppermaterial wurde kohlenstofffaserverstärkter Kunststoff (kurz: CFK) verwendet, welcher bei einer relativ geringen Dichte bzw. Massenbelegung eine sehr hohe Festigkeit besitzt. Die Strahlungslänge von CFK ist  $X_{0,\text{CFK}} = 23,7 \text{ cm}$  bei einer Dichte von  $1,8 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  [45]. Zur Verbindung von Frontstopper und Alveole wurde der Zweikomponenten-Epoxidharz-Konstruktionskleber Scotch-Weld DP410 der Firma 3M gewählt. Dieser Klebstoff besitzt eine sehr hohe Festigkeit bei guter Alterungsbeständigkeit und ist außerdem zähelastisch und schnell weiterverarbeitbar, wodurch beim Auftragen und während des Aushärtens ein Verlaufen des Klebstoffs minimiert wird [46].

### 7.2.2 Konstruktion der Frontstopper

Wie erwähnt soll der Frontstopper den Kristall in z-Richtung fixieren. Erste Überlegungen zielten auf eine dünne, homogene Schicht aus CFK ab, die die gesamte Front des Kristalls abdeckt. Allerdings ist damit eine große Menge an passivem Material vor dem Kristall platziert, weshalb im nächsten Schritt eine Rahmenform angedacht wurde, durch die eine ausreichende Festigkeit mit weniger passivem Material erreicht wird. Um das Material vor den Kristallen noch weiter zu reduzieren, wurde dann statt der Rahmenform eine wesentlich kleinere Dreiecksform für die

Frontstopper gewählt. Laut Datenblatt [46] besitzt der verwendete Konstruktionskleber DP410 eine Zugscherfestigkeit von bis zu 37 MPa auf glasfaserverstärktem Epoxidharz. Dadurch, dass Alveole und Frontstopper aus CFK gefertigt sind, kann von einer ähnlich hohen Zugscherfestigkeit wie im Datenblatt angegeben, ausgegangen werden. Allerdings wird aufgrund der nicht perfekten Oberflächenbeschaffenheit ein hoher Sicherheitsfaktor für die Klebung angesetzt.

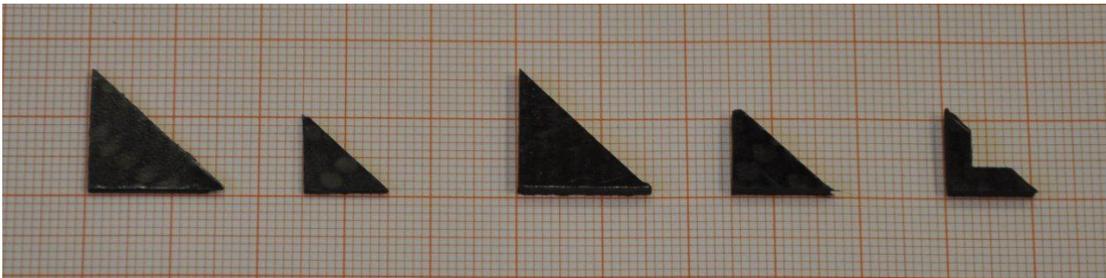
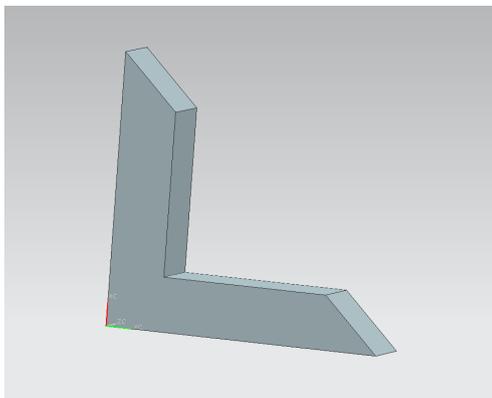


Abb. 7.3: Für erste Testmessungen gefertigte Frontstopperversionen

In Abbildung 7.3 sind die Frontstoppervarianten, die für erste Testmessungen gefertigt wurden, zu sehen. Sie wurden mit Materialdicken von 1 mm und 2 mm und Kantenlängen von 10 mm und 15 mm sowohl als volle Dreiecksform wie auch als Dreiecksform mit innen ausgefrästem Bereich (rechts abgebildet) hergestellt. Es verbleibt eine Stegbreite von 3 mm, sodass das passive Material gegenüber der vollen Dreiecksform um 25 % reduziert ist. Die Varianten besitzen ein Materialvolumen zwischen  $51 \text{ mm}^3$  und  $225 \text{ mm}^3$ . Erwähnt sei, dass eine Version, die die Kristallfront komplett abdeckt und deren Materialdicke dem Alveolenmaterial ( $180 \mu\text{m}$ ) entspricht, ein Materialvolumen von  $106 \text{ mm}^3$  hat.



(a)



(b)

Abb. 7.4: In Testmessungen bestätigte, finale Frontstopperform, die im Proto192 eingesetzt wurde. In (a) ist die zur Fertigung verwendete CAD-Ansicht und in (b) sind produzierte Frontstopper dargestellt.

Der in Abbildung 7.4 (a) und (b) dargestellte Frontstopper hat nur noch 1,5-mm-breite Seitenstege. In Testmessungen, die im folgenden Kapitel 7.2.3 beschrieben werden, hat sich diese Version des Frontstoppers als die geeignetste herausgestellt (geringste Materialbelegung bei optimalem

Halt des Kristalls) und wurde daher im Proto192 eingesetzt. Diese Version hat ein Materialvolumen von  $56 \text{ mm}^3$  und deckt 4,7 % der Kristallfront ab.

Angemerkt sei, dass für den Barrel-Bereich des PANDA-EMC Frontstopper eingesetzt werden sollen, die die Kristallfront komplett abdecken [47]. Während der Prototyp-Messungen hat sich gezeigt, dass das gewählte Frontstopperdesign (Abbildung 7.4) auch insofern vorteilhaft ist, als an der Frontfläche der Kristalle die Spiegelfolie umgeklappt werden kann, um den Kontakt zwischen Kristallrückseite und Photodetektor zu kontrollieren. Dies wäre mit einer durch CFK komplett abgedeckten Frontfläche der Kristalle nicht möglich.

### 7.2.3 Tests verschiedener Frontstopper

Im nächsten Schritt wurden die unterschiedlich dimensionierten Ausführungen einem Belastungstest unterzogen. In Abbildung 7.5 ist der Aufbau dargestellt, in dem jede Frontstopperversion mit einer 1-kg-schweren Kristallnachbildung aus Messing getestet wird.

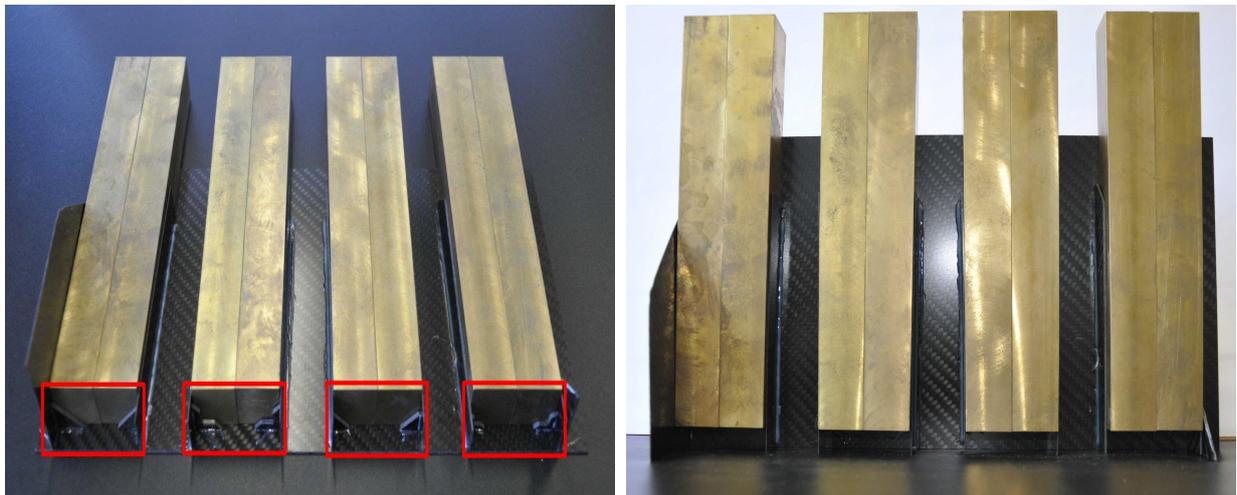


Abb. 7.5: Aufbau für Belastungstests der unterschiedlich dimensionierten Frontstopperversionen. Es können bis zu acht Frontstopper mit jeweils einer 1-kg-schweren Kristallnachbildung belastet werden.

Die Frontstopper werden in die entsprechenden Ecken des Testaufbaus geklebt, der ebenso wie die Alveolen aus CFK gefertigt ist. Nach 24 Stunden Trocknung bei Raumtemperatur erreicht der Kleber ca. 90 %ige und nach 48 Stunden 100 %ige Festigkeit. Nachdem die Kristallnachbildungen eingesetzt sind, müssen die Frontstopper wie auch die Klebung den Belastungstest über 48 Stunden bestehen. Das Resultat war positiv: Alle Frontstopper bestanden den Test. Allerdings brachen bei Belastung mit dem doppelten Kristallgewicht sämtliche Klebungen der 1-mm-dicken Frontstopper, was zeigte, dass diese Dimensionierung zu gering war. Hingegen hielten alle Frontstopper mit einer Dicke von 2 mm auch Belastungen von mehreren Kilogramm stand, ohne Defekte zu zeigen. Daher wurde der Frontstopper mit einer Dicke von 2 mm und 1,5 mm Stegbreite –  $V_{FS} = 56 \text{ mm}^3$ ,  $A_{FS} = 28 \text{ mm}^2$  (4,7 % der Kristallfrontfläche) – gewählt, siehe Abbildung 7.4 (b). Um signifikante Aussagen über die Belastbarkeit dieses Frontstopperdesigns und der

Klebung treffen zu können, wurden weitere acht Frontstopper dieser Version im Testaufbau einer Belastung von jeweils 2 kg ausgesetzt: Alle Klebungen und Materialien bewiesen ihre Tauglichkeit.

### 7.2.4 Testmessungen unter realistischen Bedingungen

Im letzten Test erfolgte die Bestückung aller Subunits des Proto192 mit der gewählten Frontstopperversion. Die insgesamt 216 verbauten Frontstopper wurden auf einer CNC-Fräsmaschine gemäß der in Abbildung 7.4 (a) dargestellten CAD-Zeichnung aus einer 2-mm-dicken CFK-Platte gefertigt.

In Abbildung 7.6 ist eine fertig bearbeitete Subunit mit Blick auf die Front mit Kristallen – in diesem Fall ohne Spiegelfolie – und eingeklebten Frontstoppnern zu sehen.

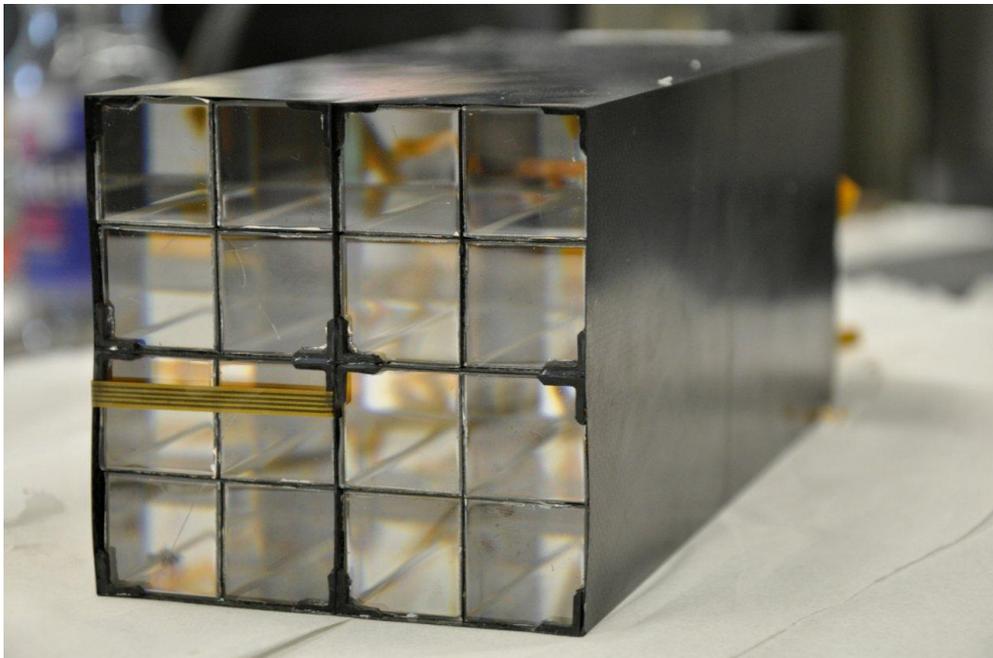


Abb. 7.6: Frontansicht einer Subunit mit jeweils einem Frontstopper vor jedem  $\text{PbWO}_4$ -Kristall. Die Spiegelfolie an der Kristallfront ist hier entfernt worden.

In Abbildung 7.7 ist der Proto192 mit Sicht auf die Subunits dargestellt. Ziel des Tests ist die Untersuchung des Verhaltens der Verklebung und der Materialien unter Temperaturschwankungen von  $\pm 30^\circ\text{C}$  sowie unter Einfluss von Erschütterungen, die durch Transport und Montage verursacht werden.

In den Testmessungen und auch während des Transports des Proto192 zu Beschleunigerzentren, haben sich bis auf einen einzigen Fall, der auf eine mangelhafte Klebestelle zurückgeführt werden konnte, die Frontstopper bewährt.

Da das Montieren der Frontstopper zeitaufwendig ist, wird in der Massenanfertigung voraussichtlich auf eine sehr dünne, geschlossene Alveolenfront zurückgegriffen, die bei der Produktion der Alveolen mitangefertigt werden könnte.

Für den Einsatz im Proto192 haben sich die Frontstopper als kostengünstige und stabile Lösung erwiesen.

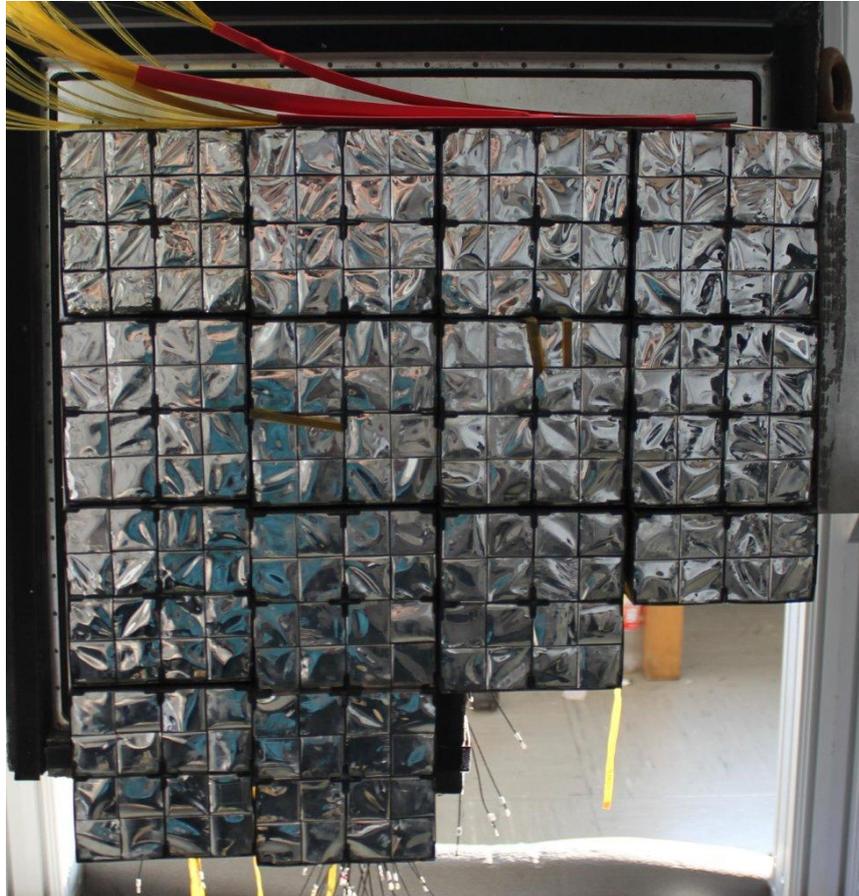


Abb. 7.7: Front des Proto192 mit eingeklebten Frontstoppfern vor jedem Kristall

### 7.3 Weiterentwicklung ultradünner Flachbandkabel

Die Überwachung der Temperatur der  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle ist äußerst wichtig, da die Lichtausbeute des Szintillatormaterials stark temperaturabhängig ist. Infolge der kompakten Bauweise des EMC sind im Bereich der Kristalle Freiräume von teilweise nur  $174\ \mu\text{m}$  vorhanden [48]. Um eine Temperaturmessung, wie in Kapitel 9 beschrieben, an Kristallen bzw. zwischen benachbarten Kristallen oder zwischen Kristall und Haltestruktur zu ermöglichen, wurden bereits in [48] erste Entwicklungen zu ultradünnen Kabeln, wie sie im Handel nicht verfügbar sind, vorgestellt. Im Folgenden werden Optimierungen dieser Kabel dargestellt und im Anschluss wird in Kapitel 7.3.1 das verbesserte Herstellungsverfahren beschrieben.

Die ultradünnen Kabel dienen hauptsächlich als Temperatursensorkabel für die oben genannten engen Bereiche, werden aber auch in leicht geänderter Ausführung für kommerzielle Pt100-Temperatursensoren, Feuchtesensoren und Drucksensoren eingesetzt.

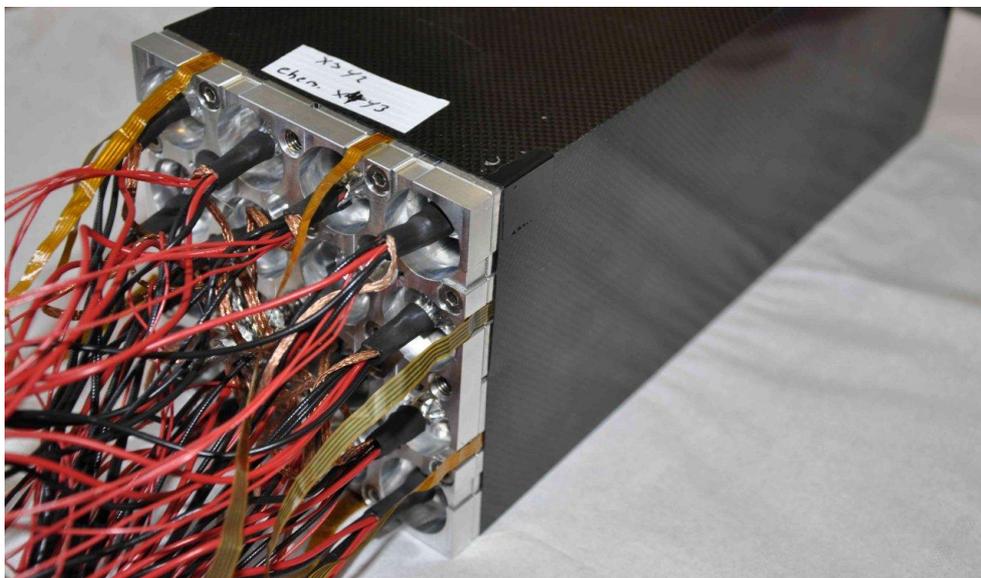


Abb. 7.8: Rückansicht einer Subunit mit acht Temperatursensoren. Erkennbar sind vier ultradünne Temperatursensorkabel (ocker), die über Nuten in den Inserts und der Mountplate herausgeführt werden.

In Abbildung 7.8 ist die Rückansicht einer mit Kristallen und Photodetektoren voll bestückten Subunit dargestellt. Zur Temperaturüberwachung ist die Subunit mit acht ultradünnen Temperatursensoren ausgestattet, wobei in dieser Perspektive vier der acht herausgeführten Sensorkabel sichtbar sind. Zu erkennen sind in der Mountplate und in den Inserts die eingefrästen Nuten (7 mm breit) links und rechts der Löcher für die Photodetektoren. Diese Nuten dienen dazu, die Sensorkabel aus dem Frontbereich herauszuführen. Sie werden nicht direkt über dem Mittelpunkt der Löcher eingefräst, da in diesem Bereich sonst zu wenig Aluminiummaterial verbleiben würde. Aufgrund des Versatzes zwischen Kristall und Nut werden Sensorkabel mit linksseitigen und rechtsseitigen Sensorflächen benötigt: Das Sensorkabel ist um 4,5 mm nach links bzw. nach rechts zur Sensorfläche verschoben. In Abbildung 7.9 ist ein linksseitiges Sensorkabel dargestellt.

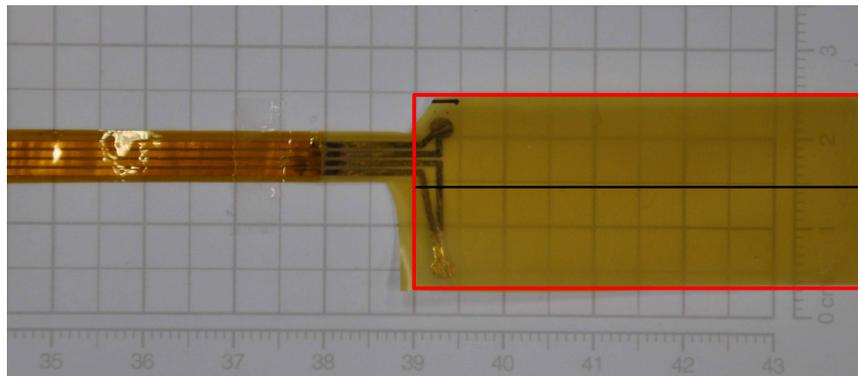


Abb. 7.9: Ausschnitt eines ultradünnen Temperatursensorkabels. Rot umrandet ist die Sensorfläche mit schwarz eingezeichneter mittlerer Achse. Die vier Leiterbahnen sind zu dieser Achse nach oben versetzt. Die Kabellänge beträgt insgesamt 44 cm.

Die zweite Verbesserung besteht darin, dass die Kupferpads dieses Sensorkabeltyps auf ein Maß von  $(2 \times 2,5) \text{ mm}^2$  vergrößert wurden, um bei der Herstellung des Sensors die Kontaktierung des Platindrahts durch Silberleitkleber zu vereinfachen. Alle sonstigen Änderungen, wie beispielsweise das Vergolden der Kontaktpads, werden in Abschnitt 7.3.1 dargestellt. Abbildung 7.10 zeigt einen Ausschnitt aus der Kabelskizze, nach der die Kabel hergestellt werden.

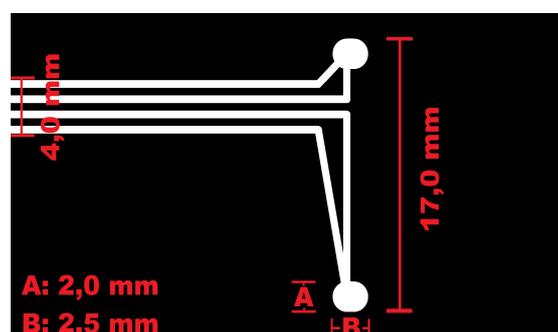


Abb. 7.10: Skizze der Vorderseite des Temperatursensorkabels mit Bemaßungen

Ein ultradünnes Temperatursensorkabel besteht aus vier Leiterbahnen und einer Sensorfläche, auf die nachträglich ein Platindraht, der als hochpräziser Temperatursensor dient, mäanderförmig aufgebracht wird. Das fertiggestellte Sensorkabel ist im Bereich der Leiterbahnen ca.  $90 \mu\text{m}$  und im Bereich des Sensors selbst maximal  $160 \mu\text{m}$  dick. Details zur Herstellung des Temperatursensors selbst sowie eine Beschreibung der Kalibrierung der Sensoren können in [49] nachgelesen werden.

Bei den Feuchtesensorkabeln erfolgten nur geringfügige Modifikationen. So hat das Kabel jetzt nur noch drei Adern (steckerseitig auf vier geführt), sodass die Leiterbahnabstände größer sind und es zu weniger Ausschuss bei der Herstellung kommt. Um ein verpolungssicheres Anlöten des kommerziellen HIH-4000-Feuchtesensors an das Kabel zu gewährleisten, trägt dieses sensorseitig die Markierungen: „+“ für Versorgungsspannung, „S“ für Signal und „-“ für Masse.

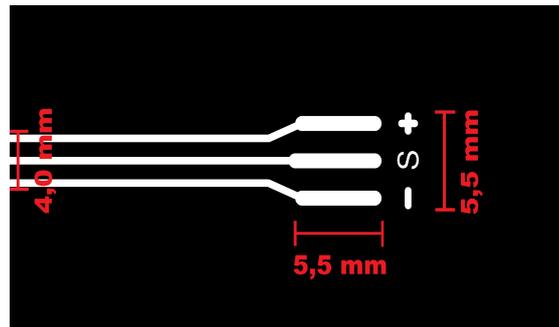


Abb. 7.11: Skizze der Vorderseite des ultradünnen Kabels für Feuchtesensoren mit Bemessungen

Neben diesen beiden Sensorkabeltypen wurde eine weitere Kabelvariante entwickelt, die zum einen für Drucksensoren eingesetzt werden kann, und zum anderen als Verlängerung für die oben beschriebenen Versionen dienen kann. Es handelt sich dabei im Prinzip um vier nebeneinander angeordnete Leiterbahnen, deren Anfangs- und Endbereich genauso aufgebaut ist wie der Endbereich der anderen Kabel, sodass durch Anlöten eine Verlängerung möglich ist. Die Layouts der Kabelskizzen für alle Kabelvarianten sind online hinterlegt:

[ep1.rub.de/~patrick/ExpMask\\_TempCable.png](http://ep1.rub.de/~patrick/ExpMask_TempCable.png)

[ep1.rub.de/~patrick/ExpMask\\_HumExtCable.png](http://ep1.rub.de/~patrick/ExpMask_HumExtCable.png)

Sie werden für das im folgenden Kapitel beschriebene Herstellungsverfahren als Belichtungsmasken benötigt.

Der Einsatz im Proto192 hat gezeigt, dass die Kabellänge von 390 mm in den meisten Fällen ausreicht, um die Signale der Temperatursensoren an den Kristallen vorbei zu den Sensor-PCBs zu führen, die die Signale aus dem Proto192 leiten. In einigen Fällen mussten die oben beschriebenen Verlängerungskabel eingesetzt werden. Als weitere Option zu den 390-mm-langen Sensorkabeln wurde eine 1-m-lange Version konzipiert, die bei größeren Distanzen eingesetzt werden kann. Hierbei ist allerdings anzumerken, dass aktuell nur Kabel bis zu einer Länge von etwa 390 mm am Institut hergestellt werden können; die längeren Kabel müssten zu höheren Produktionskosten extern gefertigt werden.

Knapp über 100 der beschriebenen ultradünnen Kabel – größtenteils Temperatursensorkabel – sind im Proto192 eingesetzt worden und haben sich bewährt. Sie sollen in dieser Form auch in den beiden anderen Bereichen des EMC, nämlich Barrel und Backward-Endcap, eingesetzt werden [47] [50].

### 7.3.1 Verbessertes Herstellungsverfahren

Als Basismaterial für die ultradünnen Flachbandkabel wird Pyralux AC182500R [51], eine zweilagige Folie der Firma DuPont verwendet. Die Folie besteht aus einer 25- $\mu\text{m}$ -dünnen Polyimidlage (auch als Kapton bekannt), die mit einer 18- $\mu\text{m}$ -dünnen Kupferlage beschichtet ist. Die Herstellung der Kabel erfolgt in einem nasschemischen Ätzverfahren. Hierzu wird durch Bedrucken einer DIN-A3-großen Folie eine Belichtungsmaske hergestellt. Für den späteren Belichtungs-

vorgang ist es wichtig, dass die bedruckten Bereiche möglichst lichtundurchlässig sind; deshalb werden zwei Folien bedruckt, und die Belichtungsmaske durch Übereinanderlegen, Ausrichten und Verkleben erzeugt.

Die Polyimid-Kupferfolie wird in einer Breite von ca.  $(30 \times 50) \text{ cm}^2$  ausgeschnitten, die Kupferseite entfettet, mit einem Glasradierer leicht angeraut und danach ein hochauflösender Trockenfilm als Ätzresist (Bungard Tentingresist) auflaminiert. Dann wird die Folie drei Minuten mit ultravioletter Strahlung belichtet, wodurch der lichtempfindliche Lack im Bereich der Leiterbahnen und Kontaktpads photochemisch aushärtet. Anschließend wird die Folie in einem auf  $35^\circ \text{C}$  angewärmten Bad aus Natriumcarbonat und Wasser ( $10 \text{ g Na}_2\text{CO}_3$  auf  $1000 \text{ ml H}_2\text{O}$ ) entwickelt. Nach dem Entwickeln kann der restliche ungehärtete Lack, der sich auf den nicht belichteten Stellen der Polyimid-Folie befindet, durch Abreiben entfernt werden.

Anschließend wird die Folie in ein Ätzgerät mit einem auf ca.  $45^\circ \text{C}$  erwärmten Gemisch von Natriumpersulfat und Wasser ( $200 \text{ g Na}_2\text{S}_2\text{O}_8$  auf  $800 \text{ ml H}_2\text{O}$ ) gelegt, in dem alle Bereiche, die zuvor nicht mit UV-Strahlung belichtet wurden, herausgeätzt werden. Das Bad reichert sich in diesem Prozess immer mehr mit herausgelöstem Kupfer an (die Ätzlösung färbt sich blau), wobei die Lösung durch eine am Boden austretende Luftströmung homogen durchmischt wird.

Die Dauer des Prozesses hängt vom Kupfersättigungsgrad der Ätzflüssigkeit ( $4 \text{ l} - 5 \text{ l}$ ) ab und liegt im Bereich von einigen Minuten. In der Praxis wird die Flüssigkeit nach zwei bis vier Vorgängen aufgrund des zu hohen Kupfergehaltes und der damit verbundenen längeren Prozessdauer ausgetauscht.

Sind alle Kupferbereiche, insbesondere die zwischen den einzelnen Leiterbahnen herausgelöst, wird die Folie aus dem Ätzbad genommen und mit Ethanol oder Isopropanol gereinigt, um Rückstände der Laminierfolie auf dem Kupfer zu entfernen. In Abbildung 7.12 ist die Folie, die in diesem Fall 24 Kabelrohlinge für Temperatursensoren enthält, nach dem Ätz- und Reinigungsprozess abgebildet.



Abb. 7.12: Polyimid-Kupferfolie nach dem Ätzprozess

Zunächst wird die Folie vor der Weiterverarbeitung mit einem Multimeter auf Kurzschlüsse und Unterätzungen überprüft und fehlerhafte Kabel werden aussortiert. Danach werden einzelne „Blöcke“ mit je einem links- und einem rechtsseitigen Kabel entlang der feinen Kupferbegrenzungslinien aus der Polyimid-Kupferfolie ausgeschnitten, und mit selbstklebendem 55- $\mu\text{m}$ -dickem und 25-mm-breitem Isolierklebeband aus Polyimid [52] abgeklebt. Dann wird jedes Kabel einzeln mit einem Skalpell und einer Schneidlehre ausgeschnitten, wodurch eine konstante Kabelbreite von 6 mm gewährleistet wird.



Abb. 7.13: *Schneidlehre*

Der Zuschnitt im Sensorbereich erfolgt ohne Schneidlehre. Bei Temperatursensoren wird eine Fläche von  $(22 \times 46) \text{ mm}^2$  und bei Feuchtesensoren werden  $(7 \times 10) \text{ mm}^2$  aus der Folie ausgeschnitten, sodass eine hinreichend große Auflagefläche zur Platzierung der Sensoren besteht. Für Drucksensorkabel bzw. Verlängerungskabel wird im rechten Winkel zu den Leiterbahnen abgeschnitten. Zur Verbesserung des elektrischen Kontakts werden die beiden Kabelenden mit Gold-Elektrolyt galvanisiert. Für eine einfache Platzierung und einen guten Halt der Kabel in den verwendeten 4-poligen FFC<sup>1</sup>-Steckern (Firma Molex, Typ 52271-0479 [53]), werden die steckerseitigen Kabelenden mit sechs Lagen des oben genannten Isolierklebebands (Gesamtdicke am Kabelende 400  $\mu\text{m}$ ) auf einer Länge von 25 mm unterfüttert, und auf 5,2 mm Breite zugeschnitten. Hierdurch werden Kontaktprobleme an den Steckern (vgl. Kapitel 9.2.1) reduziert. Zur Endkontrolle wird das Kabel in einen 4-poligen FFC-Stecker geführt, auf Passform geprüft und der Widerstand gemessen: bei den Temperatursensorkabeln zwischen den Steckerkontakten 1-2 und 3-4 (jeweils ca. 2  $\Omega$ ) und bei den anderen Kabeltypen zwischen dem jeweiligen Steckerkontakt und dem Kabelende (jeweils ca. 1  $\Omega$ ). Ein fertiggestelltes ultradünnes Kabel für Temperatursensoren ist in Abbildung 7.14 zu sehen.

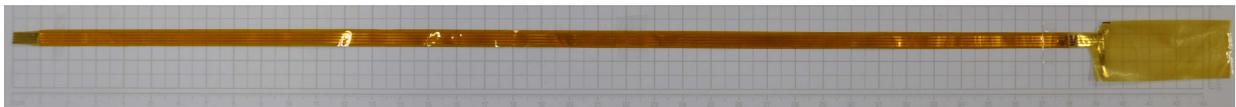


Abb. 7.14: *Temperatursensorkabel*

Eine Anleitung zur Anfertigung von ultradünnen Flachbandkabeln ist online hinterlegt:

[ep1.rub.de/~patrick/Kabelanfertigung.pdf](http://ep1.rub.de/~patrick/Kabelanfertigung.pdf)

Die Sensorfläche des Kabels (im äußersten rechten Bereich) dient als Trägerschicht für einen Platindraht, der einen Durchmesser von 25  $\mu\text{m}$  hat und bei einer Länge von 500 mm einen Widerstand von 100  $\Omega$  bei 0 °C besitzt (bei den eingesetzten Sensoren weicht dieser Wert produktions-

<sup>1</sup>Flexible Flat Cable

bedingt um bis zu  $8 \Omega$  ab). Der angestrebte Widerstandswert entspricht den Daten eines kommerziellen Pt100-Temperatursensors, allerdings weisen die selbstentwickelten Sensoren [49] durch die geringe Kabeldicke und den dünnen Platindraht nur eine Gesamtdicke von  $135 \mu\text{m}$  auf. Lediglich im Bereich der Kupferkontaktpads ist die gemessene Sensorkabeldicke mit  $(160 \pm 10) \mu\text{m}$  größer [49], da dort der Platindraht mit Silberleitkleber aufgeklebt wird und das Isolierklebeband des Sensorbereichs mit dem des Kabels überlappt; außerhalb des Sensors beträgt die rechnerische Kabeldicke  $d_{\text{Kabel}} = 98 \mu\text{m}$ . Für die für den Proto192 produzierten Kabel wurde mit einem Messschieber die Dicke zu  $d_{\text{Kabel}} = (90 \pm 10) \mu\text{m}$  bestimmt.

Die Feuchtesensoren werden durch Auflöten auf die vorgesehenen Kontaktpads angebracht. Auf der Polyimidfolie darf 10 s lang bei einer Temperatur von bis zu  $288^\circ\text{C}$  gelötet werden, ohne dass Beschädigungen entstehen [51]. Anschließend werden die Kontakte des Sensors und der Bereich der Lötstellen mit Isolierband abgeklebt, um diese vor äußeren Einflüssen zu schützen und elektrisch zu isolieren.

Zum Schluss werden alle Sensorkabel mit Seriennummern beschriftet, die zusammen mit den Kalibrierungswerten in eine Datenbank eingetragen werden.

# Kapitel 8

## Vermeidung von Eisbildung im EMC

### 8.1 Vorbemerkungen

Aus Gründen, die bereits in Kapitel 6.5.1 dargelegt wurden, ist für das  $\overline{\text{PANDA}}$ -EMC eine Arbeitstemperatur von  $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$  gewählt worden. Das Herunterkühlen des Kalorimeters bringt neben dem Vorteil der Erhöhung der Lichtausbeute von  $\text{PbWO}_4$  allerdings auch Nachteile. Das Hauptaugenmerk liegt hier auf der Vermeidung von kondensiertem Wasserdampf und der Bildung von Eis im EMC.

Um diese Anforderung zu erfüllen, wurde ein Spülkonzept entwickelt, das mit gefilterter, getrockneter und temperierter Druckluft arbeitet. Tests haben unter realistischen Bedingungen am Proto192 stattgefunden. Dem Spülkonzept liegen Ergebnisse von [48] zugrunde. Es hat sich gezeigt, dass zu Beginn der Spülphase in kleinsten Überdruck-zu-Normaldruckzyklen gespült werden muss, um auch in engsten Spalten ( $\approx 180\text{ }\mu\text{m}$ ) der Endkappe feuchte Luft gegen aufbereitete Luft auszutauschen. Im Hinblick auf unvermeidliche Undichtigkeiten im Aufbau und um Temperaturinhomogenitäten zu vermeiden, soll anschließend das Kalorimeter permanent mit dem aufbereiteten Gas gespült werden, damit die Luftfeuchtigkeit kontinuierlich niedrig gehalten wird.

Im folgenden Kapitel 8.2 wird zunächst der Experimentaufbau beschrieben; insbesondere wird auf die Druckluftaufbereitung und die Überwachung der Umgebungsparameter Luftfeuchtigkeit, Temperatur und Druck eingegangen. In Kapitel 8.3 wird die Entwicklung einer Schaltung vorgestellt, die zur Regelung der Druckzyklen und zum Schalten der Luftströmung eingesetzt wird. Abschließend werden die Resultate der Tests mit dem Proto192 vorgestellt.

## 8.2 Experimentaufbau

Der Experimentaufbau besteht aus vier wesentlichen Komponenten, die in Abbildung 8.1 schematisch dargestellt sind.

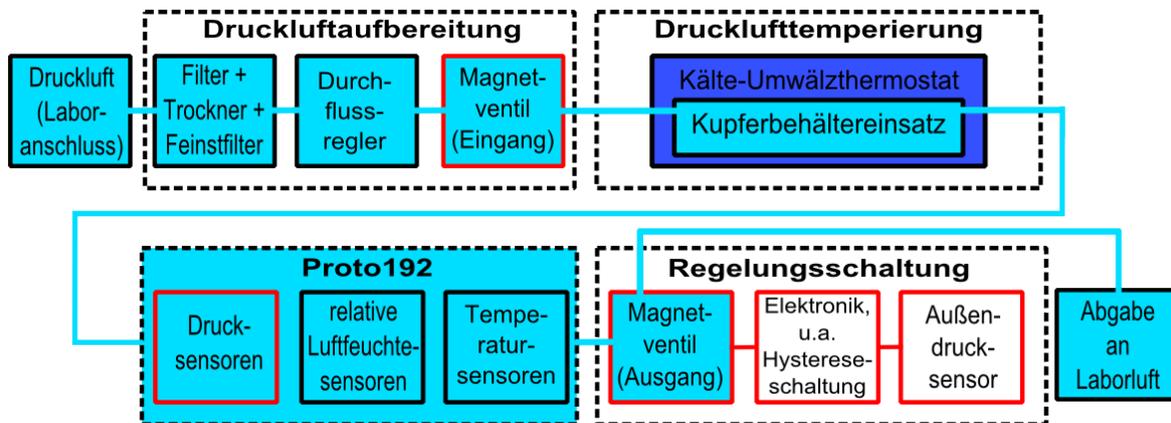


Abb. 8.1: Schematischer Aufbau des Setups zur Vermeidung von Eisbildung im Proto192. Rot umrandet sind die Komponenten der elektrisch gesteuerten Flussregelung.

Die Labor-Druckluft wird als Erstes gefiltert, um mögliche Verunreinigungen, z.B. Ölpartikel, zu entfernen. Anschließend wird die relative Luftfeuchtigkeit (kurz: rF) über einen Gastrockner abgesenkt, und das Gas noch einmal feinstgefiltert. Danach wird der Druck abgesenkt und der Fluss über einen Durchflussregler auf etwa 100 l/h eingestellt. Das nun gefilterte und getrocknete Gas wird im nächsten Schritt in einem Kupfereinsatz, der sich in einem Thermostatbad befindet, auf die gewünschte Temperatur gebracht.

Über thermisch isolierte Schläuche gelangt das temperierte Gas über eine Bohrung in der Backplate in den Proto192. Von dort umströmt es die Alveolen und gelangt über eine weitere Bohrung im unteren Bereich der Backplate sowie über schmale Schlitz, z.B. Durchführungen der Sensorkabel an der Mountplate, in den rückwärtigen Bereich. Dort umströmt die Luft u.a. Kabel und die Sensorplatinen, und gelangt über ein Ventil nach außen. Dieses Ventil befindet sich neben dem Einlassventil, ist allerdings nicht zur Front-, sondern zur Rückseite ausgerichtet. An Ein- und Ausgang befinden sich je ein Luftfeuchte- sowie ein Temperatursensor. Zusätzlich werden an sechs weiteren Stellen die Feuchtigkeit, sowie an zahlreichen anderen Punkten die Temperatur permanent überwacht.

Das ausströmende Gas wird über einen isolierten Schlauch durch ein Magnetventil an die Umgebung abgegeben. Über eine elektrische Regelungsschaltung lassen sich dieses und ein weiteres Magnetventil in der Zuleitung zum Proto192 schließen bzw. öffnen. Mittels Drucksensoren innerhalb und außerhalb des Proto192 wird die Druckdifferenz zwischen dem Inneren des Prototyps und der Umgebung bestimmt, und kann über die Schaltung, die die Magnetventile steuert, eingestellt werden. Somit kann mit Druckzyklen ( $\approx 5$  mbar) die feuchte Luft in den engen Bereichen des Proto192 ausgetauscht werden. Für einen detaillierten Überblick werden die einzelnen Komponenten des Versuchsaufbaus im Folgenden näher beschrieben.

### 8.2.1 Druckluftaufbereitung

Die Druckluft aus dem Laboranschluss wird über einen Gewebeschlauch zum Mikrofilter (BEKO XZ DP MFD 05) geführt.

Der vorgereinigten Druckluft wird anschließend über einen Membran-Drucklufttrockner (BEKO Drypoint M) der Wasserdampf entzogen, sodass die relative Luftfeuchtigkeit auf weniger als 2 % reduziert wird. Durch den nachgeordneten Aktivkohlefilter (BEKO XZ DP MFD 09) wird die Luft noch einmal feinstgefiltert. Der Drucklufttrockner benötigt einen Vordruck von mindestens 3,5 bar, um einwandfrei zu funktionieren. Dieser Druck ist für den nachgeschalteten Durchflussregler (PKP DS 10.2.1.1.1.06.1.0) und das Magnetventils zu hoch, und daher wird zwischen Mikrofilter und Durchflussmesser ein Druckminderer geschaltet, der den Druck auf maximal 0,5 bar reduziert. Der Durchflussmesser besitzt eine Glaskanüle mit Schwebekugel zur Visualisierung des momentanen Flusses, der durch ein Nadelventil eingestellt wird. Für die nachstehend beschriebenen Messungen wurde ein Fluss von etwa 100 l/h eingestellt. Am Ausgang des Durchflussreglers befindet sich ein Magnetventil, mit dem der Durchfluss elektrisch gesperrt werden kann.



Abb. 8.2: Aufbau zur Aufbereitung der Druckluft. Von links nach rechts: Mikrofilter, Membran-Drucklufttrockner, Feinstfilter, Druckminderer, Durchflussmesser mit nachgeschaltetem Magnetventil.

Das Temperieren des aufbereiteten Gases auf die im EMC vorherrschende Temperatur geschieht wie folgt: Es wird ein Kälte-Umwälzthermostat der Firma Julabo (Typ FP50) verwendet, der mit Methanol und Wasser in der Mischung 1:1 als Kühlmittel betrieben wird (siehe Abbildung 8.3 links). Im Thermostatbad ist ein Kupferbehälter eingebaut mit einem Ein- und einem Auslass, wobei am Einlass die Leitung für das aufbereitete Gas angekoppelt ist (siehe Abbildung 8.3 rechts). Das Innere des Behälters ist mäanderförmig aufgebaut und mit Kupferwolle ausgelegt, sodass möglichst viel Oberfläche zur Wärmeübertragung zwischen der durchströmenden Druckluft und dem außen anliegenden Kühlmittel vorhanden ist.

Die temperierte Druckluft wird am Ausgang des Kupferbehälters in einen speziell isolierten Druckluftschlauch eingekoppelt. Dieser besteht aus einem Innenschlauch (methanol- und kältebeständige Kraftstoffleitung), durch den das Gas strömt, und aus einem Gewebeschlauch, der mit doppeltem Durchmesser die Kraftstoffleitung umgibt, und durch den das Kühlmittel des Kälte-Umwälzthermostaten strömt. Dieser Gewebeschlauch ist mit wärmedämmendem Material von 2,5-cm-Dicke ummantelt, um eine effiziente thermische Isolierung zu erreichen. Da zur Tempe-



Abb. 8.3: Aufbau zur Temperierung des aufbereiteten Gases. Im Bad des Kälte-Umwälzthermostaten (links) befindet sich der rechts dargestellte Kupferbehälter, durch den das Gas strömt und wo die Temperatur des Gases sich an die Kühlmitteltemperatur angleicht.

rierung des Gases ein Kälte-Umwälzthermostatbad zur Verfügung steht, ist diese Isoliermethode praktikabel.

Der Innenschlauch, durch den die Druckluft innerhalb der Isolierung strömt, wird über eine gasdichte Schnellkupplung an den Gaseinlass des Proto192 angeschlossen, sodass das getrocknete Gas mit der gewählten Temperatur in das Innere des Proto192 gelangt.

### 8.2.2 Überwachung der Umgebungsparameter

Wie in Kapitel 8.2 erwähnt, sind im Proto192 diverse Sensoren verbaut: acht Sensoren zur Bestimmung der relativen Gasfeuchtigkeit, zahlreiche Temperatursensoren sowie drei Drucksensoren. Bis auf einen Drucksensor werden alle genannten Sensoren mithilfe von THMPs (siehe Kapitel 9) versorgt und ausgelesen, und die Werte dem Benutzer über eine Datenbank bzw. eine grafische Benutzeroberfläche direkt zugänglich gemacht, sodass eine Kontrolle der Messwerte jederzeit möglich ist.

Einer der drei oben erwähnten Drucksensoren wird für die Regelungsschaltung benötigt, die im folgenden Kapitel 8.3 näher beschrieben wird.

### 8.3 Entwicklung der Steuerungselektronik

Mithilfe der Regelungsschaltung können zwei Modi zum Spülen des Proto192 eingestellt werden: permanenter Fluss oder Spülen in einem Überdruck-zu-Normaldruckzyklus. Die Druckdifferenz zwischen Innen- und Außenbereich des Proto192 wird zuvor eingestellt. Die Hauptkomponenten der Schaltung zur Erzeugung der Druckzyklen sind vier Operationsverstärker. Sie bilden die Differenz aus der Signalspannung des Drucksensors im Außenbereich des Proto192 und des Drucksensors im Inneren des Aufbaus und steuern die beiden Magnetventile am Ein- und Ausgang. Dies erfolgt nach einer eingestellten Kennlinie für eine Schalthysterese (Prinzip eines Schmitt-Triggers).

Die beiden Magnetventile haben verschiedene Ruhestellungen: Das Eingangsventil ist stromlos geschlossen, das Ausgangsventil ist stromlos geöffnet. Dies hat hauptsächlich sicherheitsrelevante Gründe, damit bei Stromausfällen kein unkontrollierter Überdruck im Proto192 aufgebaut wird. Bei anliegender 24-V-Gleichspannung schaltet das Eingangsventil auf, das Ausgangsventil schließt und es baut sich Überdruck im Proto192 auf. Bei den in Kapitel 8.4.1 vorgestellten Messungen wurde ein Überdruck von 5 mbar eingestellt.

Die Ausgangssignale der beiden Drucksensoren (MPXA-4115AC6U [54]) der Firma Freescale Semiconductor Inc. liegen mit (0 - 4,5) V DC an den beiden Eingängen eines Dual-Operationsverstärkers (OP-10, Analog Devices, Inc.) an, der als Spannungsfolger ausgelegt ist, um das Signal für die weitere Nutzung auf der Schaltung belastbar zu machen. Eine Hysterese ist gewählt worden, um die Schaltzyklen zwischen den Überdruck-zu-Normaldruckintervallen zu verkürzen sowie um insbesondere ein unerwünschtes Dauerschalten im Grenzbereich zu vermeiden. Sobald das eingestellte Überdruckniveau erreicht ist und die Magnetventile geschlossen bzw. geöffnet werden, fällt der Druck im Proto192 entsprechend einer exponentiellen Funktion ab, sodass nicht am Minimum, sondern bereits bei einer voreingestellten leicht höheren Schwelle der nächste Überdruckzyklus gestartet wird. Ist die eingestellte Überdruckdifferenz erreicht, werden die Ausgangssignale ( $\pm 15$  V) der Schalthysterese auf einen MOSFET geschaltet und wieder Normaldruck hergestellt. Die Schaltdifferenz der Hysterese wird über Widerstandspotentiometer eingestellt. Abbildung 8.4 verdeutlicht das Prinzip durch Darstellung einer typischen Übertragungskennlinie.

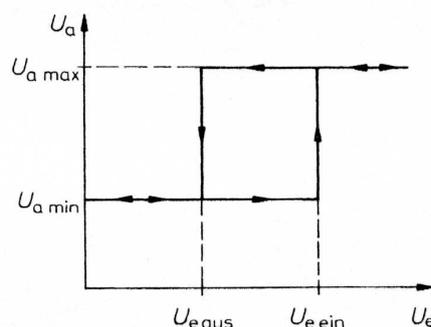


Abb. 8.4: Übertragungskennlinie (Schalthysterese), nach deren Prinzip die Regelungsschaltung funktioniert [55]

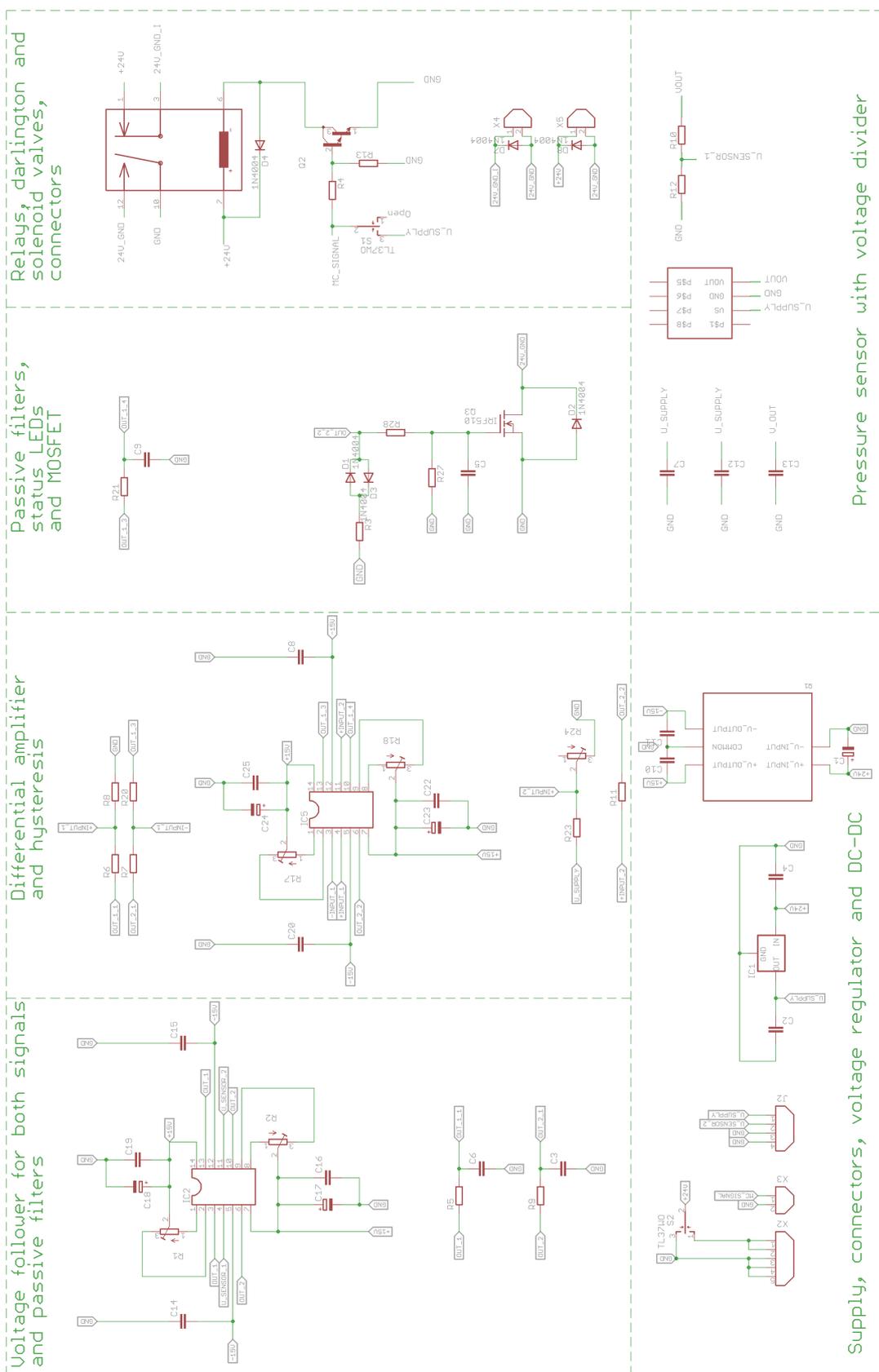


Abb. 8.5: Schaltplan der Druckluftsteuerung

Die gesamte Schaltung wird mit +24 V DC versorgt, aus denen ein DC/DC-Wandler (IH2415SH Firma XP Power)  $\pm 15$  V erzeugt, die zur Versorgung der Operationsverstärker benötigt werden. LEDs zeigen den Status der Schaltung an. Wird auf permanenten Fluss eingestellt, wird der Stromkreis zum Eingangsventil geschlossen und zum Ausgangsventil geöffnet, sodass beide Magnetventile geöffnet sind und ein permanentes Durchströmen des Proto192 erfolgt. In Abbildung 8.6 ist die Schaltung dargestellt und in ?? ist der Schaltplan mit den Komponenten sowie weiteren Bauteilen, z.B. zur Signalfilterung, abgebildet.

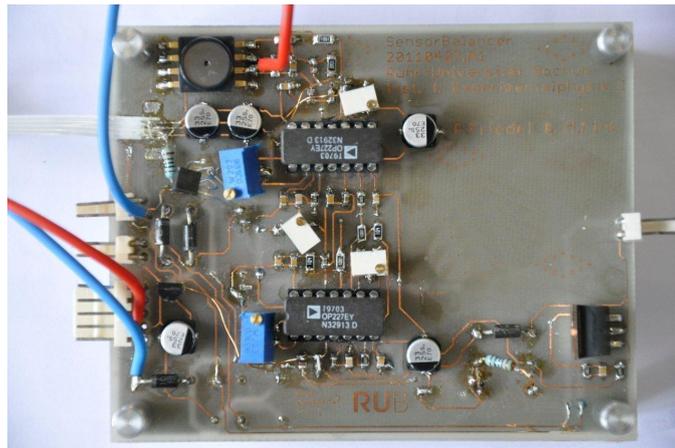


Abb. 8.6: Ansicht von oben auf die Regelungsschaltung, die sich während des Betriebs zur Abschirmung in einem Aluminiumgehäuse befindet.

Neben dem Einstellen der Spülmodi über einen Schalter ist es auch möglich, die Schaltung mit einem THMP zu verbinden und über ein GUI zu steuern.

## 8.4 Verfahren zur Verteilung der Trockenluft

Zur Verteilung der aufbereiteten Druckluft im Proto192 wurden zwei unterschiedliche Spülmodi getestet. Wie bereits erwähnt, wird im ersten Verfahren der abgekühlte Prototyp permanent mit dem Gas durchspült, um dauerhaft eine niedrige relative Luftfeuchtigkeit zu gewährleisten. Im zweiten Verfahren wird der Prototyp in Zyklen von 5-mbar-Überdruck und Normaldruck durchspült; dieses Verfahren kann alternativ in Abkühlphasen zum Einsatz kommen, beispielsweise nachdem am geöffneten Prototyp Umbauten oder Reparaturen durchgeführt wurden.

### 8.4.1 Ergebnisse der Spültests

Drei Fragen stehen zur Klärung an: Erstens soll ermittelt werden, in welcher Zeit durch permanentes Spülen die Luftfeuchtigkeit im Prototyp bei einer konstanten Temperatur von +20 °C von einem Wert  $> 40$  % rF auf  $< 15$  % rF reduziert werden kann. Des Weiteren wurde die Dauer der Abkühlphase des Proto192 von +20 °C auf -25 °C bestimmt, unter Beachtung einer annähernd

stabilen, niedrigen Gasfeuchte, sodass sich Kondenswasser bzw. Eis nicht bilden können. Drittens wurden Messungen mit der Spülmethode in Druckzyklen durchgeführt. Hierbei ist von besonderem Interesse zu erfahren, ob Luftfeuchtigkeit auch aus den engsten Bereichen ( $\sim 180\ \mu\text{m}$ ) im Aufbau entfernt werden kann.

Angemerkt sei, dass die verwendeten Sensoren aus der HIH4000-Serie des Herstellers Honeywell eine relative Messungenauigkeit von  $\pm 3,5\ %\ \text{rF}$  aufweisen [56], bei der es sich um einen in diesem Sensorsegment niedrigen Wert handelt, der für den Einsatz im EMC annehmbar ist; allerdings muss diese Messunsicherheit beim Vergleich der gemessenen Werte berücksichtigt werden (aus Gründen der Übersichtlichkeit ist der Fehler in den Diagrammen nicht dargestellt).

In Abbildung 8.7 ist die gemessene relative Feuchtigkeit an Ein- und Ausgang sowie aus dem front- und rückseitigen Bereich des Proto192 dargestellt. Bei dieser Messung wurde der Prototyp, nachdem er nach baulichen Veränderungen geschlossen worden war, permanent mit dem getrockneten Gas bei einer Temperatur von  $+20\ ^\circ\text{C}$  durchströmt.

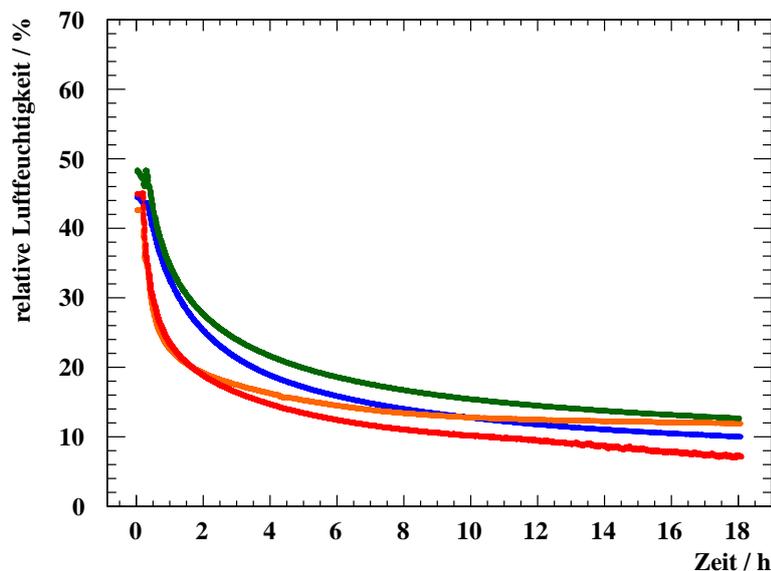


Abb. 8.7: Relative Luftfeuchtigkeit im Proto192 bei konstantem Fluss und konstanter Temperatur. Eingangssensor (rot) bzw. Ausgangssensor (blau), Front- (orange) bzw. rückseitiger Sensor (grün).

Im Frontbereich, in den die aufbereitete Druckluft einströmt, fällt erwartungsgemäß die relative Luftfeuchtigkeit mit dem größten Gradienten ab. Bei konstantem Fluss und konstanter Temperatur folgt der Trocknungsprozess einer Exponentialfunktion; nicht alle Bereiche des Innenvolumens werden gleichmäßig durchspült, was sich an den Gradienten der einzelnen Kurven erkennen lässt. Für die Dauer der Trocknung des gesamten Innenvolumens auf  $< 15\ %\ \text{rF}$  bei konstanter Temperatur wurden 12 Stunden als Höchstwert ermittelt.

Von großem Interesse ist die zweite Frage: Es gilt herauszufinden, in welchem Zeitintervall der Prototyp, unter Vermeidung von Kondensation, von Raumtemperatur auf  $-25\ ^\circ\text{C}$  heruntergekühlt werden kann. Hierfür stehen zwei Verfahren zur Verfügung: Entweder wird die Temperatur in

fünf festgelegten Stufen abgesenkt, wobei die jeweils niedrigere Temperaturstufe erst bei Erreichen einer festgelegten relativen Luftfeuchte angesteuert wird, oder die Temperatur wird gleichmäßig abgesenkt, wobei bei einer relativen Luftfeuchte ab ca. 70 % der Abkühlprozess vorübergehend unterbrochen werden muss, um Kondensation zu vermeiden.

Diese Messung wurde im Rahmen von Tests mit dem Proto192 am CERN durchgeführt. Hier lagen leicht andere Umgebungsbedingungen als im Labor vor, was sich in einer etwas höheren Luftfeuchte zeigt. In Abbildung 8.8 sind die Messergebnisse für die relative Feuchtigkeit eingetragen.

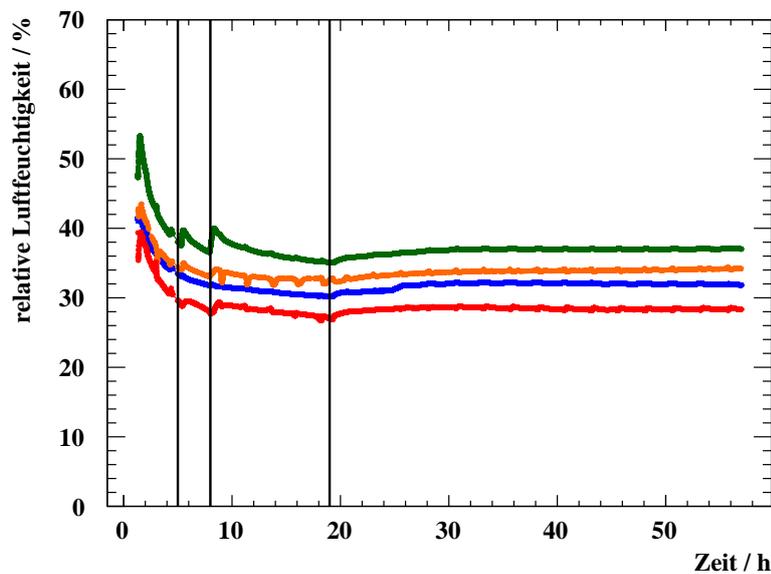


Abb. 8.8: Relative Luftfeuchtigkeit im Proto192 bei konstantem Fluss und stufenweiser Absenkung der Temperatur von  $\approx +20^\circ\text{C}$  auf  $-10^\circ\text{C}$ ; nach knapp 19 h (dritte vertikale Linie) wird die Temperatur auf  $-25^\circ\text{C}$  abgesenkt.

Zunächst wurde die Temperatur im Proto192 stufenweise abgesenkt. Hinter der ersten und zweiten vertikalen Linie ist ein Anstieg der relativen Luftfeuchtigkeit zu verzeichnen. Die absolute Luftfeuchte bleibt konstant, allerdings kann kältere Luft weniger Wasserdampf aufnehmen, sodass die relative Luftfeuchtigkeit steigt. Da nach knapp 19 Stunden der festgelegte rF-Wert, der ein Abkühlen auf die letzte Temperaturstufe erlaubt, nicht erreicht wurde, ist auf die zweite Variante – das permanente Absenken der Temperatur auf  $-25^\circ\text{C}$  – umgestellt worden. Während dieses Prozesses hat sich die relative Luftfeuchte lediglich um  $\approx 2\%$  erhöht, und es hat sich im Proto192 ein Wert von  $(33 \pm 5)\%$  rF bei  $-25^\circ\text{C}$  eingestellt. Da auch hier die relative Luftfeuchtigkeit stets unter 70 % blieb, sodass der Abkühlprozess nicht unterbrochen werden musste, kam es zu keiner Verzögerung. Das zeigt, dass in der Praxis die zweite Variante praktikabler ist. Das Verfahren, mit einem permanenten Trockenluftfluss gleichmäßig abzukühlen, ist noch einmal von  $+20^\circ\text{C}$  ausgehend, unter Laborbedingungen getestet worden. Hierbei wurde zunächst bei konstanter Temperatur gespült, dann auf  $0^\circ\text{C}$  abgekühlt – zur Vermeidung großer Temperatur-

gradienten in den  $\text{PbWO}_4$ -Kristallen, die auf der Rückseite stärker gekühlt werden als auf der Frontseite – und nach einigen Stunden weiter auf  $-25\text{ °C}$  abgesenkt. Hierbei hat sich die Leistungsfähigkeit dieser Spülmethode in der Praxis noch einmal bewiesen.

Zur Bestimmung der Zeit, die erforderlich ist, um das Innenvolumen während des Abkühlens des Prototyps zu trocknen, wird die Messung am CERN für eine worst-case-Abschätzung – anfänglich wurde hier zeitaufwendig in mehreren Stufen heruntergekühlt – gewählt. Bei einem konstanten Fluss von 100 l/h zeigte sich beim Abkühlen von  $+20\text{ °C}$  auf  $-25\text{ °C}$ , dass sich die relative Luftfeuchtigkeit von  $(47 \pm 7)\%$  bei  $+20\text{ °C}$ , auf  $(33 \pm 5)\%$  bei  $-25\text{ °C}$  absenkte. Dies entspricht einer Reduzierung der absoluten Luftfeuchte von  $(8,1 \pm 1,2)\text{ g/m}^3$  auf  $(0,25 \pm 0,05)\text{ g/m}^3$ , also einer Reduzierung des Wasserdampfanteils im Innenvolumen um 97 %. Eine konstante Luftfeuchte im Aufbau ist nach etwa 24 Stunden erreicht, was als obere Abschätzung für die Trocknungsdauer festgelegt wird.

Die dritte zu klärende Frage zielt darauf ab, ob sich feuchte Luft auch aus engsten Spalten ( $\sim 180\text{ }\mu\text{m}$ ), z.B. zwischen den Kristallen, entfernen lässt. Hierbei wurde in Druckzyklen gespült, da sich bereits in [48] gezeigt hatte, dass eine Reduzierung der Luftfeuchtigkeit in engsten Bereichen nicht mit konstantem Fluss erreicht werden kann. Da hier eine direkte Messung der Luftfeuchtigkeit nicht möglich ist, wird zur Beurteilung, ob durch Spülen in Druckzyklen Luftfeuchte auch in diesen Bereichen reduziert werden kann, eine indirekte Messmethode gewählt: Steigt die relative Luftfeuchtigkeit im gesamten Innenvolumen beim Umschalten von konstantem Fluss auf Spülen in Überdruck-zu-Normaldruckzyklen an, kann auf eine Trocknung auch in den engsten Bereichen geschlossen werden. Die dort vorhandene feuchte Luft durchmischt sich mit der trockenen Luft des Gesamtvolumens, das von den Feuchtesensoren überwacht wird.

Hierbei wurde der Prototyp bei Raumtemperatur betrieben und konstant mit aufbereiteter Druckluft durchströmt. Bei konstanter Feuchtigkeit wurde vom permanenten Spülfluss auf das Überdruck-zu-Normaldruckverfahren umgestellt. Die mit zwei Frontsensoren erzielten Messergebnisse sind in Abbildung 8.9 dargestellt.

Es ist deutlich zu erkennen, dass zum Zeitpunkt  $t \approx 2,5\text{ h}$ , als der Spülmodus umgestellt wurde, die relative Luftfeuchtigkeit im Aufbau schnell anstieg und anschließend langsam abfiel. Dieser Anstieg, der von den Feuchtesensoren im Aufbau gemessen wird, wird darauf zurückgeführt, dass sich die feuchte Luft aus den Spalten mit der trockenen Luft durchmischt. Auf der Grundlage der Ergebnisse der indirekten Messung wird auf die Tauglichkeit des Verfahrens geschlossen. Weiterhin konnte auch keine Feuchtigkeit in Spaltbereichen nach dem Öffnen des Prototyps anlässlich von Umbauten festgestellt werden.

In Abbildung 8.10 ist die relative Luftfeuchtigkeit einer weiteren Messung dargestellt. Hierbei wurde der Prototyp, nachdem er nach Reparaturen wieder verschlossen war, gemäß dem Überdruck-zu-Normaldruckverfahren bei  $+20\text{ °C}$  mit dem getrockneten Gas durchströmt. Diese Messung dient zur Beurteilung, wie lange es bei Anwendung dieses Verfahrens dauert, bis das Innenvolumen von  $\approx 60\%$  auf  $< 15\%$  getrocknet ist. Damit ist ein Vergleich der Effizienz beider Verfahren möglich.

Im Vergleich zu den Werten in Abbildung 8.7 liegt hier die relative Luftfeuchte zu Beginn der Messung etwas höher ( $52\%$  -  $63\%$ ). Der Abfall der relativen Luftfeuchtigkeit stellt sich etwas anders dar; die Werte liegen nach 18 Stunden zwischen  $20\%$  rF und  $8\%$  rF und damit um bis zu  $6\%$  rF höher als im Spülmodus mit permanenten Fluss. Dass die Trocknung des Innenvolumens

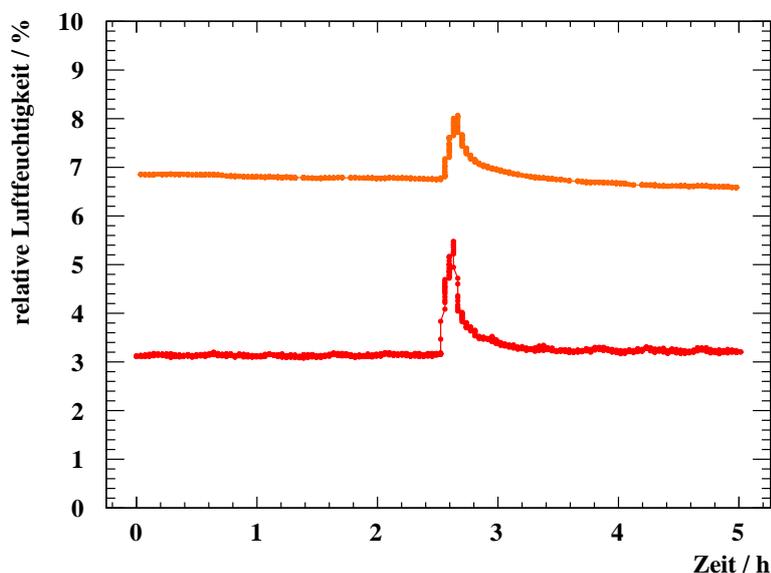


Abb. 8.9: Relative Luftfeuchtigkeit im Proto192 bei konstanter Temperatur und konstantem Fluss, wobei das niedrige Feuchteniveau durch permanentes Spülen über einen längeren Zeitraum (nicht dargestellt) erreicht wurde. Zum Zeitpunkt  $t \approx 2,5$  h wurde auf Spülen im Überdruck-zu-Normaldruckverfahren umgestellt: Die relative Luftfeuchte steigt im Frontbereich kurzzeitig an. Dies wird als Nachweis für den Austausch von feuchter durch trockene Luft in den Spalten gewertet.

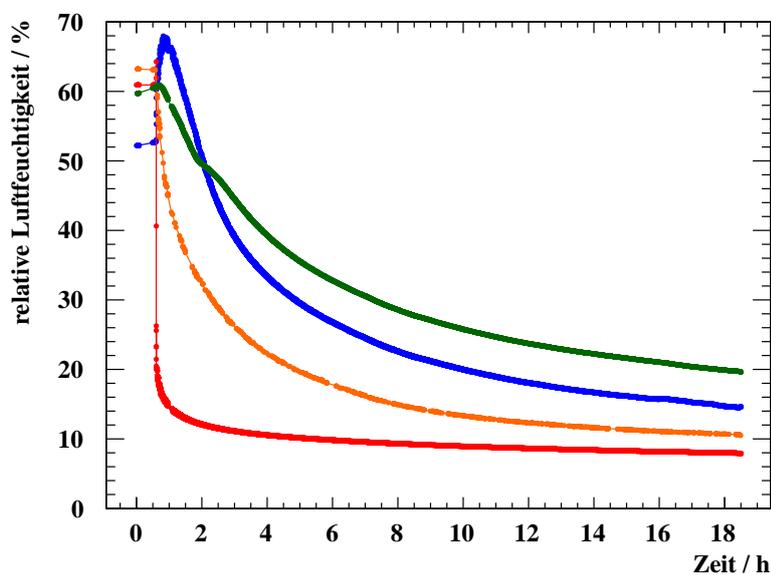


Abb. 8.10: Relative Luftfeuchtigkeit im Proto192 bei Anwendung des Überdruck-zu-Normaldruckverfahrens bei konstanter Temperatur

hier langsamer verläuft, hängt damit zusammen, dass nachdem der eingestellte Überdruck erreicht ist, das Eingangsventil für 1-3 Sekunden geschlossen wird, bis sich im gesamten Proto192 wieder Normaldruck eingestellt hat. Daher ist der Volumenstrom kleiner. Das Spülen in Druckzyklen ist allerdings auch nicht für einen permanenten Betrieb vorgesehen, sondern soll in den Anfangsphasen für einen Luftaustausch in den engsten Bereichen sorgen.

### 8.4.2 Eignung für die Vorwärtsendkappe

Anhand der Ergebnisse der Testmessungen sind Aussagen über die Leistungsfähigkeit der Spülverfahren in der Vorwärtsendkappe des PANDA-EMC möglich. Das Spülen mit permanentem Fluss hat sich im Proto192 bewährt; es konnte auch gezeigt werden, dass durch Spülen in Druckzyklen feuchte Luft auch aus engsten Spalten beseitigt werden kann.

Bei allen Messungen wurde mit einem Fluss von 100 l/h gespült. Die zum Trocknen des Innenvolumens benötigte Zeit von etwa 24 Stunden liegt unter der Dauer, die in [57] für den Abkühlprozess der Kristalle bestimmt wurde. Dies zeigt, dass ein Fluss in der Größenordnung von 100 l/h einen angemessenen Wert darstellt. Im Proto192 sind 216 Kristalle verbaut, deren Abstände zu Front-, Seiten- und Rückabdeckungen ähnlich, teilweise sogar identisch sind mit den Abmessungen in der Vorwärtsendkappe [49]. Um dort in einer annähernd gleichen Zeit wie im Proto192 das Innenvolumen zu trocknen, wird als erste Abschätzung der hierzu benötigte Fluss hochskaliert: Mit der Anzahl der Kristalle skaliert, ergibt sich ein Volumenstrom von rund 1800 l/h. Mit einem Innendurchmesser der Leitungen zwischen (3 - 5) mm ergibt sich eine recht hohe Flussgeschwindigkeit von (70,7 - 25,5) m/s. Um eine handhabbare Flussgeschwindigkeit zu erzielen, gibt es die Möglichkeit, den Volumenstrom zu reduzieren oder den Leitungsquerschnitt zu erhöhen.

Damit feuchte Luft auch in engsten Spalten ausgetauscht wird, könnte mittels der Regelungsschaltung in Überdruck-zu-Normaldruckzyklen gespült werden. Hierzu sollten Regelventile im Außenbereich an den Zu- und Ausgangsleitungen sowie zusätzliche mechanische Überdrucksicherungen eingeplant werden.

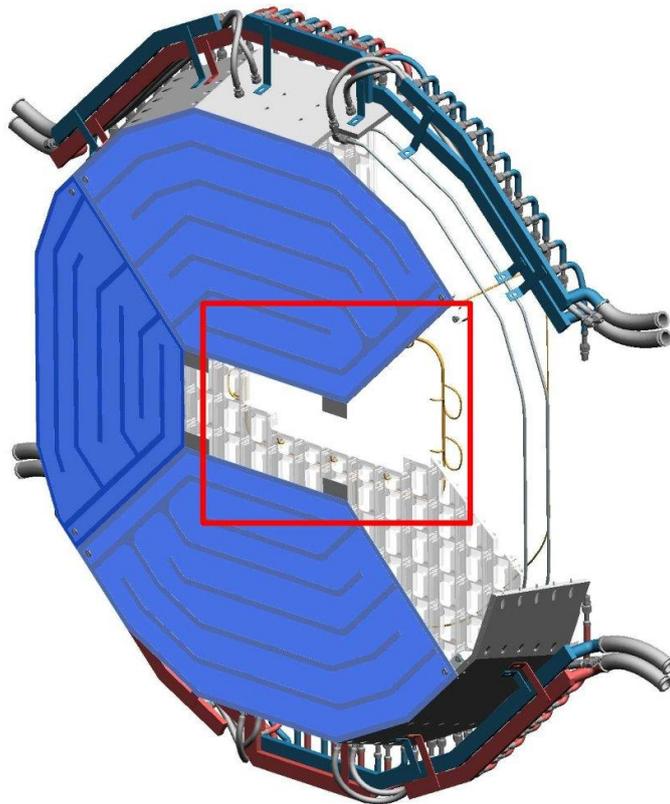


Abb. 8.11: Aktuelles Konzept der Druckluftverteilung in der Vorwärtsendkappe. Der Einlass der Druckluft ist um das Loch (roter Bereich) vorgesehen; der Leitungsdurchmesser ist noch nicht endgültig festgelegt worden. [58]



# Kapitel 9

## Entwicklungen und Optimierungen zum THMP

Im Proto192 bzw. im EMC werden zahlreiche Temperatursensoren verbaut, die zur Überwachung der zeitlichen und räumlichen Temperaturhomogenität dienen. Die Überwachung ist erforderlich, da die Lichtausbeute der  $\text{PbWO}_4$ -Szintillationskristalle sowie die Verstärkung der Photosensoren stark temperaturabhängig sind und ein Gradient von weniger als  $0,1 \text{ }^\circ\text{C}/\text{cm}$  in  $\text{PbWO}_4$  gewährleistet sein muss, um eine hinreichende Energieauflösung des Kalorimeters zu erzielen (siehe Kapitel 6.5.1). Des Weiteren muss die Luftfeuchtigkeit im EMC überwacht werden, da beim Herunterkühlen und während des Betriebs bei  $-25 \text{ }^\circ\text{C}$  sichergestellt werden muss, dass die Taupunkttemperatur stets unterhalb der aktuellen Temperatur im Detektor liegt und so Kondensat- und Eisbildung verhindert werden.

Aus diesen Gründen ist, wie in [48] beschrieben, ein Auslesesystem für Temperatur- und Feuchte-sensoren entwickelt worden. Dieses System wurde THMP (Temperature and Humidity Monitoring Board for PANDA) genannt [48].

Im Proto192 wurden drei THMPs zur Auslese der verbauten Sensoren eingesetzt; sie werden im Experiment getestet, weiterentwickelt und optimiert, um die Funktion im EMC zu gewährleisten. Entwicklungen, die auf der digitalen Seite (Mikrokontroller, etc.) und im Bereich der Auslese des THMP durchgeführt wurden, werden in [59] beschrieben.

Die Optimierungen und Weiterentwicklungen im analogen Bereich des THMP, wie beispielsweise die Signalverarbeitung, sind Bestandteil dieser Arbeit und werden in den Kapiteln 9.2, 9.3 und 9.4 vorgestellt. In den letzten beiden Kapiteln 9.5 und 9.6 werden der Messaufbau zur Kalibrierung des THMP sowie eine Adapterplatine zur Strom- und Spannungsüberwachung der Netzteile, die zur Versorgung der Vorverstärker der Photosensoren dienen, präsentiert. Zunächst folgt ein Überblick über die gesamte Signalkette des THMP.

### 9.1 Die Signalkette

Im Prototyp sind neben acht Feuchtesensoren und zwei Drucksensoren zur Überwachung der relativen Luftfeuchtigkeit und des absoluten Drucks im Aufbau mehr als 100 Temperatursenso-

ren verbaut. Im Schnitt ist an jedem dritten Kristall ein ultradünner Temperatursensor direkt auf die Spiegelfolie, die den Kristall umgibt und die das austretende Szintillationslicht reflektiert, geklebt. Diese Sensoren [49] und die dazugehörigen Sensorkabel sind, wie bereits in Kapitel 7.3 erwähnt, eine Eigenentwicklung des Instituts für Experimentalphysik I. Neben den ultradünnen Temperatursensoren an den Kristallen wurden auch kommerzielle Pt100-Temperatursensoren (u.a. der Firma Jumo) sowie Feuchtesensoren (HIH-4000-003 [56]) der Firma Honeywell und Drucksensoren (MPXA-4115AC6U [54]) der Firma Freescale Semiconductor verbaut und an Mechanikkomponenten, wie z.B. der Backplate, platziert. Wie bereits erwähnt, werden mittels der THMPs sämtliche Sensoren mit Spannungen bzw. Strömen versorgt und die Signale ausgelesen.

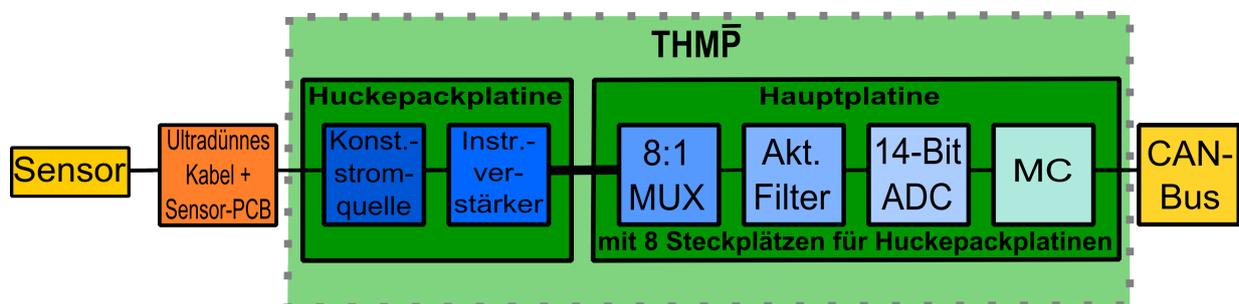


Abb. 9.1: Schematische Darstellung des THMP (gepunkteter Bereich) mit Sensor und Auslese via CAN-Bus; in diesem Fall mit den Hauptkomponenten einer Huckepackplatine für Temperatursensoren.

Abbildung 9.1 ist eine schematische Darstellung des THMP, bestehend aus Hauptplatine (Mainboard) und aufsteckbarer Adapterplatine – der sogenannten Huckepackplatine – an welche bis zu acht typengleiche Sensoren angeschlossen werden können. Auf ein THMP-Mainboard können bis zu acht Huckepackplatinen platziert werden. Es gibt jeweils einen Huckepackplatinentyp für Temperatursensoren sowie einen für Feuchte- und Drucksensoren. In dem abgebildeten Fall sind die Hauptkomponenten einer Huckepackplatine für Temperatursensoren dargestellt. Bis dato wurden zwei weitere Typen von Huckepackplatinen entwickelt. Zum einen handelt es sich um eine Adapterplatine zur Strom- und Spannungsüberwachung der Vorverstärkernetzteile, welche zur Spannungsverstärkung der Photosensorsignale eingesetzt werden; dieser Huckepackplatinentyp wird in Kapitel 9.6 im Detail vorgestellt. Zum anderen handelt es sich um ein sogenanntes IO-Board, das dazu dient, digitale Schaltsignale einzulesen bzw. auszugeben, beispielsweise zur Steuerung externer Schaltungen; Einzelheiten werden in [59] beschrieben. Das THMP-Mainboard ist so konzipiert, dass eine beliebige Kombination der vier Typen von Huckepackplatinen aufgesteckt werden kann. Dadurch ist es möglich, mit einem THMP bis zu 64 Sensoren unterschiedlicher Funktionsweisen anzusteuern und auszulesen.

Die Sensorversorgungs- und Signalspannungen werden über ultradünne Kabel aus der Subunit (siehe Kapitel 7.1) herausgeführt und über 4-polige FFC-Stecker (Molex 52271-0479 [53]) mit Platinen (Länge: bis 1 m) verbunden, die an der Backplate montiert sind. Diese sogenannten Sensor-PCBs wurden aus zwei Gründen am Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik entwickelt: Zum einen, weil eine kompakte Bauweise wegen der äußerst geringen Platzverhältnisse

im EMC/Proto192 erforderlich ist, und zum anderen, um eine möglichst gute thermische Trennung zwischen dem kalten Innenbereich und dem warmen Außenbereich durch Wärmebarrieren im PCB zu realisieren. Im äußeren Bereich werden die Spannungen jeweils auf 16-polige FFC-Stecker (Molex 52271-1679 [60]) geführt und über kommerzielle Flachbandkabel auf die Huckepackplatinen des THMP geleitet. Auf diesen werden jeweils bis zu acht Sensoren eines gleichen Typs versorgt, die Signale umgewandelt und zum THMP-Mainboard geführt.

Eine Konstantstromquelle erzeugt einen Strom von 1 mA [48], der am Widerstand (dem Sensor-Platindraht) anliegt. Da der Widerstand des Platindrahts bei einer bestimmten Temperatur sowie das Verhältnis zwischen Widerstands- und Temperaturänderung bekannt sind, kann die gemessene Spannung mittels des Ohmschen Gesetzes einer konkreten Temperatur zugeordnet werden. Ausgelesen und versorgt wird nach dem Prinzip der Vierdrahtmessung (siehe Abbildung 9.12, Seite 133), weshalb der Leiterbahnwiderstand der Kabel irrelevant ist und eine hochpräzise Sensorwiderstandsmessung ermöglicht wird [48]. Aufgrund der manuellen Herstellung variieren die Widerstandswerte der ultradünnen Temperatursensoren um einige Ohm. Der Temperaturmessbereich für den Proto192, bzw. das EMC, liegt zwischen  $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$  und  $+30\text{ }^{\circ}\text{C}$ , was Widerständen der Sensoren zwischen  $80\ \Omega$  und  $120\ \Omega$  entspricht. Die Empfindlichkeit aller Sensoren beträgt in guter Näherung  $\frac{dR}{dT} = \frac{1\ \Omega}{2,5\text{ }^{\circ}\text{C}}$  [61]. Einzelheiten hierzu, insbesondere auch zur notwendigen Kalibrierung der ultradünnen Temperatursensoren, können in [49] nachgelesen werden.

Die über den Platindrahtwiderstand abfallende Spannung von ca. 100 mV wird mithilfe eines Instrumentenverstärkers (beim getesteten THMP des Typs AD623) [62] um einen Faktor 30,4 verstärkt, um die Dynamik des nachgeschalteten ADC möglichst gut auszunutzen. Bei der derzeitigen THMP-Ausführung wird das Signal von den Huckepackplatinen zur Hauptplatine geleitet und dort über einen 8-Kanal-Multiplexer und einen sich anschließenden aktiven Filter 3. Ordnung [48] zu einem 14-bit-ADC weitergegeben. Diese ADC-Konversion wird von einem Mikrokontroller weiterverarbeitet und über eine auf dem THMP befindliche CAN-Bus-Schnittstelle ausgelesen. Ein PC kommuniziert über eine Ethernet-Schnittstelle mit einem Mikrokontroller und speichert die Werte in einer Datenbank. Mithilfe der Softwareumgebung EPICS (Experimental Physics and Industrial Control System) wird auf diese Datenbank zugegriffen, und der entsprechende Messwert wird in einer grafischen Oberfläche (Graphical User Interface, kurz: GUI) dargestellt, und zwar sensorspezifisch (mit Kalibrierung) in  $^{\circ}\text{C}$ , % rF, mbar, mV, mA oder unkalibriert als ADC-Kanalnummer. Das GUI wurde zunächst mit MEDM (Motif Editor and Display Manager) und danach mit CSS (Control System Studio) erstellt; Einzelheiten hierzu werden in [59] erläutert.

## 9.2 Fehlerquellen bei der Temperaturmessung

Wie bereits erwähnt, wurden im Proto192 drei THMPs eingesetzt, mit denen ca. 100 Temperatursensoren (2/3 ultradünne Temperatursensoren an Kristallen und 1/3 kommerzielle Pt100-Sensoren) sowie acht Feuchte- und zwei Drucksensoren angesteuert und ausgelesen wurden.

Während des Einsatzes haben sich bei der Temperatúrauslese unter realistischen Umgebungsbedingungen mehrere neue Probleme und Fehlerquellen im Vergleich zu früheren Testmessungen gezeigt. Bei fast der Hälfte der eingesetzten Sensoren waren trotz konstanter Temperaturen im

Proto192, im Messbereich von  $-30\text{ °C}$  bis  $+30\text{ °C}$  teilweise stark abweichende Temperaturwerte zu verzeichnen, die nachstehend stichpunktartig aufgeführt werden.

- 1) Temperaturwerte um  $-200\text{ °C}$
- 2) Temperaturwerte um  $-70\text{ °C}$
- 3) Falsch zugeordnete Kalibrierungswerte
- 4) Lokale Temperaturdifferenzen
- 5) Temperaturwerte um  $+80\text{ °C}$
- 6) Stagnierende Temperaturwerte
- 7) Weitere Fehlerquellen

Diese Beobachtungen verdeutlichen, dass es notwendig ist, den THMP in mehreren Bereichen zu modifizieren bzw. zu optimieren sowie gegebenenfalls Erweiterungen durchzuführen. Zu diesem Zweck wurde abhängig vom aufgetretenen Ereignis die Fehlersuche direkt während des Testbetriebs am Proto192 durchgeführt, oder die Komponenten des THMP wurden im ausgebauten Zustand Schritt für Schritt überprüft.

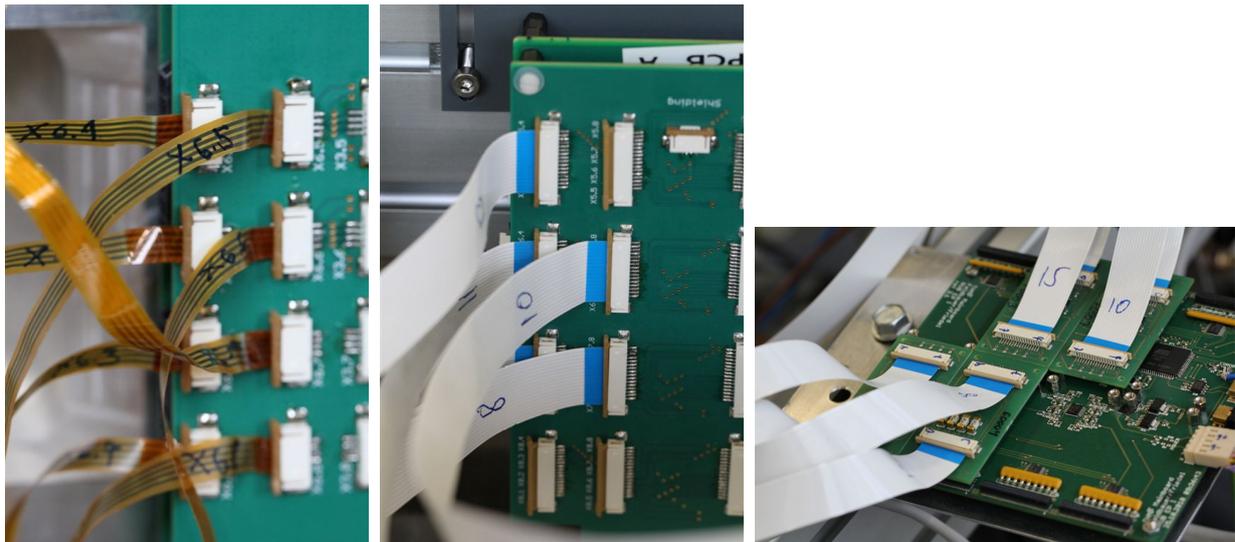
In den folgenden Kapiteln wird jeder der oben aufgeführten Fälle im Detail untersucht und die entsprechenden Lösungen genannt.

### 9.2.1 Temperaturwerte um $-200\text{ °C}$

Werden im GUI ungewöhnliche Temperaturwerte um  $-200\text{ °C}$  angezeigt, ist dies gleichbedeutend mit einer am ADC anliegenden Sensorsignalspannung von ca.  $0\text{ V DC}$ . Hier sei angemerkt, dass es sich bei allen in diesem Kapitel erwähnten Versorgungs- und Signalspannungen um Gleichspannungen handelt. Weichen im GUI einzelne Sensorwerte in dem besagten Bereich von  $-200\text{ °C}$  um einige Grad Celsius voneinander ab, ist das darauf zurückzuführen, dass die ultradünnen Temperatursensoren fertigungsbedingt leicht unterschiedliche Widerstandswerte und somit auch gering voneinander abweichende Kalibrierungswerte aufweisen.

Um die Ursache für eine Spannung von  $0\text{ V}$  am ADC festzustellen, wird zunächst der elektrische Kontakt im Bereich der Stecker an drei Stellen der Signalkette überprüft, natürlich unter der Voraussetzung, dass die Konstantstromquelle des betreffenden Sensors den korrekten Strom von  $1\text{ mA}$  liefert. Zunächst wird das ultradünne Sensorkabel über einen 4-poligen FFC-Stecker an das Sensor-PCB angeschlossen. Hier kann es zum einen infolge der Toleranzen der Kabel (siehe Kapitel 7.3.1) zu Kontaktproblemen kommen, zum anderen können nicht präzise platzierte Kabel und auch eine fehlende Zugentlastung der Kabel bei weiteren Montagearbeiten zu einer Kontaktunterbrechung führen. Es ist außerdem empfehlenswert, die Kontakte der Kabel und Stecker auf Verunreinigungen zu überprüfen und beispielsweise mit Isopropanol zu reinigen. Ist der Sensorwiderstand am Stecker einwandfrei messbar, können die Fehlerquellen: defekter Steckerkontakt, Beschädigung von Kabel oder Sensor sowie nicht einwandfreier Kontakt zwischen Sensor und

Kabel ausgeschlossen werden. Kann an diesem Stecker kein typischer Sensorwiderstand gemessen werden, müssen die genannten Fehlermöglichkeiten geprüft werden und entsprechend die Reparatur oder der Austausch des Sensors oder Kabels durchgeführt werden. Mit den beiden außerhalb des Proto192 befindlichen 16-poligen FFC-Steckern wird analog verfahren. In Abbildung 9.2 sind die drei möglichen Bereiche dargestellt, wo die Stecker Unterbrechungen des Signalweges zum THMP $\bar{P}$  verursachen können.



(a) 4-polige FFC-Stecker auf einem der Sensor-PCBs im Inneren des Proto192  
 (b) 16-polige FFC-Stecker auf einem der Sensor-PCBs außerhalb des Proto192  
 (c) 16-polige FFC-Stecker auf den THMP-Huckepackplatinen

Abb. 9.2: Prüfung des Sensorsignals an den Steckern

In den meisten Fällen ist ein unzureichender oder nicht vorhandener Steckkontakt die Ursache des Problems. Ist hingegen ein sensortypischer Widerstand bis zum 16-poligen Stecker an der Huckepackplatine messbar, muss die gesamte Signalkette, vom Stecker bis zum ADC auf dem THMP $\bar{P}$ -Mainboard, überprüft werden.

Die häufigsten Probleme bezüglich der Steckkontakte wurden zum einen durch eine Weiterentwicklung der ultradünnen Sensorkabel bzw. durch die Optimierung des Herstellungsprozesses der Kabel (siehe Kapitel 7.3) beseitigt. Zum anderen wurden Zugentlastungen in allen drei Bereichen angebracht, in denen Stecker Unterbrechungen des Sensorsignals verursachen können. In Abbildung 9.3 sind die am THMP $\bar{P}$ -Gehäuse angebrachten Zugentlastungen für die Signalkabel an den Steckern der Huckepackplatinen dargestellt. Für die 4- und 16-poligen Kabel in den Steckern auf den Sensor-PCBs wurde eine Fixierung mittels Heißkleber gewählt.

Vor Einsatz der THMP $\bar{P}$ s wird geprüft, dass die Elektronik funktioniert; insbesondere wird während der Kalibrierung, siehe Kapitel 9.5, das einwandfreie Funktionieren und die Linearität der 64 Kanäle jedes THMP $\bar{P}$  verifiziert. Dadurch werden produktionsbedingte Fehler in der Signalkette auf den THMP $\bar{P}$ s ausgeschlossen.

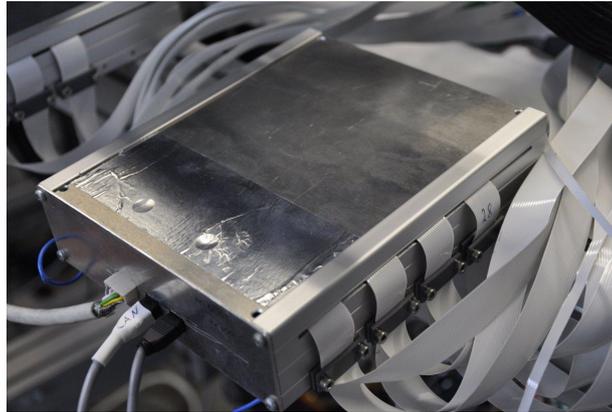


Abb. 9.3: Zugentlastung der Flachbandkabel zu den 16-poligen FFC-Steckern durch am THMP-Gehäuse anschraubbare Kunststoffklemmen

### 9.2.2 Temperaturwerte um $-70^{\circ}\text{C}$

Werden nach dem Start des THMP Werte um  $-70^{\circ}\text{C}$  im GUI angezeigt, deutet dies darauf hin, dass die auf dem THMP eingesetzten Spannungsregler nicht korrekt funktionieren und dass sie keine bzw. eine niedrigere Ausgangsspannung erzeugen als spezifiziert. Nachzuweisen ist dieser Fehler durch Messen der Ausgangsspannung der  $+5\text{ V}$ -Regler auf den Huckepackplatten für Temperatursensoren und Messen der Spannungsdifferenz an den beiden Signalleitungen der Temperatursensoren. Bei diesem Fehler werden am  $+5\text{ V}$ -Regler Spannungen im Bereich von  $0$  bis  $2,5\text{ V}$ , und bei den Sensorsignalen im Bereich von  $50\text{ mV}$  bis  $75\text{ mV}$  gemessen (statt je nach Umgebungstemperatur  $\approx 110\text{ mV}$ ). Entsprechend liegen die im GUI angezeigten Werte bei ca.  $-70^{\circ}\text{C}$ . Auch die Ausgangsspannungen der auf dem THMP-Mainboard verbauten  $+5\text{ V}$ -Regler, welche von einem anderen Hersteller stammen als die Regler auf der Huckepackplatine, und die  $-5\text{ V}$ -Regler müssen nachgemessen werden. In allen Fällen, in denen auf dem Mainboard ein Defekt festgestellt wurde, waren die  $+5\text{ V}$ -Regler betroffen, deren Ausgangsspannung bei  $0\text{ V}$  lag. Dadurch funktionierten die von diesen Reglern versorgten ICs, wie z.B. Multiplexer oder Operationsverstärker der Filter 3. Ordnung, nicht korrekt und somit lagen am ADC Potenziale von  $0\text{ V}$  an (im GUI angezeigte Werte liegen in diesem Fall um  $-200^{\circ}\text{C}$ , siehe Kapitel 9.2.1). Beide Fehler, sowohl die Unterversorgung auf der Temperatur-Huckepackplatine wie auch die fehlende  $+5\text{ V}$ -Versorgungsspannung auf dem Mainboard, hängen mit den auf dem THMP verbauten Spannungsreglern des sogenannten Low-Dropout-Typs zusammen. Zu Beginn der Planung war der THMP noch für den Einsatz direkt im EMC bei  $-25^{\circ}\text{C}$  gedacht. Damals war es erforderlich, dass alle Bauteile so wenig Wärme wie möglich erzeugten, weshalb z.B. dieser Spannungsreglertyp, der nur eine wenig höhere Eingangs- als Ausgangsspannung benötigt und dadurch kaum Verlustleistung produziert, gewählt wurde. Möglicherweise aufgrund der im Grenzbereich der Spezifikation gewählten Eingangsspannung arbeiteten diese Regler allerdings auf dem THMP nicht zuverlässig, insofern als sie bei einigen Einschaltvorgängen nicht korrekt anliefen. Da sie als Versorgungsspannung für weitere ICs dienen, traten unzulässige Potenzialunterschiede und zu niedrige Signalspannungen bzw.  $0\text{ V}$  am ADC auf.

Aus Platzgründen ist mittlerweile geplant, die THMPs im nicht gekühlten Außenbereich des EMC zu positionieren. Daraus ergibt sich der Vorteil, dass das Problem der Wärmezeugung nur noch eine geringe Rolle spielt und die THMPs mit  $\pm 12$  V (für  $\pm 10$  V geregelte Spannung), statt wie bisher mit  $\pm 6$  V (für  $\pm 5$  V geregelte Spannung) versorgt werden können. Somit kann eine größere Differenz zwischen Ein- und Ausgangsspannung der Regler gewählt werden, sodass ein stabiles Funktionieren erreicht wird.

Daher wurden für Neuentwicklungen des THMP-Mainboards und der Huckepackplatinen bewährte Standard-Spannungsregler für die Versorgung von ICs eingeplant, die im Folgenden aufgeführt sind.

Tab. 9.1: Ausgewählte Spannungsregler, die auf dem Mainboard bzw. den Huckepackplatinen (engl. piggyback boards, kurz: PBB) des THMP eingesetzt werden

Bauteilbezeichnung	Ausgangsspannung / V	Typ
UA78L05ACDG	+5,0	pos. Festspannungsregler (Mainboard)
UA78M33CDCY	+3,3	pos. Festspannungsregler (Mainboard)
LM337L [63]	-37,0 und -1,2	einstellbare neg. Spannungsregler (PBB)
LM317L [64]	+1,2 und +32,0	einstellbare pos. Spannungsregler (PBB)

Tests der THMPs mit mehreren Ein- und Ausschaltzyklen wie auch Langzeitmessungen bestätigen ein zuverlässiges Arbeiten der Spannungsregler, womit die oben beschriebenen Fehler und somit falsche Sensorwerte im GUI in Zukunft vermieden werden.

Im letzten Schritt wurden Testplatinen mit sämtlichen Spannungsreglern angefertigt und während des Betriebs durch eine Photonenquelle mit 80 Gy bestrahlt, was einer Strahlendosis über 10-PANDA-Jahre hinter den Kristallen im äußeren Bereich des EMC entspricht. Nach dieser Dosis zeigten die Spannungsregler keinerlei Veränderung ihrer Ausgangspotenziale. Somit können sie als strahlenhart bis mindestens 80 Gy eingestuft und auf dem THMP verbaut werden (siehe Kapitel 9.3.2).

### 9.2.3 Falsch zugeordnete Kalibrierungswerte

Wenn die im GUI angezeigten Sensorwerte stark – teilweise aber auch nur um  $(1 - 2)^\circ\text{C}$  – vom erwarteten Wert abweichen, die gemessene Spannung der Sensorsignalleitungen bis zum Stecker allerdings im erwarteten Bereich liegt und die gesamte weitere Signalkette (siehe Kapitel 9.1) überprüft wurde und auch bis zum ADC die korrekten Spannungen anliegen, sollte kontrolliert werden, ob sich die Huckepackplatine auf dem richtigen Steckplatz des THMP-Mainboards befindet. Wenn dies nicht der Fall ist, werden die Kalibrierungswerte von Huckepackplatine und Mainboardkanal falsch zugeordnet; folglich werden den ADC-Kanälen nicht korrekte Kalibrierungswerte zugewiesen und im GUI falsche Sensorwerte dargestellt.

THMP Temperatures (degC)							
1-X5Y4	S	18.88	18.36	17.42	17.64	18.81	
1-X4Y4	S	19.63					
1-X3Y4	S	33.10	19.03	19.94	-163.48		
1-X2Y4	S	24.05	22.39	22.23	18.06	23.01	
1-X5Y3	S	20.67	18.96	18.87	20.70	18.91	20.34
1-X4Y3	S	21.24	21.42	23.36			
1-X3Y3	S	21.15		19.90	20.25	21.66	
1-X2Y3	S	17.69	18.84	25.23	18.51	20.93	15.54
1-X5Y2	S		19.57	21.01			
1-X4Y2	S	19.82	20.38	22.43	23.57		
1-X3Y2	S	19.56	20.26	22.30		21.02	
1-X2Y2	S		21.10	19.90			
1-X5Y1	S	19.61	25.97	23.25	19.84	19.66	
1-X4Y1	S	19.84	18.70		19.27	19.02	19.14
front hull		18.43	18.56		18.44		20.16
Backplate		19.19			19.30	19.35	-217.34
Dried Air		19.56	19.41				

(a)

THMP Temperatures (degC)							
1-X5Y4	S	18.94	18.40	17.48	17.68	18.85	
1-X4Y4	S	19.69					
1-X3Y4	S	19.18	19.13	20.00	23.33		
1-X2Y4	S	20.58	19.68	19.41	24.22	19.18	
1-X5Y3	S	20.73	19.02	18.91	20.76	18.96	20.38
1-X4Y3	S	21.31	21.48	22.77			
1-X3Y3	S	21.27		19.88	20.23	21.70	
1-X2Y3	S	22.15	21.49	19.41	22.25	23.74	29.10
1-X5Y2	S		19.61	21.03			
1-X4Y2	S	19.88	20.42	22.47	23.07		
1-X3Y2	S	19.62	20.32	21.77		21.06	
1-X2Y2	S		21.10	19.88			
1-X5Y1	S	19.67	25.50	22.75	19.86	19.72	
1-X4Y1	S	19.88	18.76		18.99	19.07	18.80
front hull		18.39	18.53		18.39		20.12
Backplate		19.25			19.37	19.39	20.20
Dried Air		19.62	19.48				

(b)

Abb. 9.4: Temperaturwerte im GUI, in (a) mit Huckepackplatine an falschem Mainboard-Steckplatz und in (b) mit Huckepackplatine an korrektem Mainboard-Steckplatz.

Abbildung 9.4 zeigt zwei Ausschnitte aus dem GUI. In der linken Abbildung unter (a) sind im rot markierten Bereich die Sensorwerte von zwei Huckepackplatinen auf vertauschten Mainboard-Steckplätzen zu sehen. In der rechten Darstellung unter (b) kann man im rot markierten Bereich die Sensorwerte nach Positionskorrektur der beiden Huckepackplatinen ablesen.

Nach der Neuentwicklung sind die Huckepackplatinen mit einem ID-Chip [59] und einem Kennzeichnungsfeld (siehe Kapitel 9.4.1) ausgestattet. Auf diese Weise wird verhindert, dass im Betrieb Sensoren über eine falsch platzierte Adapterplatine ausgelesen werden.

### 9.2.4 Lokale Temperaturdifferenzen

In einigen Fällen werden im GUI bei benachbarten Sensoren Temperaturwerte beobachtet, die um mehrere Grad Celsius voneinander abweichen. Gemäß Datenbank sind diese Sensoren auf derselben Huckepackplatine zusammengeführt. Die Sensoren anderer Huckepackplatinen des THMP-Mainboards verhalten sich dagegen erwartungsgemäß, d.h. sie sind von diesem Effekt unbeeinflusst. Alle Sensoren der betroffenen Huckepackplatine wurden elektrisch überprüft und dabei wurden ein oder mehrere defekte Sensoren ausgemacht. Wie in Kapitel 9.1 erwähnt, werden die Sensoren nach dem Prinzip der Vierdrahtmessung versorgt und ausgelesen, was bedeutet, dass zwei Versorgungsleitungen zum Sensor führen und zwei Signalleitungen vom Sensor zurück zum THMP. Der Defekt im Sensor bzw. in den Sensoren macht sich durch eine Unterbrechung lediglich einer der beiden Signalleitungen bemerkbar, während die drei verbleibenden Leiterbahnen elektrischen Kontakt haben. Dadurch liegt an einem der beiden Eingänge des Instrumentenverstärkers eine Spannung von 0 V (statt 2,5 V bzw. 2,6 V) an, wobei am anderen Eingang die korrekte Spannung von 2,6 V bzw. 2,5 V zu verzeichnen ist. Durch den voreingestellten Verstärkungsfaktor von 30,4 und die nun höhere Eingangsspannungsdifferenz im Vergleich zum Normalfall, liegt am Ausgang, je nachdem ob die Signalleitung mit dem niedrigeren oder hö-

heren Potenzial defekt ist, die maximal mögliche positive bzw. negative Ausgangsspannung an. Sie kann nicht höher als die Versorgungsspannung des bipolar betriebenen ICs sein und beträgt daher +5 V bzw. -5 V.

Ist die Signalleitung mit 2,6 V betroffen und liegen somit am Ausgang -5 V an, wird der nachgeschaltete Multiplexer stark beeinträchtigt, da er unipolar, also nur mit positiver Spannung versorgt wird. Durch das nun am Eingang des Multiplexers anliegende negative Potenzial wird Strom aus diesem gezogen, was eine Beschädigung des Bauteils zur Folge hat. Dementsprechend arbeitet der Multiplexer nicht mehr korrekt und es kommt zum Übersprechen vom defekten Kanal zu den funktionierenden Kanälen.

Während der Fehlersuche wurde festgestellt, dass eine der beiden Signalleitungen eines Sensors defekt war und die restlichen Sensorspannungen der Huckepackplatine heruntergezogen wurden. Um den Fehler zu reproduzieren und schließlich zu beheben, wurde eine Platine hergestellt, mit der sich in beliebiger Kombination Sensorleiterbahnen von der Huckepackplatine trennen lassen. Diese Platine ist in Abbildung 9.5 dargestellt; deutlich lassen sich die DIP-Schalter zur Trennung der einzelnen Leiterbahnen erkennen.

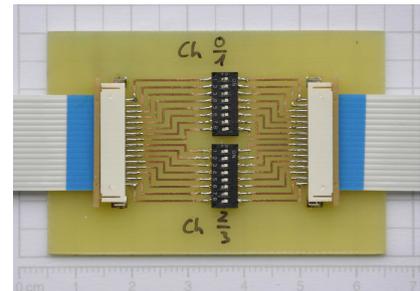


Abb. 9.5: Platine mit DIP-Schaltern zur Trennung von Leiterbahnen

Mit einem Oszilloskop wurden die Ausgangsspannungen des Multiplexers betrachtet. Die folgende Abbildung 9.6 stellt den Fall dar, dass alle Signalleitungen der acht Sensoren angeschlossen sind.

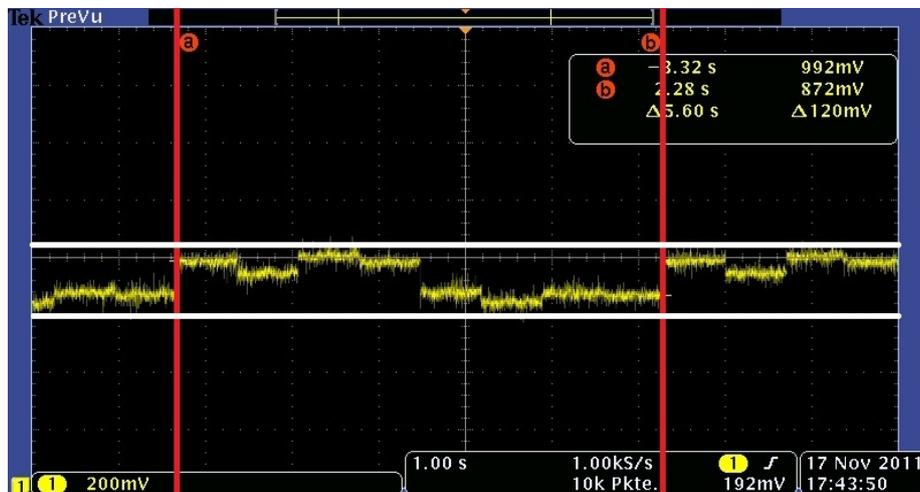


Abb. 9.6: Ausgangssignale des Multiplexers. Alle Signalleitungen der acht Sensoren sind angeschlossen. Die roten Linien markieren den Bereich der Potenzialstufe des ersten bis achten Sensors. Die weißen Linien markieren die höchste bzw. niedrigste Stufe.

Wird nun die 2,6 V-Signalleitung eines Sensors unterbrochen – die 2,5 V-Leitung bleibt weiterhin angeschlossen –, tritt der oben beschriebene Effekt auf: Das defekte Signal wird mit dem niedrigsten Potenzial des Multiplexers (0 V) ausgegeben, und es kommt zu Übersprechen zwischen den verbliebenen sieben Sensoren und dem 0 V-Signal. Als Folge werden diese sieben Signal-

spannungen um einen Faktor, der bei jedem defekten Multiplexer etwas variiert, abgesenkt. Im GUI werden somit um mehrere Grad zu niedrige Temperaturen angezeigt, während die Temperatur des defekten Sensors in einem Bereich von  $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$  angegeben wird (siehe Kapitel 9.2.1). In Abbildung 9.7 sind die heruntergezogenen Spannungssignale aller Sensoren dargestellt; die Absenkung ist daran zu erkennen, dass sich die Potenziale nicht zwischen den beiden weißen Linien, die den Spannungsbereich im nicht-unterbrochenen Leitungszustand markieren, befinden. Da das Potenzial des ersten Sensors mit unterbrochener Signalleitung bei  $0\text{ V}$  liegt, wird die Stufe bei der gewählten Skalierung nicht mit dargestellt.

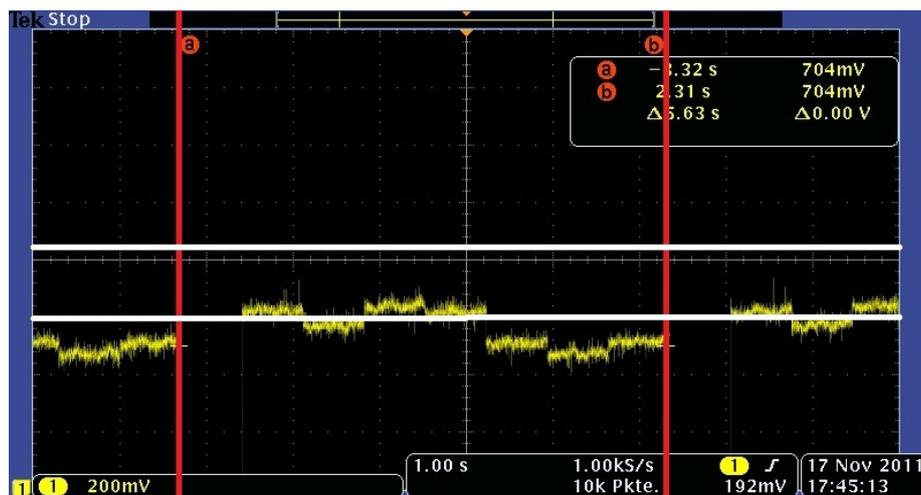


Abb. 9.7: Ausgangssignale des Multiplexers – eine Sensor-Signalleitung ist unterbrochen. Die roten Linien markieren den Bereich der Potenzialstufe des ersten bis achten Sensors. Die weißen Linien markieren den Bereich der Spannungen, wenn alle Sensor-Signalleitungen angeschlossen sind.

Dieser Effekt lässt sich auch für die entgegengesetzte Richtung reproduzieren, sodass alle Sensor-signale einer Huckepackplatine in ihren Spannungen angehoben und so höhere Temperaturwerte im GUI angezeigt werden. Hierzu muss die 2,5 V-Leitung mindestens eines Sensors unterbrochen werden, während die 2,6 V-Signalleitung angeschlossen bleibt. Bei dieser Einstellung wird der Multiplexer nicht beschädigt, da nun ein positives Signalpotenzial anliegt und somit kein Strom aus dem Bauteil gezogen wird.

Wird während des Betriebs lediglich der Sensor mit der defekten 2,6 V-Leiterbahn ausgebaut, der Multiplexer jedoch nicht ausgetauscht, besteht die Gefahr, dass ein Übersprechen von der 0 V-Leitung auf die funktionierenden Sensorsignale erfolgt. Dieser Effekt ist aufgetreten, als noch nicht bekannt war, dass durch Sensoren mit einer defekten Leiterbahn der Multiplexer beschädigt werden kann.

Bei den aktuell eingesetzten drei THMPs wurden, resultierend aus diesen Untersuchungen, alle Multiplexer auf korrekte Funktionsweise überprüft und ein entsprechender Austausch defekter Bauteile vorgenommen. Des Weiteren sind die Instrumentenverstärker von der  $-5\text{ V}$ -Versorgungsspannung getrennt und auf Masse gelegt worden. Durch diesen unipolaren Betrieb wird eine Beschädigung der Multiplexer verhindert.

Für die neuen Temperatur-Huckepackplatinen werden Schottky-Sperrdioden hinter den Ausgängen der Instrumentenverstärker platziert, damit vom Multiplexer in Richtung Instrumentenverstärker bei anliegenden negativen Spannungen kein Strom fließt, und so eine Beschädigung des Multiplexers selbst und Übersprechen zwischen einzelnen Kanälen vermieden werden. Weiterhin verhindern zwei nachgeschaltete Klemmdioden (Schutzdioden) die Weitergabe einer Ausgangsspannung außerhalb des Bereichs von (0 - 4) V, sodass eine Beschädigung des nachgeschalteten ADC verhindert wird (siehe Kapitel 9.4.1).

### 9.2.5 Temperaturwerte um +80 °C

Werden im GUI Temperaturwerte im Bereich von +80 °C angezeigt, bedeutet dies, dass an den ADC-Eingängen Spannungen von mehr als 4096 mV (maximal verarbeitbare Spannung des ADC) anliegen. In der Regel liegen 5 V an, was die typische Versorgungsspannung vieler auf dem THMP verbauter ICs ist.

Die Ursache für zu hohe Signalspannungen am ADC ist in zwei Fällen erkannt worden, die nachstehend beschrieben werden.

Im ersten Fall war ein defekter Temperatursensor verantwortlich. Zunächst wurde der Widerstand des Sensors ohne THMP gemessen; der Wert war korrekt. Als hingegen der Sensor am THMP angeschlossen war, brach der von der Konstantstromquelle erzeugte Strom ein – eine niedrigere als die eingestellte Stromstärke von 1 mA war vorhanden – und an den beiden Eingängen des Instrumentenverstärkers lag eine Spannung außerhalb der erwarteten Werte an. Dergleichen geschieht, wenn der Sensorwiderstand weit außerhalb der Spezifikationen liegt ( $> 2 \text{ k}\Omega$ ) und dadurch die Stromquelle die Spannung anhebt, um den Strom konstant zu halten und dabei an die interne Betriebsspannungsgrenze stößt. Daraufhin wurde der Sensor testweise gegen andere Temperatursensoren – sowohl kommerzielle als auch ultradünne – ausgetauscht, und es wurden die Spannungen an den Eingängen des Instrumentenverstärkers und des ADC sowie auch die Stromstärke der Konstantstromquelle nachgemessen. Die überprüften Werte verhielten sich wie erwartet. Die Widerstände der Temperatursensoren liegen, wie bereits erwähnt, im Bereich von  $100 \Omega$ . Konstruktionsbedingt und wie auch an diesem THMP-Kanal durch Messungen nachgewiesen, erzeugt die Konstantstromquelle eine gleichbleibende Stromstärke von 1 mA, selbst wenn das 22-fache des Sensorwiderstandswerts, also ca.  $2,2 \text{ K}\Omega$ , anliegt. Erst bei einem noch höheren Widerstand bricht die Stromquelle ein.

Beispielsweise könnte unzureichender Kontakt zwischen Kabel und Sensor (Platindraht) unter Stromfluss zu einem höheren Widerstand führen und somit der von der Konstantstromquelle erzeugte Strom einbrechen. Hierdurch liegen an den beiden Eingängen des Instrumentenverstärkers zu hohe Spannungen an. Der IC verstärkt anliegende Spannungsdifferenzen im spezifizierten Bereich linear, jedoch nicht außerhalb dieses Bereichs. In Abbildung 9.8 sind die Signale des Instrumentenverstärkers für unterschiedliche Widerstände an der Stromquelle und somit für verschiedene Eingangsspannungen dargestellt.

Zu erkennen sind die vier Potenzialstufen im spezifizierten Messbereich bei anliegenden Widerständen von (82, 92, 102, 112)  $\Omega$ . Bei Widerständen oberhalb von ca.  $115 \Omega$ , was etwa +18 °C entspricht, verstärkt der Instrumentenverstärker mit der aktuellen Konfiguration die Eingangssignale nicht weiter, was in der Abbildung an dem Plateau nach den Stufen erkennbar ist (siehe



Abb. 9.8: Ausgangsspannungen des Instrumentenverstärkers bei unterschiedlichen Eingangsspannungen. Rot markierter Bereich: Ausgangsspannung, wenn Eingangsspannung außerhalb des spezifizierten Bereichs liegt.

hierzu Kapitel 9.2.6). Wird der Widerstand größer als  $1,5 \text{ K}\Omega$ , verhält sich der Instrumentenverstärker nicht mehr wie spezifiziert und gibt annähernd die  $+5 \text{ V}$ -Versorgungsspannung an den Ausgang weiter (rot markierter Bereich).

Der betreffende Sensor wurde, wie bereits erwähnt, ausgetauscht. Nach Messungen über mehrere Monate mit den ca. 100 verbauten Temperatursensoren sind keine weiteren defekten Sensoren beobachtet worden. Vor ihrem Einsatz im Proto192 werden die ultradünnen Temperatursensoren kalibriert und fehlerhafte bereits hier ausfindig gemacht und aussortiert.

Der zweite beobachtete Fall, bei dem am ADC zu hohe Spannungen anlagen und somit im GUI  $+80 \text{ }^\circ\text{C}$  angezeigt wurden, zeigt den Fehler auf, der in Kapitel 9.2.4 beschrieben wurde: Durch eine defekte Signalleitung des Sensorkabels ist die Differenz der Eingangsspannung am Instrumentenverstärker zu hoch, und bedingt durch die voreingestellte Verstärkung kommt es zu einem zu hohen Ausgangsspannungssignal, das am ADC anliegt. Die Problemlösung besteht in verschiedenen Optimierungsmaßnahmen an der Temperatur-Huckepackplatine (siehe Kapitel 9.2.4 und 9.3 ff.) sowie in einer präziseren Sensorfertigung mit verbesserter Endkontrolle.

## 9.2.6 Stagnierende Temperaturwerte

Beim Betrieb des Proto192 oberhalb von  $+20 \text{ }^\circ\text{C}$  fallen im GUI Sensoren auf, die um einige Grad Celsius zu niedrige Temperaturwerte anzeigen.

Die Widerstände der betroffenen Sensoren wurden überprüft und die Werte lagen im erwarteten Bereich, also entsprechend bei einer höheren als im GUI angezeigten Temperatur. Die Verstärkung des Signals erfolgt über einen kommerziellen Instrumentenverstärker, den AD623 von Analog Devices, Inc. [62], der die Differenz aus den beiden anliegenden Signalspannungen bildet und beim aktuellen THMP-Design diese um einen Faktor von etwa 30,4 verstärkt. Während

an den Eingängen noch die korrekten Spannungen anlagen und der Widerstand, der zur Einstellung der Verstärkung dient, den korrekten Wert aufwies, war hingegen das Ausgangssignal gemäß den angezeigten Werten im GUI zu niedrig. Aus diesem Grund wurde die Temperatur-Huckepackplatine, an die die betroffenen Sensoren angeschlossen waren, ausgebaut und näher überprüft.

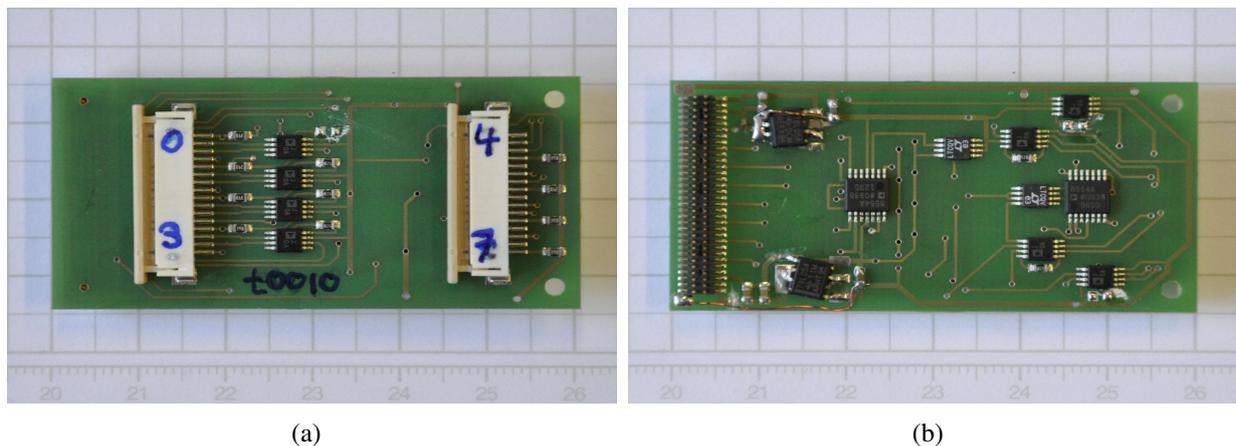


Abb. 9.9: Temperatur-Huckepackplatine, auf der die Instrumentenverstärker getestet wurden. In (a) ist die Oberseite mit den vier Instrumentenverstärkern und zwei 16-poligen Steckern für Flachbandkabel und in (b) die Unterseite mit weiteren vier Instrumentenverstärkern, Konstantstromquelle und weitere ICs dargestellt.

In Abbildung 9.9 (a) sind vier Instrumentenverstärker mit den zugehörigen Verstärkungswiderständen und in (b) vier weitere im rechten Bereich zu erkennen. Für weitere Untersuchungen ist diese Temperatur-Huckepackplatine auf ein für solche Testzwecke etwas modifiziertes THMP-Mainboard gesteckt worden. Somit konnte mithilfe eines Oszilloskops die Spannung am ADC-Eingang gemessen werden (die Ausgänge der acht Instrumentenverstärker werden über einen Multiplexer auf einen ADC-Kanal geschaltet). An jeweils einen der acht auf der Huckepackplatine befindlichen Kanäle wurde ein Festwiderstand angeschlossen; folgende Werte wurden gewählt: (68, 82, 92, 102, 112, 122, 150, 180)  $\Omega$ .

In Abbildung 9.10 sind die Ausgangspotenziale der acht Instrumentenverstärker dargestellt, wobei gekennzeichnet ist, bei welchem Ausgangspotenzial eines Instrumentenverstärkers welcher Widerstandswert anlag. Für Widerstände zwischen 68  $\Omega$  und 112  $\Omega$  verhält sich die Ausgangsspannung wie erwartet. Für größere Widerstände steigt die Ausgangsspannung des Instrumentenverstärkers nicht über 3,4 V an. Weitere Messungen haben gezeigt, dass sich das Plateau ab einem Widerstand von 113  $\Omega$  bildet. Diese Spannung von 3,4 V entspricht umgerechnet einer Temperatur von etwa +18  $^{\circ}\text{C}$ ; die Messung verhält sich somit analog zu den Beobachtungen am Proto192. Der verwendete Instrumentenverstärker ist ein sogenannter Rail-to-Rail-Verstärker, der linear bis knapp unter seine Versorgungsspannung, also in unserem Fall +5 V, verstärkt. Allerdings gibt es diesbezüglich laut Datenblatt und wie auch Messungen zeigten, einige Einschränkungen. Abbildung 9.11 zeigt die maximale Ausgangsspannung des AD623, aufgetragen gegen das Gleichtaktsignal (Common-Mode Input). Die Eingangsspannung ist die Differenz zwischen positivem



Abb. 9.10: Spannung am Ausgang der acht Instrumentenverstärker mit zugeordnetem Widerstand am jeweiligen Steckplatz der Huckepackplatine

und negativem Eingangspotenzial. Das die Spannung überlagernde Potenzial liegt bei 2,5 V und wird hier als Gleichtaktsignal bezeichnet.

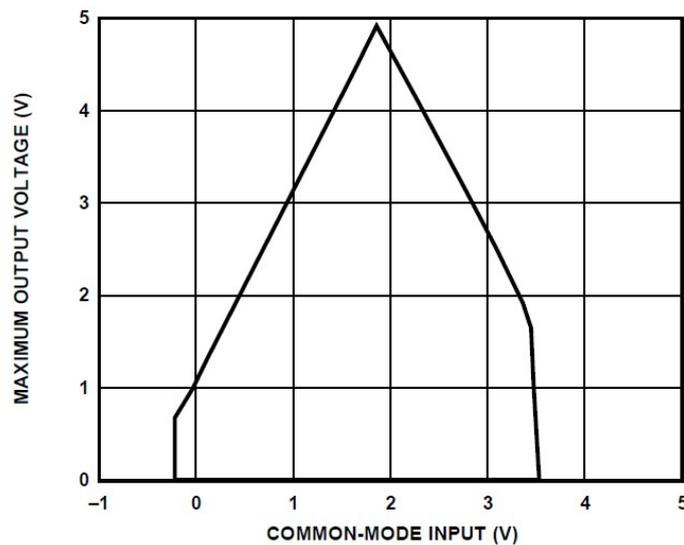


Abb. 9.11: Maximale Ausgangsspannung des AD623, aufgetragen gegen anliegendes Gleichtaktsignal an den beiden Eingängen; eine Verstärkung von  $\geq 10$  und eine unipolare Versorgungsspannung von  $V_S = +5\text{ V}$  sind eingestellt [62].

Aus dem Diagramm ergibt sich, dass die maximale Ausgangsspannung des Instrumentenverstärkers bei etwa 3,4 V liegt, wenn er wie beim THMP unipolar mit +5 V versorgt wird und eine Verstärkung von  $\geq 10$  eingestellt ist. Wie die in Abbildung 9.10 dargestellten Messergebnisse

zeigen, ist dies hier annähernd der Fall, denn die maximale Ausgangsspannung liegt bei 3,4 V. Daraus ergeben sich zwei Konsequenzen: Zum einen kann der maximal verarbeitbare Spannungsbereich des ADC, und somit seine Dynamik, nicht vollständig ausgenutzt werden. Zum anderen ist die Verstärkung für Signale von ultradünnen Sensoren etwas zu hoch eingestellt, sodass bei Raumtemperatur die verstärkte über den Widerstand abfallende Spannung den Aussteuerbereich des AD623 überschreitet. Daher werden Eingangsspannungssignale ab 112 mV, entsprechend etwa +18 °C, mit der maximalen Ausgangsspannung von ca. 3,4 V ausgegeben. Dieses Übersteuern wird auch als Clipping (engl. to clip = abschneiden) bezeichnet. Die Verstärkung wurde für das aktuelle Design des THMP auf der Grundlage von Kalibrierungsparametern für Pt100-Sensoren berechnet, sodass der Eingangsspannungsbereich des ADC einem Temperaturbereich von  $\pm 30$  °C entspricht; da diese Kalibrierwerte für ultradünne Sensoren leicht abweichen, kommt es zum Clipping.

Zur Lösung dieser Problematik, muss die Verstärkung herabgesetzt werden. Hierdurch wird mit allen Sensoren eine Messung bis +30 °C ohne Clipping ermöglicht, allerdings liegt die Auflösung aufgrund der niedrigeren ausnutzbaren Dynamik des ADC im Grenzbereich der geforderten 0,025 K. Aktuell wird die Dynamik des ADC nur zu etwa 1/3 ausgenutzt; diese, und damit die Auflösung der Messungen zu steigern, ist daher von hoher Priorität. In Kapitel 9.3 werden Messungen mit dem neu gewählten Instrumentenverstärker INA122 vorgestellt, mit dem bei den eingestellten Parametern eine Verdreifachung der Auflösung im Vergleich zu den bisherigen Werten erzielt wird. Außerdem werden durch den Einsatz des INA122 Probleme wie defekte Multiplexer, etc., wie in vorherigen Kapiteln beschrieben, sowie das Übersteuern im gewählten Messbereich vermieden.

### 9.2.7 Weitere Fehlerquellen

Die THMP-Mainboards und die Huckepackplatinen wurden für frühere Messungen einzeln kalibriert. Jedoch hat sich in Tests gezeigt, dass eine Kalibrierung des gesamten Systems notwendig ist, um die geforderte Messgenauigkeit des THMP zu erreichen. Denn bei wiederholten Messungen am Proto192 bei identischen, konstanten Temperaturen zeigte sich, dass die aufgezeichneten Temperaturen zum einen um einige Zehntelgrad vom erwarteten Wert abwichen und dass zum anderen über eine Messzeit von zwölf Stunden eine Drift der angezeigten Werte von ca. 0,1 °C zu beobachten war (dies ist vermutlich auf die Änderung der Raumtemperatur im Tag-Nacht-Zyklus zurückzuführen).

Zunächst wurden die im GUI angezeigten Temperaturwerte mit den Kalibrierwerten der jeweiligen Huckepackplatine und des Mainboards auf die theoretische ADC-Eingangsspannung zurückgerechnet und die Spannung am ADC ebenso wie der Sensorwiderstand vor der Huckepackplatine mit einem Multimeter nachgemessen. Es stellte sich heraus, dass die im GUI angezeigte Temperatur, basierend auf den kombinierten Kalibrierwerten, um einige Zehntelgrad vom gemessenen Wert der Temperatur (Widerstand) direkt am Sensor abwich. Deshalb wurde beschlossen, das Kalibrierverfahren umzustellen und die Huckepackplatinen zusammen mit dem Mainboard als komplette Einheit zu kalibrieren. Des Weiteren wurde dasselbe Digital-Multimeter (34980A der Firma Agilent) zur Bestimmung der Kalibrierwiderstände verwendet, wie zur Kalibrierung der Temperatursensoren. Hierdurch wurde erreicht, dass der systematische Messfehler des Mul-

timeters vernachlässigt werden kann, da er bei beiden Messungen gleichermaßen vorhanden ist. Für das neue Kalibrierverfahren der THMPs wurde eine Kalibrierplatine entwickelt, die in Kapitel 9.5 vorgestellt wird. Erneute Messungen unter stabilen Temperaturen zeigen, dass die dargestellten Temperaturwerte nun den nachgemessenen Sensorwiderstandswerten entsprechen.

Im Zusammenhang mit der neuen Kalibriermethode wurde zur Steigerung der Messgenauigkeit die oben erwähnte Drift der Temperaturwerte bei Langzeitmessungen näher untersucht. Jeder IC verhält sich unter Temperatureinflüssen minimal anders, was sich beispielsweise bei Instrumentenverstärkern in einer Drift der Ausgangsspannung äußern kann. Um die Drift des gesamten THMP zu untersuchen, wurde dieser im Klimaschrank (Vötsch VT4021) im Temperaturbereich von +15 °C bis +30 °C getestet, was den Umgebungstemperaturen im Labor oder bei Strahlzeiten, z.B. am CERN, den Temperaturen in Experimenthallen entspricht. Als Referenz wurden die Festwiderstände der zuvor erwähnten Kalibrierplatine, welche außerhalb des Klimaschranks im klimatisierten Labor platziert war, an acht Kanäle des THMP angeschlossen. Es zeigte sich eine temperaturbedingte Spannungsdrift über den Messbereich von +15 °C bis +30 °C, äquivalent einer gemessenen Temperaturdifferenz von 0,24 °C bzw. 0,36 °C. Die Differenz der Drift des THMP von 0,12 °C wird maßgeblich beeinflusst durch die Drift ( $\pm 25$  ppm/°C bzw.  $\pm 100$  ppm/°C) der an den Instrumentenverstärkern zur Einstellung der Verstärkung verbauten Widerstände (Typ: EAR3AEB3401V bzw. MC0.063W06031%3K4 gemäß Datenblatt [65] und [66]). Die Messergebnisse bezüglich der Drift des THMP sind exemplarisch für zwei unterschiedliche Kanäle in der folgenden Tabelle 9.2 dargestellt.

Tab. 9.2: Relative Temperaturdrift  $\Delta T_{\text{Drift, THMP}}$  für zwei Kanäle eines THMP, bei denen Widerstände  $R$  mit unterschiedlicher Widerstandsdrift eingesetzt werden; gemessen in einem Umgebungstemperaturbereich von 15 °C bis 30 °C.

$\frac{\Delta R}{T} / \frac{\Omega}{K}$	$\Delta T_{\text{Voetsch}} / K$	$\Delta T_{\text{Drift, THMP}} / K$
$\pm 25 \cdot 10^{-6}$	15	0,247
$\pm 100 \cdot 10^{-6}$	15	0,370

Aus diesem Grund wird der THMP nicht nur als komplette Einheit bei konstanten Temperaturen kalibriert, sondern es werden Kalibrierwerte für unterschiedliche Umgebungstemperaturen ermittelt (siehe Kapitel 9.5). Mittels des temperaturabhängigen Kalibrierparameters wird der Einfluss der Drift weitgehend eliminiert.

Neben der Kalibrierung des THMP als komplette Einheit unter verschiedenen Umgebungstemperaturen ist noch ein weiterer Punkt für eine hochpräzise Messung entscheidend. Der Widerstand der Temperatursensoren wird durch Vierdrahtmessung ermittelt. Hierbei ist der Sensorwiderstand an vier Leiterbahnen kontaktiert; über zwei fließt ein konstanter Strom und über die beiden anderen wird das Spannungssignal geführt. Dadurch haben Leitungswiderstand und somit die Länge der Zuleitung keinen Einfluss auf den Widerstand. Abbildung 9.12 stellt das Verfahren schematisch dar.

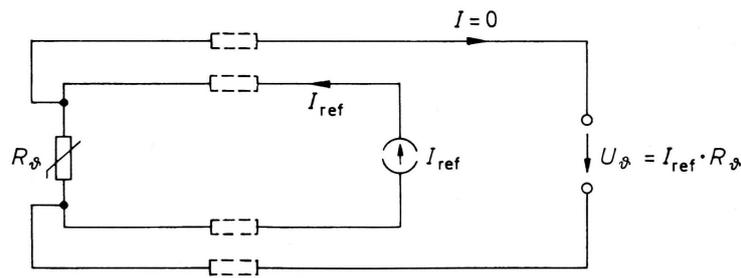


Abb. 9.12: Prinzip einer Vierdrahtmessung [55]

In der Praxis hat sich allerdings gezeigt, dass die Spannungsmessung nicht absolut stromfrei erfolgt und dass Widerstände durch die Zuleitungen sowie Steckverbindungen minimalen Einfluss haben. Die ultradünnen Temperatursensoren werden ebenfalls kalibriert; bei zukünftigen Messungen soll dies mithilfe des THMP $\bar{P}$  erfolgen, statt wie bisher über das oben erwähnte Digital-Multimeter (34980A). Die Sensoren sollen hierbei über eine ähnliche Konfiguration wie später im Experiment kalibriert werden, d.h., dass sie über eine Sensorplatine mit dem THMP $\bar{P}$  verbunden werden, um eine Messung unabhängig von der Länge der Zuleitung zu ermöglichen. Details zur Temperatursensor-Kalibrierung können in [67] nachgelesen werden.

Durch Anwendung der oben beschriebenen Verfahren wird eine hochpräzise, temperatur- und kabellängenunabhängige Messung mit dem THMP $\bar{P}$  ermöglicht.

## 9.3 Verbesserung der Temperaturmessung

In diesem Kapitel wird die Steigerung der Auflösung des THMP $\bar{P}$  durch den Einsatz eines neuen Instrumentenverstärkers vorgestellt. Des Weiteren wird der Test auf Strahlenhärte der neu eingesetzten Elektronikbauteile erläutert.

### 9.3.1 Steigerung der Auflösung des THMP $\bar{P}$

Die auf dem THMP $\bar{P}$  eingesetzten Instrumentenverstärker dienen dazu, die Potenzialdifferenz des Sensorsignals, die zwischen 80 mV und 120 mV liegt, zu erhöhen, um die Dynamik des ADC möglichst gut auszunutzen und somit die geforderte Temporauflösung zu erreichen. In Abbildung 9.13 ist die maximale Ausgangsspannung des aktuell verbauten Instrumentenverstärkers AD623 gegen das Gleichtaktsignal an beiden Eingängen (Common-Mode Input) dargestellt. Daneben ist in Abbildung 9.14 die jeweilige Gleichtaktspannung gegen die maximale Ausgangsspannung des neu gewählten Instrumentenverstärkers INA122 aufgeführt. Wie bereits im vorherigen Kapitel erwähnt, ist dieses Gleichtaktsignal bzw. die Gleichtaktspannung das Basispotenzial, auf das die oben erwähnte Signalspannung addiert wird. In unserem Fall liegt das Gleichtaktsignal, bedingt durch die eingesetzte Spannungsreferenz in der Konstantstromquelle, bei 2,5 V.

Aus Abbildung 9.13 ist ersichtlich, dass bei einer bipolaren Versorgungsspannung von  $\pm 5$  V für eine anliegende Gleichtaktspannung von 2,5 V die maximale Ausgangsspannung des Instrumen-

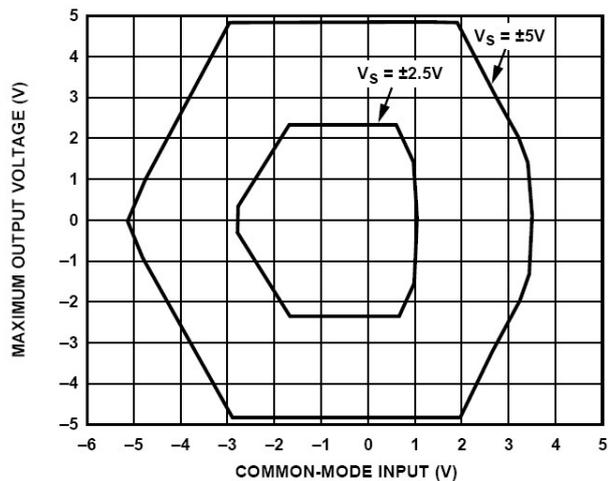


Abb. 9.13: AD623: Maximale Ausgangsspannung gegen Gleichtaksignal für eine eingestellte Verstärkung von  $\geq 10$  bei  $V_S = \pm 5V$  [62]

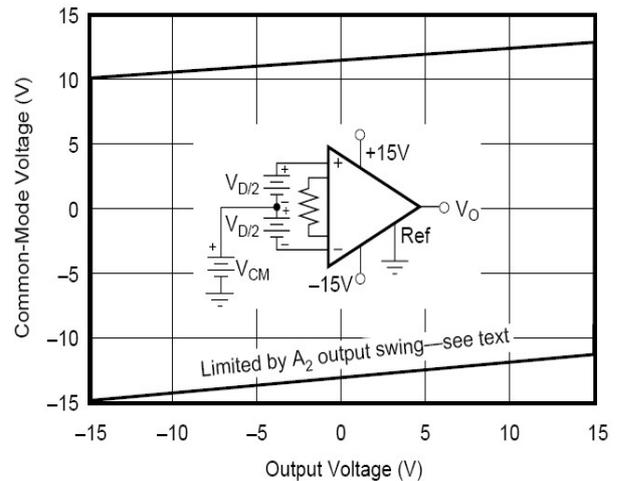


Abb. 9.14: INA122: Gleichtaktspannung gegen maximale Ausgangsspannung für eine eingestellte Verstärkung von 5 bei  $V_S = \pm 15V$  [68]

tenverstärkers AD623 bei etwa 3,5 V liegt und identisch mit den Ergebnissen aus Kapitel 9.2.6 ist. Betrachtet man hingegen Abbildung 9.14, so ist für eine Gleichtaktspannung von 2,5 V eine maximale Ausgangsspannung im Bereich der positiven Versorgungsspannung von 15 V ablesbar. Wie in Kapitel 9.2.2 erwähnt, wird der THMP mit  $\pm 12V$  versorgt, die zur Reduzierung von Rippleströmen und zur Rausch-Entkopplung auf  $\pm 10V$  geregelt werden. Somit können mit dem INA122 die Eingangssignale bis in den Bereich der Versorgungsspannung über einen relativ großen Bereich verstärkt werden. Durch eine nachträgliche Reduktion des verstärkten Signals durch eine eingestellte Offset-Spannung kann die Dynamik des ADC von 4096 mV wesentlich besser ausgenutzt werden und somit die Auflösung des THMP gesteigert werden. Beim AD623 ergeben sich hingegen durch die neu gewählte Versorgungsspannung des THMP kaum Verbesserungen, da dieser IC nur mit einer maximalen Versorgungsspannung von  $\pm 6V$  betrieben werden kann.

In Tabelle 9.3 ist für beide Instrumentenverstärker der nutzbare Eingangsspannungsbereich des ADC unter Berücksichtigung der einstellbaren Parameter Versorgungsspannung, Verstärkung und Offset angegeben.

Fall 1 in Tabelle 9.3 entspricht dem Setup der aktuellen Temperatur-Huckepackplatinen. Bei einem Eingangssignal von 120 mV und einer Verstärkung von 30,4 würde die Ausgangsspannung zwar 3648 mV betragen; wie Messungen allerdings gezeigt haben, klappt der AD623 bereits ab etwa 3450 mV, sodass die Verstärkung auf den in Fall 2 angegebenen Faktor gesenkt werden müsste. Hier ist der Eingangsspannungsbereich des ADC lediglich zu 28 % ausnutzbar. Eine aufwendige Alternative wäre, die Konstantstromquelle umzubauen, um eine Gleichtaktspannung von knapp über 1 V zu realisieren sowie den AD623 mit der maximal zulässigen Versorgungsspannung zu betreiben. Dadurch wäre eine Ausnutzung der ADC-Dynamik von bis zu 47,2 % möglich, vgl. Fall 3. Mit dem INA122 ist hingegen bereits bei einer Versorgungsspannung von  $\pm 5V$  ohne Eingriff in die Konfiguration der Konstantstromquelle eine lineare und stabile Ver-

Tab. 9.3: Nutzbarer Eingangsspannungsbereich des ADC (kurz:  $D_{\text{ADC}}$ ) bei Verwendung der Instrumentenverstärker AD623 und INA122 mit Eingangsspannungen zwischen 80 mV und 120 mV

Fall	Typ	$U_S / \text{V}$	Verstärk.	$U_{\text{Offset}} / \text{mV}$	$U_{\text{Ausgang}} / \text{mV}$	$D_{\text{ADC}} / \%$
1	AD623	$\pm 5$	30,4	0	2432 - 3648	29,7
2	AD623	$\pm 5$	28,7	0	2296 - 3444	28,0
3	AD623	$\pm 6$	48,3	-2000	1864 - 3796	47,2
4	INA122	$\pm 5$	34,1	0	2728 - 4092	33,3
5	INA122	$\pm 5$	40,7	-1000	2256 - 3884	39,7
6	INA122	$\pm 12$	99,1	-7800	128 - 4092	96,8
7	INA122	$\pm 10,1$	79,9	-5980	412 - 3608	78,0

stärkung zwischen Eingangs- und Ausgangsspannung nachgemessen worden (Fall 5). Mit dem INA122 und einer THMP-Versorgungsspannung von  $\pm 12 \text{ V}$  wäre eine Ausnutzung von annähernd 100 % möglich (Fall 6); aufgrund der auf dem THMP zur Verfügung stehenden Spannung von  $\pm 10 \text{ V}$  sind die Parameter aus Fall 7 realistisch. Somit ergibt sich für Fall 7 (INA122) eine 2,8-fach höhere Ausnutzung des Eingangsspannungsbereichs im Vergleich zu Fall 2 (AD623). Die Auflösung der mit dem THMP gemessenen Sensorspannung ergibt sich wie folgt: Eine Änderung der Sensorspannung um 1 mV entspricht einer Temperaturänderung um 2,5 K, also gilt:

$$0,4 \text{ mV} \hat{=} 1,0 \text{ K} \quad .$$

Die Auflösung des ADC beträgt 0,25 mV (14-Bit-ADC [69], 16384 Kanäle). Gemäß den zur Spannungsverstärkung und Offset-Reduzierung unter Fall 7 eingestellten Parametern entspricht eine Temperaturänderung von 1 K einer Spannung am ADC-Eingang bzw. einer Anzahl an ADC-Kanälen von:

$$0,4 \text{ mV} \cdot 79,9 \approx 32 \text{ mV} \hat{=} 128 \text{ Kanäle} \quad .$$

Somit ergibt sich für die Auflösung der Temperaturmessung mit dem THMP

$$0,008 \text{ K/Kanal} \quad .$$

Wie erwähnt, soll es mithilfe des THMP ermöglicht werden, Temperaturen im Bereich von  $\pm 30 \text{ }^\circ\text{C}$  auf 0,05 K präzise zu messen, was eine Auflösung von 0,025 K voraussetzt. Mit der oben aufgezeigten Auflösung des THMP ist diese Zielvorgabe nun sogar um einen Faktor drei übertroffen. Im Gegensatz dazu ergibt sich mit dem AD623 und den unter Fall 2 eingestellten Parametern eine Auflösung der Temperatur von 0,02 K. Dieser Wert ist zwar immer noch innerhalb der Spezifikationen, allerdings sollte beachtet werden, dass diese Berechnungen keine äußeren Störungen berücksichtigen. Aufgrund der wesentlich besseren Auflösung und in Anbetracht der

bereits erwähnten Schwierigkeiten mit dem AD623, ist der INA122 für unsere Zwecke besser geeignet – wie auch Testmessungen bestätigt haben – und wird daher auf den neu entwickelten Temperatur-Huckepackplatinen eingesetzt.

### 9.3.2 Bestrahlung der neuen Elektronikkomponenten

Auch an den neuen Positionen im Bereich der Haltestruktur des EMC wird der THMP noch einer relativ hohen Strahlenbelastung ausgesetzt sein. Von allen bisher auf dem THMP verwendeten Bauteiltypen wurden zuvor jeweils einige ICs unter Strahlenbelastung getestet, vgl. hierzu [48]. Wiesen die bestrahlten Bauteile während oder nach der Bestrahlung mit der geforderten Dosis Defekte auf, musste ein alternativer Typ (anderer Hersteller, etc.) gewählt werden. Berechnungen zufolge [70] beträgt die Strahlendosisleistung für eine Siliziumfläche von  $1\text{ cm}^2$  und  $0,05\text{ cm}$  Dicke insgesamt etwa  $0,91\text{ mGy/h}$  im Winkel von  $13,4^\circ$  hinter dem EMC, bzw.  $0,29\text{ mGy/h}$  im äußersten Winkel von  $21,1^\circ$ , was einer Strahlendosis von etwa  $40\text{ Gy}$  bzw.  $13\text{ Gy}$  in zehn PANDA-Laufzeitjahren entspricht. Für die Komponenten des THMP wird gefordert, dass sie eine Gesamtstrahlendosis von mind.  $80\text{ Gy}$  unbeschadet überstehen. Die entsprechenden Bauteile – jeweils mindestens zwei jeden Typs – wurden während des Betriebs mit Photonen ( $^{60}\text{Co}$ -Quelle, Aktivität von einigen  $10^{13}\text{ Bq}$  und Dosisleistung von etwa  $10\text{ Gy/h}$  in  $1\text{ m}$  Abstand [71]) bestrahlt. Die relevanten Parameter der getesteten Bauteile, wie beispielsweise die Ausgangsspannung von Spannungsreglern, wurden jeweils nach der Bestrahlung mit den Werten vor den Tests verglichen. Sind Funktionsweise und gemessene Parameter nach den Tests unverändert, gelten die Bauteile als strahlenhart bis  $80\text{ Gy}$  und werden eingesetzt. In Abbildung 9.15 ist eine verwendete Testplatine mit insgesamt vier Spannungsreglern verschiedener Typen dargestellt.

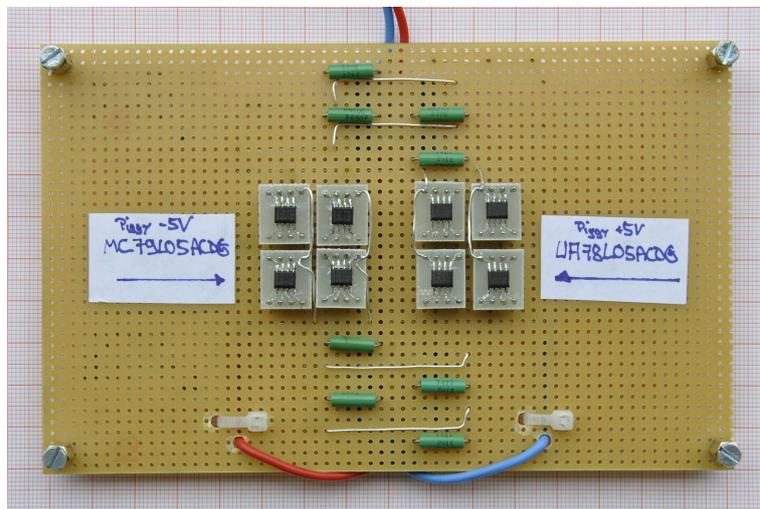


Abb. 9.15: Platine mit Spannungsreglern und Lastwiderständen für Testmessungen unter Bestrahlung mit Photonen. Die Widerstände liegen als Last an den Ausgängen der Spannungsregler.

Neben diesen Spannungsreglern wurden zwei weitere Reglertypen für die Huckepackplatinen sowie die neuen Instrumentenverstärker und auch Schutzwiderstände, Schottky-Dioden und LEDs

im Betrieb bestrahlt. Die entsprechenden Ergebnisse und genauen Bauteiltypenbezeichnungen können der folgenden Tabelle 9.4 entnommen werden.

Tab. 9.4: *Resultate der Strahlenhärte-tests*

Bauteilbezeichnung	Funktion	strahlenfest bis 80 Gy
UA78L05ACDG	+5 V-Festspannungsregler	ja
UA78M33CDCY	+3,3 V-Festspannungsregler	ja
LM337L	einstellbarer neg. Spannungsregler	ja
LM317L	einstellbarer pos. Spannungsregler	ja
INA122	Instrumentenverstärker	ja
INA138	Strom-Shunt Monitor	ja
BAT54S	Schottky-Diode	ja
HSMS2822	Schottky-Diode	ja
LS Q976	LED	ja

Da diese Ergebnisse auch für andere Gruppen innerhalb der PANDA-Kollaboration interessant sind, wurden sie in einer WIKI-Dokumentation<sup>1</sup> allen Interessenten zugänglich gemacht.

## 9.4 Neuentwicklung und Optimierung der THMP $\bar{P}$ -Huckepackplatinen

Wie die Messungen gezeigt haben, müssen verschiedene Verbesserungen an den Huckepackplatinen und auf dem THMP $\bar{P}$ -Mainboard vorgenommen werden.

Die wichtigsten Änderungen auf dem THMP $\bar{P}$ -Mainboard bestehen im Austausch der Spannungsregler, basierend auf den in Kapitel 9.2.2 beschriebenen Ergebnissen, sowie in der geänderten Anordnung von Multiplexer und aktivem Filter zugunsten der schnelleren Auslese der Sensorsignale mit dem Mikrokontroller. Des Weiteren findet auf dem Mainboard eine galvanische Trennung des CAN-Bus-Interfaces von der restlichen Elektronik des THMP $\bar{P}$  statt. Die Neu- und Weiterentwicklungen der Huckepackplatinen werden im Folgenden vorgestellt.

<sup>1</sup><http://panda-wiki.gsi.de/cgi-bin/view/DCS/RaDamIC>

### 9.4.1 Huckepackplatinen für Temperatursensoren

Wie bereits erwähnt, befinden sich auf einer Temperatur-Huckepackplatine als Hauptgruppe eine Konstantstromquelle und ein Instrumentenverstärker für jeden Kanal, also in achtfacher Ausführung. Da die Platine eine Abmessung von  $(40 \times 80) \text{ mm}^2$  hat und mit Spannungsreglern, Schottky-Dioden, usw. sowie Steckern bestückt ist, wird sie aus Platzgründen zur elektrischen Schirmung vierlagig ausgelegt. In Abbildung 9.16 ist der Schaltplan der neu entwickelten Temperatur-Huckepackplatine dargestellt.

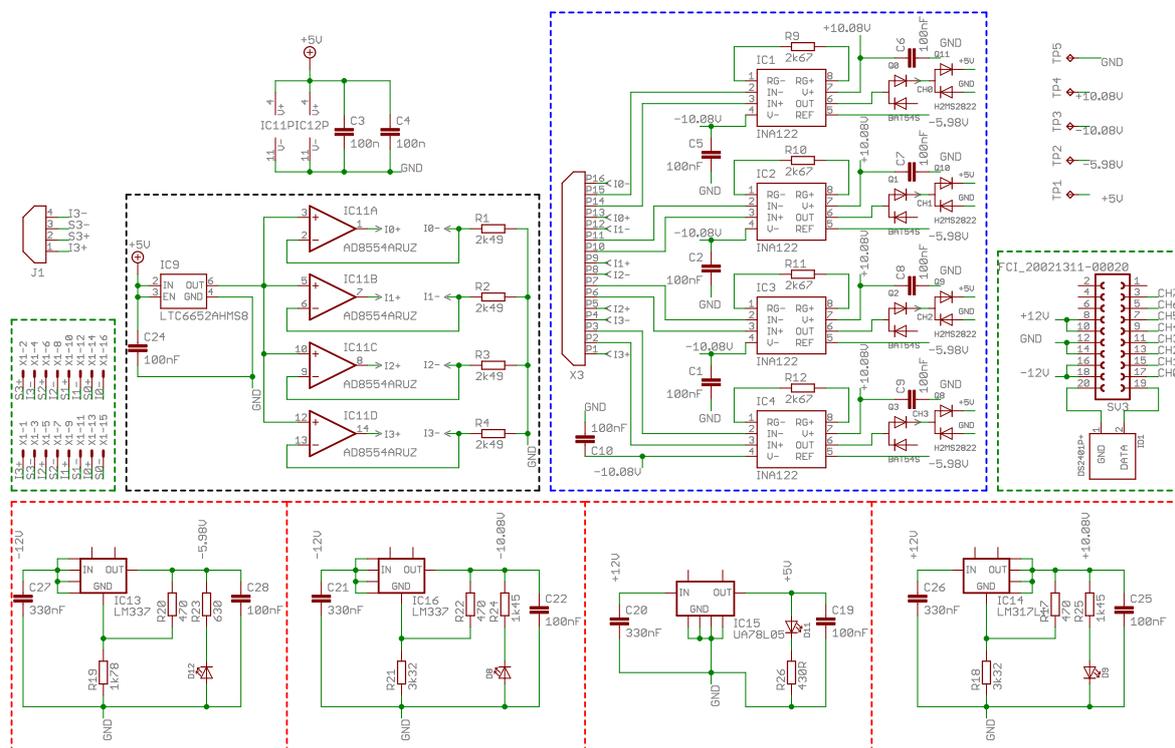


Abb. 9.16: Schaltplanauszug der neu entwickelten Temperatur-Huckepackplatine. Grün gestrichelter Bereich: Kontaktpads für neue Eingangsstecker (linke Box) und neu gewählte Steckverbinder zum Mainboard (rechte Box); schwarz gestrichelter Bereich: Konstantstromquelle für 4 Kanäle; blau gestrichelter Bereich: 4 der 8 neuen Instrumentenverstärker INA122 mit am Ausgang platzierten Schutzdioden; rot gestrichelter Bereich: neue Spannungsregler mit LEDs für die 4 verschiedenen Versorgungsspannungen.

Die neuen Bauteile, die in den vorherigen Kapiteln beschrieben wurden, sind zu erkennen. Da es in der Vergangenheit in einigen Fällen Probleme mit Steckkontakten gab, ist die Platine so konstruiert, dass die Möglichkeit besteht, zwei verschiedene Steckertypen mit unterschiedlichem Abstand der Stecker-Pads zu platzieren (linker, grün gestrichelter Bereich). Die Konstantstromquelle wurde in ihrer Bauweise unverändert gelassen, wobei der Operationsverstärker und die Präzisionsspannungsquelle nun von einem Standardregler UA78L05, statt wie

zuvor von einem Low-Dropout-Regler (MIC5200-5.0) versorgt wird. Der neue Instrumentenverstärker vom Typ INA122 (blau gestrichelter Bereich) wird mit  $\pm 10,08\text{ V}$  versorgt. Die  $\pm 12\text{ V}$ -Versorgungsspannung am Eingang des THMP-Mainboards wird direkt an die Huckepackplatinen weitergegeben und auf diesen durch einstellbare Spannungsregler (LM317L und LM337L) in  $+10,08\text{ V}$  bzw.  $-10,08\text{ V}$  umgewandelt; die Spannungen resultieren aus dem gewählten Widerstandswert ( $R = 3,32\text{ k}\Omega$ ), der zur Einstellung benötigt wird.

Des Weiteren wurde an den INA122 entsprechend Tabelle 9.3 (Fall 7) eine Referenzspannung von  $-5980\text{ mV}$  angelegt, die durch einen zweiten Spannungsregler LM337L und einen Widerstand von  $R = 1,78\text{ k}\Omega$  erzeugt wird. Zum Schutz nachgeschalteter Bauteile (siehe Kapitel 9.2.4) werden Schottky-Dioden am Ausgang des Instrumentenverstärkers positioniert. Weitere Abblockkondensatoren gewährleisten die Filterung von hochfrequenten Spannungsschwankungen an Versorgungsleitungen. LEDs an den Ausgängen der Spannungsregler dienen zur Visualisierung der anliegenden Spannungen auf der Temperatur-Huckepackplatine. Am Eingang der Huckepackplatine bieten Stecker eines anderen Typs (Hersteller: FCI, Typ: SFW16S-2STE9LF) einen verbesserten Halt der Flachbandkabel – die Platine kann alternativ Standard-Pfostenleistenstecker aufnehmen – und am Ausgang einen verpolungssicheren Kontakt (Samtec TFC-1-20-X1-F-D, Gegenstück: Samtec SFC-1-20-X1-F-D) zum Mainboard. Zur Überwachung der Temperatur im Gehäuse (siehe Kapitel 9.5) sind Pads auf der Platine zur Kontaktierung eines Temperatursensors vorgesehen.

In Abbildung 9.17 ist die Ober- und Unterseite der Temperatur-Huckepackplatine dargestellt. Auf der Oberseite sind die weißen Kennzeichnungsfelder für die Zuordnung auf dem Mainboard (siehe Kapitel 9.2.3) zu sehen.

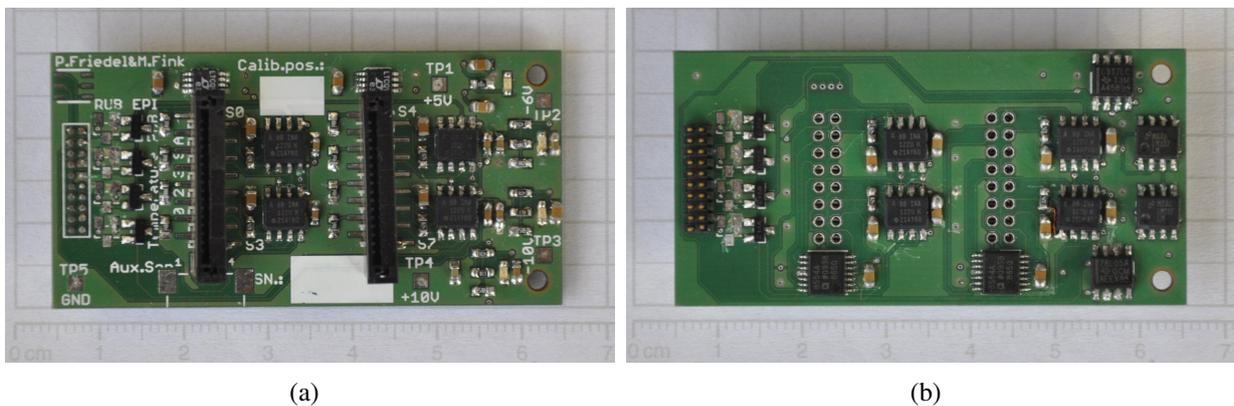


Abb. 9.17: Neuentwickelte Temperatur-Huckepackplatine mit allen aufgrund von Testmessungen entwickelten Optimierungen. In (a) ist die Oberseite mit vier Instrumentenverstärkern sowie zwei 16-poligen Steckern für Flachbandkabel und in (b) ist die Unterseite mit weiteren vier Instrumentenverstärkern sowie Konstantstromquelle und weiteren ICs dargestellt.

## 9.4.2 Huckepackplatinen für Feuchte- und Drucksensoren

Bei den Huckepackplatinen für Feuchte- und Drucksensoren wird der Spannungsregler, Typ MIC5200-5.0, ebenfalls durch einen UA78L05 ersetzt (eine negative Versorgungsspannung wird auf dieser Platine nicht benötigt).

Auch bei dieser Adapterplatine werden die neuen 16-poligen Eingangsstecker für Flachbandkabel verwendet sowie neue Ausgangssteckverbindertypen eingesetzt, durch die die Platine verpolungssicher an das Mainboard angeschlossen wird. Auch hier werden LEDs an den Ausgängen der Spannungsregler platziert und zusätzliche Abblockkondensatoren zur Spannungsfilterung montiert. 80 k $\Omega$ -Pull-down-Widerstände an jeder Signalleitung dienen als Minimallast und stellen die korrekte Funktion der Feuchtesensoren sicher. Eine Schmelzsicherung in jeder Versorgungsleitung schützt im Falle eines Defekts oder bei Verpolungen von Sensorsignal- und Sensorversorgungsleitung die nachgeschalteten Bauteile, und vermeidet eine Beeinträchtigung der übrigen Sensoren.

In Abbildung 9.18 sind Ober- bzw. Unterseite der fertig gestellten Huckepackplatine für Feuchte- und Drucksensoren abgebildet. Gut erkennbar sind auch die oben erwähnten Sicherungen für jeden Kanal.

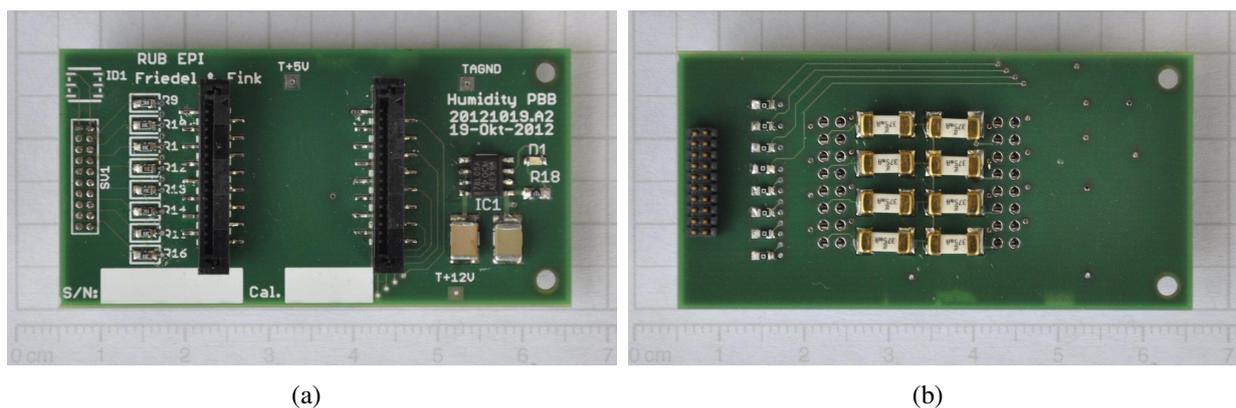


Abb. 9.18: Weiterentwickelte Huckepackplatine für Feuchte- und Drucksensoren mit den beschriebenen Optimierungen. In (a) ist die Oberseite u.a. mit den zwei 16-poligen Steckern für Flachbandkabel und dem Spannungsregler und in (b) ist die Unterseite mit dem neu verwendeten kompakten Ausgangsstecker sowie acht Sicherungen dargestellt.

## 9.5 Kalibrierung des THMP $\bar{P}$

Wie in Kapitel 9.2.7 bereits erläutert, muss das THMP $\bar{P}$ -Mainboard mit den aufgesteckten Huckepackplatinen als Einheit kalibriert werden. Außerdem haben Testmessungen bestätigt, dass die Parameter des THMP $\bar{P}$  bei Änderungen der Umgebungstemperatur minimal driften und dass es zur Erhöhung der Genauigkeit notwendig ist, Kalibrierwerte zu unterschiedlichen Umgebungstemperaturen zu ermitteln.

Zur Bestimmung der Kalibrierparameter wurde eine Platine entwickelt, auf der sich acht Kanäle mit jeweils fünf Festwiderständen befinden. Über DIP-Schalter kann einfach und schnell der gewünschte Kalibrierwiderstand (82, 92, 102, 112, 122)  $\Omega$  eingestellt werden. Über zwei 16-polige Flachbandkabel werden die Kalibrierwiderstände mit dem THMP $\bar{P}$  verbunden. In Abbildung 9.19 ist diese Kalibrierplatine dargestellt.

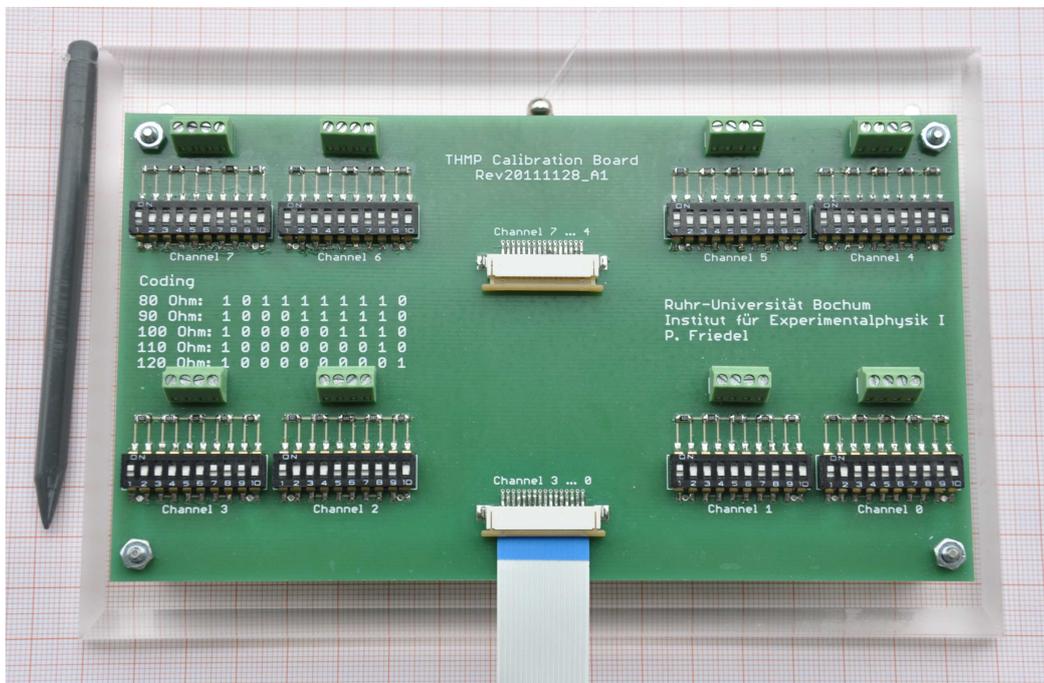


Abb. 9.19: Platine, die zur Kalibrierung der THMP $\bar{P}$ s verwendet wird

Vor dem ersten Einsatz der Platine müssen zunächst – einmalig – alle aufgelöteten Widerstandswerte mit demselben Digital-Multimeter<sup>2</sup> bestimmt werden, mit dem bereits die ultradünnen Temperatursensoren ausgelesen wurden. Die Verkabelung zum Digital-Multimeter erfolgt über die grünen vier-poligen Klemmleisten. Dieses Multimeter wird jeweils verwendet, damit wie bereits erwähnt, der systematische Messfehler des Multimeters selbst vernachlässigbar wird.

Die Kalibriermessung verläuft wie folgt: Die Platine wird über Flachbandkabel (16-polige Stecker) an die beiden Stecker einer Huckepackplatine angeschlossen. Der Steckplatz der Huckepackplatine auf dem Mainboard darf bei späteren Messungen nicht mehr variiert werden (an-

<sup>2</sup>34980A der Firma Agilent

sonsten muss mit dem neuen Steckplatz kalibriert werden), da die nun ermittelten Kalibrierwerte nur für diese elektronische Kette gültig sind. Die acht DIP-Schalter werden mithilfe der aufgedruckten Kodiertabelle so eingestellt, dass an jedem Kanal der niedrigste Widerstandswert ( $82\ \Omega$ ) angeschlossen ist. Danach werden die ADC-Konversionen<sup>3</sup> im GUI abgelesen und in einer Datei abgespeichert. Ebenso wird mit den restlichen Widerstandswerten und allen verbleibenden Huckepackplatinen auf dem Mainboard verfahren.

An die ADC-Konversionen wird ein Polynom 1. Grades

$$R_{\text{Kalib}}(x) = a + b \cdot x \quad (9.1)$$

angepasst, und zu jedem Kanal einer Huckepackplatine-Mainboard-Kombination werden die Parameter  $a$  und  $b$  mit den entsprechenden Anpassungsfehlern in eine Datenbank eingetragen, auf die die Slow-Control zugreift. Ein entsprechender Plot zur Ermittlung der Kalibrierwerte ist in Abbildung 9.20 dargestellt, wobei angemerkt sei, dass die Fehlerbalken kleiner sind als die verwendeten Symbole.

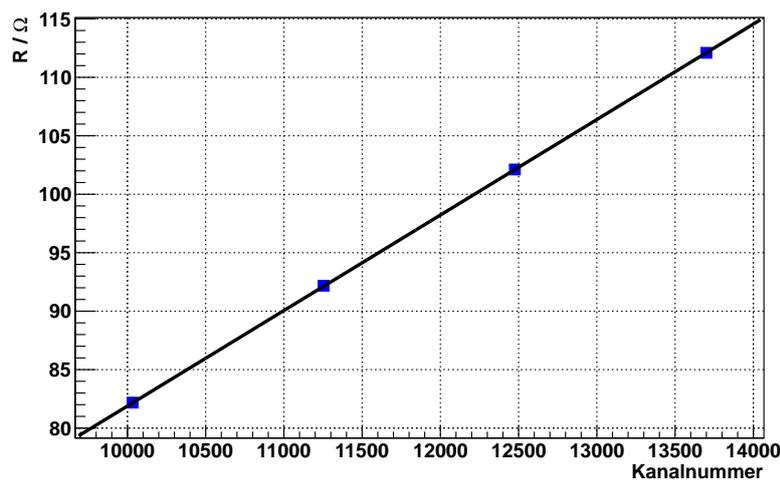


Abb. 9.20: Widerstand  $R$  eines Referenzwiderstands, aufgetragen gegen den Kanal des ADC und durch ein Polynom 1. Grades angepasst

Dass das  $\chi^2/\text{ndf}$  der angepassten Funktion für jeden THMP-Kanal  $\approx 1$  ist, zeigt, dass die Anpassung durch ein Polynom 1. Grades den Verlauf der Messwerte unter Berücksichtigung der Fehler sehr gut beschreibt<sup>4</sup>. Beachtet werden muss, dass beim aktuellen THMP der Instrumentenverstärker AD623 bei Verwendung des  $122\ \Omega$ -Widerstands übersteuert, und somit der entsprechende Messwert nicht in der Anpassung berücksichtigt wurde. Mit den neu entwickelten Temperatur-Huckepackplatinen werden alle fünf Werte aufgenommen und angepasst. Die THMP-Kalibrierwerte  $a$  und  $b$  werden mit Angabe der Seriennummern der Huckepackplatine

<sup>3</sup>4 ADC-Kanäle entsprechen 1 mV

<sup>4</sup>Durch den  $\chi^2$ -Wert lässt sich die Güte einer Anpassung beurteilen; ndf steht für „number of degrees of freedom“, also die Anzahl der Freiheitsgrade.

und des Mainboards sowie Angabe des Steckplatzes in eine Datenbank eingetragen, auf die EPICS zugreift, und zusammen mit den Sensor-Kalibrierwerten werden die am ADC anliegenden Spannungen im GUI als Temperaturen angezeigt.

Aufgrund der festgestellten Temperaturdrift des THMP $\bar{P}$  ist vorgesehen, die Temperatur im Gehäuse zu überwachen. Die ermittelten Werte werden der Slow-Control zur Verfügung gestellt, die gemäß nachfolgender Formel die Kalibrierungskonstanten korrigiert. Zur Bestimmung des Korrekturparameters wird die oben beschriebene Messung bei (15, 20, 25, 30) °C im Klimaschrank (Vötsch VT4021) durchgeführt, wobei, wie bereits erwähnt, nur der THMP $\bar{P}$  im Klimaschrank platziert ist. Die Korrektur der Kalibrierungskonstanten hat die Form:

$$R_{\text{InklTempKalib}}(x,T) = a + b \cdot (x + [(20^\circ\text{C} - T) \cdot c]) \quad , \quad (9.2)$$

wobei  $T$  die vom Sensor gemessene Umgebungstemperatur in °C ist und  $c$  (in ADC-Kanälen/°C) sich aus den Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen ergibt.

## 9.6 Überwachung der Spannungsversorgung der Photodetektorelektronik

Ein bzw. zwei Photosensoren, welche an jeden PbWO<sub>4</sub>-Kristall im EMC angekoppelt sind, dienen zur Umwandlung des Szintillationslichts in elektrische Signale. Eine Vakuumphototriode (VPT) oder Vakuumphototetrode (VPTT) deckt die Fläche der Ausleseseite des PbWO<sub>4</sub>-Kristalls bereits annähernd ab; doch durch den Einsatz von zwei Large Area Avalanche Photodioden (LAAPDs) kann die Fläche ausreichend abgedeckt werden. Jeder Photosensor ist an einen Vorverstärker angeschlossen, der die Ausgangsladung integriert und einen Spannungspuls, dessen Amplitude proportional zur erzeugten Ladung im Photosensor ist, erzeugt. Der Puls wird anschließend über ein Signal-PCB aus dem EMC zu Shaper und ADC geleitet. Entsprechend gibt es bei PbWO<sub>4</sub>-Kristallen, die über VPTs oder VPTTs ausgelesen werden, jeweils einen Vorverstärker und bei Kristallen, die mit LAAPDs ausgelesen werden, zwei Vorverstärker. Um die Versorgungsspannung und den Strom dieser Vorverstärkerplatten zu überwachen und einen eventuellen Ausfall oder Defekt der Vorverstärker zu erkennen, wurde eine Huckepackplatine zur Messung von Strömen und Spannungen entwickelt.

Mit dieser Adapterplatine können acht Kanäle ausgelesen werden: Vier Kanäle dienen zur Messung von Spannungen und vier Kanäle zur Messung der Ströme der Vorverstärker. Die zu messenden Spannungen liegen bei ± 6 V und die Ströme für einen Vorverstärker<sup>5</sup> im Bereich von 0 bis 15 mA, wobei bei der Strommessung der Spannungsabfall über einen Festwiderstand gemessen wird. Dadurch werden sowohl bei der Spannungs- wie auch bei der Strommessung Spannungssignale an das THMP $\bar{P}$ -Mainboard und letztendlich den ADC weitergegeben. Jeweils ein Kanal der Huckepackplatine überwacht die Spannungen bzw. Ströme aller Vorverstärker einer Subunit, was bei einer mit VPT(T)s bestückten Subunit entsprechend 16 Vorverstärker, bzw. bei APDs 32 Vorverstärker sind. Somit ergibt sich ein zu messender Ruhestrom von 120 mA

<sup>5</sup>Ruhe-Leistung: 45 mW (±6 V, 7,5 mA); Leistung unter Vollast: max. 90 mW (±6 V, 15 mA). [72]

bzw. 240 mA, und unter Vollast ein Strom von 320 mA bzw. 640 mA. In Abbildung 9.21 ist der Schaltplan (als Auszug) der Adapterplatine dargestellt.

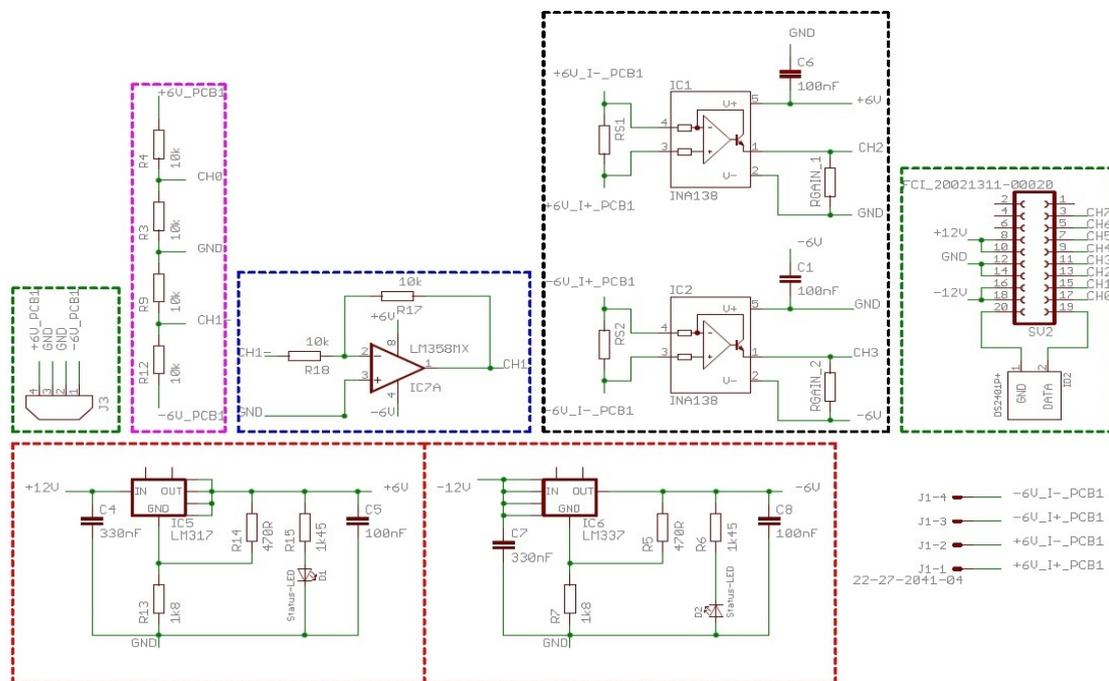


Abb. 9.21: Schaltplanauszug der Huckepackplatine zur Strom- und Spannungsmessung der Vorverstärker der Photodetektoren. Grün gestrichelter Bereich: Kontaktpads für neue Eingangsstecker (linke Box) und neu gewählte Steckverbinder zum Mainboard (rechte Box), pink gestrichelter Bereich: Spannungsteiler, blau gestrichelter Bereich: Spannungsinverter, schwarz gestrichelter Bereich: Strom-Shunt, rot gestrichelter Bereich: Spannungsregler mit LEDs.

Mittig sind die beiden Hauptgruppen (pink und blau sowie schwarz umrandeter Bereich) eingezeichnet, welche zum einen die Spannungsteiler und den Dual-Operationsverstärker LM358MX zur Spannungsmessung, und zum anderen den Strom-Shunt-IC INA138 mit Shunt-Widerstand zur Strommessung umfassen. Die Spannungen werden am Sensor-PCB über die beiden 4-poligen FCC-Stecker an die Adapterplatine angeschlossen, und auf dieser werden die Spannungssignale von  $\pm 6\text{ V}$  durch die  $10\text{ k}\Omega$ -Widerstände, die als Spannungsteiler eingesetzt sind (pink umrandeter Bereich), in  $\pm 3\text{ V}$  heruntergeteilt. Die positiven 3-V-Signale werden direkt an das Mainboard weitergegeben, wohingegen die negativen 3-V-Spannungspotenziale über einen Dual-Operationsverstärker LM358MX (blau umrandeter Bereich) invertiert werden, damit die Signale vom ADC auf dem THMP-Mainboard verarbeitet werden können. Im schwarz umrandeten Bereich sind die Bauteile zur Strommessung abgebildet. Der Spannungsabfall wird über einen Shunt-Widerstand ( $R_S = 0,1\ \Omega$ ) mithilfe des Strom-Shunt-ICs INA138 gemessen, und die Spannung um einen Faktor 50 ( $R_{LAAPD} = 250\text{ k}\Omega$ ) bzw. um einen Faktor 100 ( $R_{LVPT(T)} = 500\text{ k}\Omega$ ) verstärkt. Die unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren kommen dadurch zustande, dass bei Subunits, in denen die Kristalle mit LAAPDs bestückt sind, entsprechend doppelt so viele Vorverstärker

verbaut sind und somit doppelt so viel Strom fließt, wie bei Subunits mit VPT(T)s. In Abbildung 9.22 ist die Huckepackplatine mit ihrer Ober- und Unterseite abgebildet.

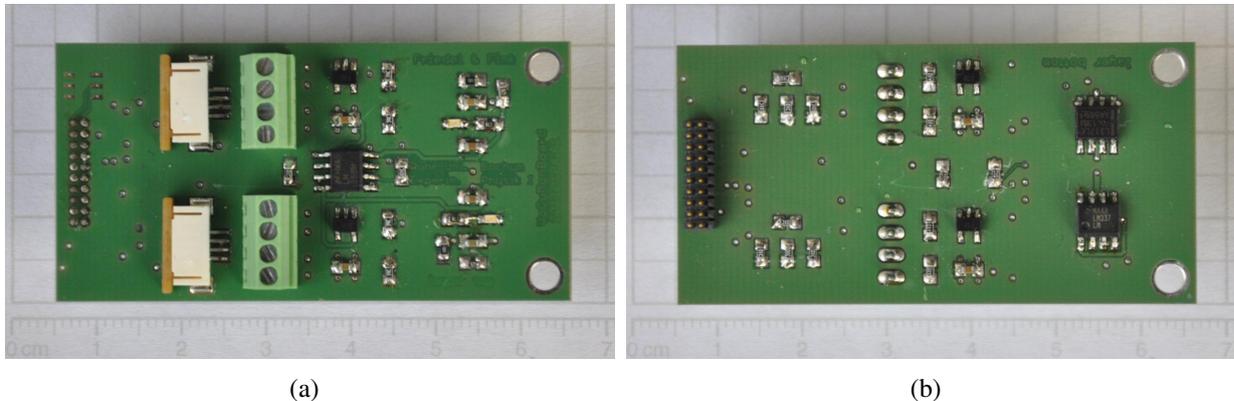


Abb. 9.22: Dargestellt ist in (a) die Oberseite und in (b) die Unterseite der Huckepackplatine zur Strom- und Spannungsmessung der Vorverstärker

## 9.7 Resümee

Zusammengefasst ergeben sich die folgenden Verbesserungen für den THMP:

Zur Vermeidung von Fehlfunktionen beim Einschalten des THMP werden höhere Versorgungsspannungen gewählt sowie zuverlässige lineare Festspannungsregler auf Mainboard und Huckepackplatinen vorgesehen. Durch den Einsatz von LEDs wird direkt erkennbar, wenn Spannungsregler auf dem THMP nicht funktionieren. Vertauschte Steckplätze waren der Grund für eine falsche Temperaturanzeige im GUI; deshalb sollen Kennzeichnungsfelder auf den Huckepackplatinen für die entsprechenden Mainboard-Steckplätze derartige Fehler in Zukunft vermeiden. Auf den neu entwickelten Temperatur-Huckepackplatinen werden Schottky-Dioden eingesetzt, die zum einen verhindern, dass negative Ausgangsspannungen des Instrumentenverstärkers weitergegeben werden, und die zum anderen höhere als vom ADC verarbeitbare Spannungen abfangen und so die Beschädigung von nachgeschalteten Bauteilen wie Multiplexern unterbinden. Probleme wie das Übersteuern der bisher eingesetzten Instrumentenverstärker AD623 werden durch Austausch gegen den Instrumentenverstärker INA122 beseitigt, und die Auflösung des THMP wird damit um einen Faktor 2,8 erhöht.

Trotz der zusätzlich eingesetzten Bauteile auf den Temperatur-Huckepackplatinen konnte die geringe Platinengröße durch eine überarbeitete, sehr kompakte Anordnung der Bauteile beibehalten werden. Auch die Adapterplatine des THMP für Feuchte- und Drucksensoren wurde neu entwickelt sowie das Kalibrierverfahren für den THMP verbessert und hierfür eine Platine zur Bestimmung der Kalibrierparameter konzipiert und erstellt.

Des Weiteren wurde ein neuer Typ von Huckepackplatine zur Überwachung von Strom und Versorgungsspannung der Photodetektor-Vorverstärker entworfen und angefertigt.



# Kapitel 10

## Zusammenfassung und Ausblick

Die im ersten Teil dieser Arbeit vorgestellte Analyse von Zerfällen von Charmonium-Resonanzen mit zwei  $\phi$ -Mesonen im Endzustand basiert auf Ereignissen, die mit dem BESIII-Detektor am IHEP in Beijing aufgezeichnet wurden. Der zweite Teil der Arbeit behandelt Entwicklungen zum Prototyp der Vorwärtsendkappe des EMC des zukünftigen PANDA-Experiments an FAIR in Darmstadt. Bei beiden Experimenten liegt ein Schwerpunkt des Interesses in der detaillierten Untersuchung des Mesonenspektrums – von den leichten Mesonen bis zu Charmonium- und Open-Charm-Resonanzen – mit dem Ziel, das Verständnis der starken Wechselwirkung zu erweitern.

Im Rahmen der Analyse wurde nach Zwischenresonanzen, die in das  $\phi\phi$ -System zerfallen, gesucht. Es sind in den inklusiv rekonstruierten Reaktionen  $J/\psi \rightarrow \phi\phi X$  und  $\psi(2S) \rightarrow \phi\phi X$  die beitragenden Rückstoßteilchen  $X$  bestimmt worden. Hier zeigte sich, dass neben einem schwach beitragenden  $\omega$ -Meson, ein Photon am stärksten beiträgt. Abgesehen von der hohen Ereigniszahl ist entscheidend, dass der radiative Zerfall  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$  ein gluonenreicher Prozess ist und sich sehr gut für die Suche nach exotischen Zuständen eignet. Analysiert wurde die Reaktion auf Basis eines Datensatzes mit  $10^9$   $J/\psi$ -Ereignissen. Nach detaillierter Selektion mit Untergrundbehandlung, bei der jedem Ereignis ein Gewicht zugeordnet wird, verblieben 16997  $\phi\phi$ -Ereignisse. Der so präparierte Datensatz war die Grundlage einer Partialwellenanalyse mit der am Institut entwickelten PWA-Software. Aufgrund der hohen Ereigniszahl konnte das invariante  $\phi\phi$ -Massenspektrum in 20 Bereiche eingeteilt werden, und jeweils mit einem Hypothesensatz aus allen erlaubten Quantenzahlen und deren Kombinationen bis  $J = 2$  massenunabhängig angepasst werden. Ausgehend von den dabei erzielten Ergebnissen wurde eine massenabhängige Anpassung durchgeführt. Es wurden Beiträge im  $\phi\phi$ -Spektrum identifiziert, von denen eine breite  $0^{-+}$ -Welle dominierend über das gesamte invariante  $\phi\phi$ -Massenspektrum verteilt ist. Im Bereich um  $2,95 \text{ GeV}/c^2$  macht der  $0^{-+}$ -Beitrag den maßgeblichen Anteil aus; die ermittelte Masse stimmt mit dem in [2] aufgeführten Wert für die  $\eta_c$ -Resonanz überein. Weiterhin wurde ein sehr starker  $2^{++}$ -Beitrag im unteren invarianten  $\phi\phi$ -Massenbereich festgestellt. Die ermittelte Masse und die Breite der  $2^{++}$ -Struktur stimmen im Rahmen der Fehler sehr gut mit den Werten der in [2] aufgeführten  $f_2(2340)$ -Resonanz überein. Diese Resonanz gilt als Glueball-Kandidat [8]. Eine weitere, nur schwach beitragende Resonanz wurde an der invarianten  $\phi\phi$ -Massenschwelle beobachtet. Hier sind die Anpassungsgüten mit einer  $2^{++}$ - oder  $0^{++}$ -Struktur ähnlich hoch. Die

$0^{++}$ -Resonanz wird aufgrund der bestimmten Masse mit der in [2] aufgeführten  $f_0(2020)$  assoziiert. Die  $2^{++}$ -Resonanz hingegen stimmt mit der ermittelten Masse im Rahmen der Fehler sehr gut mit den Werten eines weiteren Glueball-Kandidaten, der  $f_2(2010)$ -Resonanz [8], überein. Mit den vorliegenden Ergebnissen und weiteren Reaktionskanälen ist eine Coupled-Channel-Analyse möglich, in der die Eigenschaften dieser Resonanzen weiter untersucht werden können. Basierend auf dem Datensatz mit  $10^9$   $J/\psi$ -Ereignissen, erscheint zudem eine Analyse des Zerfalls in den Zustand  $\phi\phi\omega$  vielversprechend, da dieser bisher noch nicht untersucht worden ist.

Das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment, das ab 2017 an der neuen FAIR-Anlage in Darmstadt betrieben wird, wird umfassende Untersuchungen im Charmonium-Bereich ermöglichen. Mit ihrer hochpräzisen Technik bieten die eingesetzten Detektorkomponenten eine wichtige Voraussetzung für die Untersuchungen. Für den Prototyp der Vorwärtsendkappe des EMC sind in dieser Arbeit verschiedene Entwicklungen vorgestellt worden. Aus CFK gefertigte Frontstopper mit einem Volumen von  $56 \text{ mm}^3$  (Faktor 2 kleiner als eine vollflächige Version), die die  $\text{PbWO}_4$ -Szintillationskristalle in ihrer Haltestruktur fixieren, stellen eine stabile und kostengünstige Lösung für den Prototyp dar. Um die angestrebte Energieauflösung zu erzielen, wird das EMC bei  $-25^\circ\text{C}$  betrieben. Dabei muss eine zeitliche und räumliche ( $< 0,1^\circ\text{C}/\text{cm}$ ) Temperaturhomogenität gewährleistet sein, da sowohl die Lichtausbeute der Kristalle als auch die Verstärkung der angekoppelten Photosensoren stark temperaturabhängig sind. Die Überwachung der Kristalltemperaturen ist daher von großer Bedeutung. Es wurden  $90 \mu\text{m}$ -flache Kabel, insbesondere für Sensoren zur Messung der Kristalltemperatur, optimiert und die Herstellung verbessert. Mit einem modularen Auslesesystem (THMP) werden die Signale der fast 100 Temperatursensoren sowie der Luftfeuchte- und Drucksensoren, die im Prototyp verbaut sind, ermittelt. Durch Tests unter realistischen Bedingungen konnten aufgetretene Fehlfunktionen und Mängel behoben werden. Es wurden Verbesserungen und Neuentwicklungen durchgeführt; u.a. konnte die Auflösung der Temperaturmessung mittels des THMP auf  $0,008 \text{ K}$  gesteigert werden, und ein Kalibrierverfahren sowie ein neuer Adapterplatinentyp zur Überwachung der Vorverstärkernetzteile der Photosensoren entwickelt werden. Um die Bildung von Kondenswasser und Eis im abgekühlten Aufbau zu vermeiden, ist ein System mit aufbereiteter Druckluft sowie eine elektrische Regelungsschaltung entwickelt worden. Testmessungen haben gezeigt, dass selbst in Abkühlphasen mit einem permanenten Trockenluftfluss von  $100 \text{ l/h}$  eine relative Luftfeuchtigkeit von  $< 70 \%$  sichergestellt werden kann. Mit dem Prototyp wurden vier Teststrahlzeiten an Beschleunigeranlagen (zwei am CERN, je eine an ELSA und MAMI) durchgeführt. In den kommenden Jahren soll die Vorwärtsendkappe mit allen optimierten und neuentwickelten Komponenten aufgebaut und im  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment eingesetzt werden.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Nonett der Vektormesonen und der pseudoskalaren Mesonen . . . . .	7
1.2	Spektrum der beobachteten Charmonium-Resonanzen unterhalb $D\bar{D}$ -Schwelle . .	8
1.3	Vorhergesagtes Glueball-Spektrum, basierend auf Lattice QCD [7] . . . . .	9
1.4	Spektren des am BNL untersuchten Prozesses $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$ . . . . .	10
1.5	Invariante $\phi\phi$ -Massenspektren der vom Mark-III-Experiment am SLAC unter- suchten Reaktion $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K^+ K^-$ und $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma K^+ K^- K_S^0 K_L^0$ .	10
2.1	Aufbauskizze des Beijing Electron Positron Collider II [13] . . . . .	16
2.2	Schematische Zeichnung des BESIII-Detektors [11] . . . . .	18
3.1	Anzahl der geladenen Teilchen bei den inklusiven Analysen . . . . .	28
3.2	Das invariante $K^+ K^-$ -Massenspektrum (aller möglichen $K^+ K^-$ -Kombinationen) mit einer deutlichen Überhöhung bei der nominellen $\phi$ -Masse . . . . .	29
3.3	Invariantes Massenspektrum der $\phi\phi$ -Kandidaten mit deutlichen Überhöhungen bei den bekannten Charmonium-Resonanzen $\eta_c, J/\psi, \chi_{c0}, \chi_{c1}, \chi_{c2}$ und $\psi(2S)$ . .	30
3.4	Missing-Mass-Spektrum mit deutlichen Überhöhungen um $0 \text{ GeV}/c^2$ und $0,78$ $\text{GeV}/c^2$ sowie möglichen Beiträgen bei $0,55 \text{ GeV}/c^2$ und bei $1,02 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	31
3.5	Invariantes Massenspektrum der $\phi\phi$ -Kandidaten, aufgetragen für $m_{\text{miss}} < 0,1$ $\text{GeV}/c^2$ . . . . .	31
3.6	Invariantes Massenspektrum der $\phi\phi$ -Kandidaten der inklusiven Analyse von $J/\psi \rightarrow \phi\phi X$ . . . . .	32
3.7	Missing-Mass-Spektrum mit deutlichen Überhöhungen um $0 \text{ GeV}/c^2$ und $0,78$ $\text{GeV}/c^2$ sowie möglichen Beiträgen bei $0,55 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	32
3.8	Invariantes Massenspektrum der $\phi\phi$ -Kandidaten, aufgetragen für $m_{\text{miss}} < 0,1$ $\text{GeV}/c^2$ . . . . .	33
4.1	Aufgetragen ist jeweils der Impuls eines simulierten Kaons gegen die invariante $\phi\phi$ -Masse; für generierte Kaonen und für Kaonen nach der Rekonstruktion. . . .	35
4.2	$\chi^2$ -Verteilung nach allen zuvor beschriebenen Selektionsschritten; alle Ereignis- se mit einem $\chi^2 > 5$ werden verworfen. . . . .	37
4.3	Gegeneinander aufgetragen ist die invariante Masse der jeweils besten Kombi- nation der beiden Kaon-Paare aus $K^+ K^- K^{\pm} K_{\text{miss}}^{\mp}$ . . . . .	38
4.4	Die invariante Masse der selektierten $\phi\phi$ -Kandidaten . . . . .	39
4.5	$\chi_{4K}^2$ der kinematischen Anpassung für den nicht-radiativen Zerfall in den Endzu- stand $K^+ K^- K^+ K^-$ und invariante Masse der $\phi\phi$ -Kandidaten vor und nach $\chi_{4K}^2$ - Veto-Bedingung . . . . .	41

4.6	$\chi^2_{\pi^0 4K}$ der kinematischen Anpassung für den Endzustand $\gamma\gamma K^+ K^- K^+ K^-$ mit deutlicher Überhöhung unterhalb von $\chi^2_{\pi^0 4K} = 10$ und invariante Masse des $\gamma\gamma$ -Systems vor und nach Anwendung der Veto-Bedingung auf $\chi^2_{\pi^0 4K} < 10$ . . . . .	42
4.7	Berechnung des Ereignisgewichts; zunächst Anpassung der Ereignisse im invarianten Massenspektrum des $\phi_1$ -Kandidaten und anschließend Anpassung im invarianten Massenspektrum des $\phi_2$ -Kandidaten. . . . .	45
4.8	Invariante Masse des $\phi_1$ -, $\phi_2$ - und $\phi_1\phi_2$ -Systems sowie der $\chi$ -Zwischenwinkel für simulierten Datensatz aus 85 % Signal- und 15 % Untergrundereignissen. . . . .	46
4.9	Invariante Masse des $\phi_1$ - bzw. $\phi_2$ - sowie des $\phi\phi$ -Systems bei Anwendung aller Vorselektionen, Vetobedingungen für Untergrundereignisse sowie der Gewichtungsmethode. . . . .	47
4.10	Winkelverteilungen der Zerfallsreaktion unter Anwendung aller Vorselektionen, Vetobedingungen für Untergrundereignisse sowie der Gewichtungsmethode. . . . .	49
5.1	Invariante Masse des $\phi\phi$ -Systems aus dem radiativen $\psi(2S)$ -Zerfall. Die für die PWA-Anpassung gewählten Massenbereiche für $\chi_{c0}$ , $\chi_{c1}$ und $\chi_{c2}$ sind entsprechend markiert. . . . .	57
5.2	Winkelverteilungen für $\chi_{c0}$ . Aufgetragen sind Messdaten mit Fehlerbalken und durch PWA angepasste Monte-Carlo-Daten aus Hypothese mit $0^{++}$ und $0^{-+}$ . . . . .	58
5.3	Winkelverteilungen für $\chi_{c1}$ . Aufgetragen sind Messdaten mit Fehlerbalken und durch PWA angepasste Monte-Carlo-Daten aus Hypothese mit $1^{++}$ . . . . .	60
5.4	Winkelverteilungen für $\chi_{c2}$ . Aufgetragen sind Messdaten mit Fehlerbalken und durch PWA angepasste Monte-Carlo-Daten aus Hypothese mit $2^{++}$ , $1^{++}$ und $2^{-+}$ . . . . .	61
5.5	Beiträge der Partialwellen, die sich aus der besten Anpassung für die einzelnen Bins mittels AIC ergeben. . . . .	62
5.6	Beiträge der Partialwellen, die sich aus der besten Anpassung für die einzelnen Bins mittels BIC ergeben. . . . .	63
5.7	Beiträge der einzelnen Zerfallskanäle, ermittelt aus der Hypothese, die zur besten Anpassung führt. . . . .	67
5.8	Mittels PWA an die Messdaten angepasste Monte-Carlo-Daten aus der Hypothese mit einer $0^{-+}$ -Welle, einer $\eta_c$ , $f_2(2340)$ - und $f_0(2010)$ -Resonanz. . . . .	68
6.1	Für $\bar{P}$ ANDA zugänglicher Massenbereich der Hadronenzustände [30] . . . . .	74
6.2	Aufbau der geplanten Beschleunigeranlage FAIR, die an die existierenden GSI-Beschleuniger angeschlossen wird . . . . .	75
6.3	Aufbauskizze des High Energy Storage Ring (HESR) mit Position des $\bar{P}$ ANDA-Detektors [34] . . . . .	76
6.4	Der $\bar{P}$ ANDA-Detektor, bestehend aus Target- und Vorwärtsspektrometer [35] . . . . .	77
6.5	Schnittansicht des Target-Spektrometers [30] . . . . .	79
6.6	Schnittansicht des Vorwärtsspektrometers [30] . . . . .	81
6.7	Energieverlust von Elektronen und Positronen pro Strahlungslänge in Blei [4] . . . . .	84
6.8	Vereinfachtes Schauermodell in einem Szintillator mit Strahlungslänge $X_0$ [37] . . . . .	84
6.9	VPTT mit angelötetem Vorverstärker (ohne Abschirmung) . . . . .	85

6.10	Schnittansicht des elektromagnetischen Targetkalorimeters mit Barrel und Vorwärtsendkappe, ohne Rückwärtsendkappe. . . . .	86
6.11	Explosionszeichnung einer mit Kristallen, Photosensoren und Lichtleiterfasern bestückten Subunit der Vorwärtsendkappe (nach [35]) . . . . .	87
7.1	Rot umrandet ist der Bereich der Vorwärtsendkappe, der als Prototyp aufgebaut wurde . . . . .	89
7.2	CAD-Darstellung des Proto192 mit Haltestruktur (ohne thermische Isolierung). Vorderseite mit Blick auf die Alveolen, Rückseite mit Blick auf die Backplate. . .	90
7.3	Für erste Testmessungen gefertigte Frontstopperversionen . . . . .	93
7.4	In Testmessungen bestätigte, finale Frontstopperform, die im Proto192 eingesetzt wurde; zur Fertigung verwendete CAD-Ansicht und produzierte Frontstopper. . .	93
7.5	Aufbau für Belastungstests der unterschiedlich dimensionierten Frontstopperversionen. Es können bis zu acht Frontstopper mit jeweils einer 1-kg-schweren Kristallnachbildung belastet werden. . . . .	94
7.6	Frontansicht einer Subunit mit jeweils einem Frontstopper vor jedem $\text{PbWO}_4$ -Kristall. Die Spiegelfolie an der Kristallfront ist hier entfernt worden. . . . .	95
7.7	Front des Proto192 mit eingeklebten Frontstoppern vor jedem Kristall . . . . .	96
7.8	Rückansicht einer Subunit mit acht Temperatursensoren. Über Nuten in den Inserts und der Mountplate werden die ultradünnen Temperatursensorkabel herausgeführt. . . . .	97
7.9	Ausschnitt eines ultradünnen Temperatursensorkabels . . . . .	98
7.10	Skizze der Vorderseite des Temperatursensorkabels mit Bemaßungen . . . . .	98
7.11	Skizze der Vorderseite des ultradünnen Kabels für Feuchtesensoren mit Bemaßungen . . . . .	99
7.12	Polyimid-Kupferfolie nach dem Ätzprozess . . . . .	100
7.13	Schneidlehre . . . . .	101
7.14	Temperatursensorkabel . . . . .	101
8.1	Schematischer Aufbau des Setups zur Vermeidung von Eisbildung im Proto192. Rot umrandet sind die Komponenten der elektrisch gesteuerten Flussregelung. . .	104
8.2	Aufbau mit Membran-Drucklufttrockner, Feinstfilter, Druckminderer, Durchflussmesser und nachgeschaltetem Magnetventil zur Aufbereitung der Druckluft. . . .	105
8.3	Aufbau zur Temperierung des aufbereiteten Gases. Im Bad des Kälte-Umwälzthermostaten befindet sich der Kupferbehälter, durch den das Gas strömt und wo die Temperatur des Gases sich an die Kühlmitteltemperatur angleicht. . . . .	106
8.4	Übertragungskennlinie (Schalthysterese), nach deren Prinzip die Regelungsschaltung funktioniert [55] . . . . .	107
8.5	Schaltplan der Druckluftsteuerung . . . . .	108
8.6	Ansicht von oben auf die Regelungsschaltung, die sich während des Betriebs zur Abschirmung in einem Aluminiumgehäuse befindet. . . . .	109
8.7	Relative Luftfeuchtigkeit im Proto192 bei konstantem Fluss und konstanter Temperatur. . . . .	110

8.8	Relative Luftfeuchtigkeit im Proto192 bei konstantem Fluss und stufenweiser Absenkung der Temperatur von $\approx +20^\circ\text{C}$ auf $-10^\circ\text{C}$ ; nach knapp 19 h wird die Temperatur auf $-25^\circ\text{C}$ abgesenkt. . . . .	111
8.9	Relative Luftfeuchtigkeit im Proto192 bei konstanter Temperatur und konstantem Fluss; zum Zeitpunkt $t \approx 2,5$ h wurde auf Spülen im Überdruck-zu-Normaldruckverfahren umgestellt . . . . .	113
8.10	Relative Luftfeuchtigkeit im Proto192 bei Anwendung des Überdruck-zu-Normaldruckverfahrens bei konstanter Temperatur . . . . .	113
8.11	Aktuelles Konzept der Druckluftverteilung in der Vorwärtsendkappe. Der Einlass der Druckluft ist um das Loch vorgesehen; der Leitungsdurchmesser ist noch nicht endgültig festgelegt worden. . . . .	115
9.1	Schematische Darstellung des THMP . . . . .	118
9.2	Prüfung des Sensorsignals an den Steckern . . . . .	121
9.3	Zugentlastung der Flachbandkabel zu den 16-poligen FFC-Steckern durch am THMP-Gehäuse anschraubbare Kunststoffklemmen . . . . .	122
9.4	Temperaturwerte im GUI mit Huckepackplatine an falschem Mainboard-Steckplatz und mit Huckepackplatine an korrektem Mainboard-Steckplatz. . . . .	124
9.5	Platine mit DIP-Schaltern zur Trennung von Leiterbahnen . . . . .	125
9.6	Ausgangssignale des Multiplexers. Alle Signalleitungen der acht Sensoren sind angeschlossen. . . . .	125
9.7	Ausgangssignale des Multiplexers – eine Sensor-Signalleitung ist unterbrochen. . . . .	126
9.8	Ausgangsspannungen des Instrumentenverstärkers bei unterschiedlichen Eingangsspannungen. . . . .	128
9.9	Ober- und Unterseite der getesteten Temperatur-Huckepackplatine . . . . .	129
9.10	Spannung am Ausgang der acht Instrumentenverstärker mit zugeordnetem Widerstand am jeweiligen Steckplatz der Huckepackplatine . . . . .	130
9.11	Maximale Ausgangsspannung des AD623, aufgetragen gegen anliegendes Gleichtaktsignal an den beiden Eingängen; eine Verstärkung von $\geq 10$ und eine unipolare Versorgungsspannung von $V_S = +5$ V sind eingestellt [62]. . . . .	130
9.12	Prinzip einer Vierdrahtmessung [55] . . . . .	133
9.13	AD623: Maximale Ausgangsspannung gegen Gleichtaktsignal für eine eingestellte Verstärkung von $\geq 10$ bei $V_S = \pm 5$ V [62] . . . . .	134
9.14	INA122: Gleichtaktspannung gegen maximale Ausgangsspannung für eine eingestellte Verstärkung von 5 bei $V_S = \pm 15$ V [68] . . . . .	134
9.15	Platine mit Spannungsreglern und Lastwiderständen für Testmessungen unter Bestrahlung mit Photonen. Die Widerstände liegen als Last an den Ausgängen der Spannungsregler. . . . .	136
9.16	Schaltplanauszug der neu entwickelten Temperatur-Huckepackplatine . . . . .	138
9.17	Ober- und Unterseite der neuentwickelten Temperatur-Huckepackplatine. . . . .	139
9.18	Ober- und Unterseite der weiterentwickelten Huckepackplatine für Feuchte- und Drucksensoren. . . . .	140
9.19	Platine, die zur Kalibrierung der THMPs verwendet wird . . . . .	141

9.20	Widerstand R eines Referenzwiderstands, aufgetragen gegen den Kanal des ADC und durch ein Polynom 1. Grades angepasst . . . . .	142
9.21	Schaltplanauszug der Huckepackplatine zur Strom- und Spannungsmessung der Vorverstärker der Photodetektoren . . . . .	144
9.22	Ober- und Unterseite der Huckepackplatine zur Strom- und Spannungsmessung der Vorverstärker . . . . .	145



# Tabellenverzeichnis

1.1	Die Eigenschaften der Quarks und Leptonen [2] . . . . .	4
1.2	Die vier Wechselwirkungen und ihre Austauscheteilchen [2] . . . . .	5
2.1	Parameter des BEPCII und BEPC [11] . . . . .	17
2.2	Parameter des TOF bei BESIII und BESII [11] . . . . .	20
2.3	Eigenschaften von CsI(Tl) [11] . . . . .	21
2.4	Parameter des EMC bei BESIII und BESII [11] . . . . .	21
2.5	Parameter der RPCs bei BESIII und BESII [11] . . . . .	23
2.6	Erwartete Trigger-Raten bei Messungen der $J/\psi$ -Resonanz [11] . . . . .	23
2.7	Verfügbare Datenmengen von $J/\psi$ - bzw. $\psi(2S)$ -Ereignissen, die von Experimenten weltweit aufgenommen wurden [19] . . . . .	25
4.1	Gewählte Metrik, um den Phasenraum der Zerfallskette aufzuspannen . . . . .	43
5.1	Für Massenbereich um $\chi_{c0}$ : Die über das jeweilige Kriterium bestimmte Hypothese mit der besten Anpassung an die Daten . . . . .	58
5.2	Für Massenbereich um $\chi_{c1}$ : Die über das jeweilige Kriterium bestimmte Hypothese mit der besten Anpassung an die Daten . . . . .	59
5.3	Für Massenbereich um $\chi_{c2}$ : Die über das jeweilige Kriterium bestimmte Hypothese mit der besten Anpassung an die Daten . . . . .	59
5.4	Ermittelte Anpassungsgüten für Hypothesen des Zwischenzerfalls von $J/\psi$ in das $\phi\phi$ -System. Test einer Resonanz, die zusätzlich zur Basishypothese mit $\eta_c$ und $0^{-+}$ -Welle beiträgt. . . . .	64
5.5	Ermittelte Anpassungsgüten für Hypothesen des Zwischenzerfalls von $J/\psi$ in das $\phi\phi$ -System. Test einer Resonanz, die zusätzlich zur neu ermittelten Basishypothese mit $\eta_c$ , $0^{-+}$ und $2^{++}$ beiträgt. . . . .	65
5.6	Mittels der PWA bestimmte Massen und Breiten der Subresonanzen, unter Verwendung der Hypothese $0^{-+}$ -Welle+ $\eta_c$ + $f_2(2340)$ + $f_0(2020)$ . . . . .	66
5.7	Mittels der PWA bestimmte Massen und Breiten der Subresonanzen, unter Verwendung der Hypothese $0^{-+}$ -Welle+ $\eta_c$ + $f_2(2340)$ + $f_2(2010)$ . . . . .	66
6.1	Die wichtigsten Eigenschaften von PWO-II . . . . .	85
6.2	Merkmale der Photodetektoren, die für $\overline{\text{PANDA}}$ getestet werden [39, 40, 41, 42] . . . . .	85
9.1	Ausgewählte Spannungsregler, die auf dem Mainboard bzw. den Huckepackplatinen (engl. piggyback boards, kurz: PBB) des THMP eingesetzt werden . . . . .	123

9.2	Relative Temperaturdrift $\Delta T_{\text{Drift, THMP}}$ für zwei Kanäle eines THMP $\bar{P}$ , bei denen Widerstände R mit unterschiedlicher Widerstandsdrift eingesetzt werden; gemessen in einem Umgebungstemperaturbereich von 15 °C bis 30 °C. . . . .	132
9.3	Nutzbarer Eingangsspannungsbereich des ADC (kurz: D <sub>ADC</sub> ) bei Verwendung der Instrumentenverstärker AD623 und INA122 mit Eingangsspannungen zwischen 80 mV und 120 mV . . . . .	135
9.4	Resultate der Strahlenhärte tests . . . . .	137

# Literaturverzeichnis

- [1] ISAAC NEWTON: *Opticks or a treatise of the reflections, refractions, inflections and colours of light, Book III (Query 31)*. William Innys, 4. Auflage, 1730.
- [2] J. BERINGER ET AL. (PARTICLE DATA GROUP): *Review of particle physics*. Journal of Physical Review D, 86:010001, 2012.
- [3] B. POVH: *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer, 8. Auflage, 2009.
- [4] C. AMSLER ET AL. (PARTICLE DATA GROUP): *Review of particle physics*. Physics Letters B, Vol. 667, Issues 1-5, 2008.
- [5] V. CREDE UND C. A. MEYER: *The Experimental Status of Glueballs*. arXiv:0812.0600v3, März 2009.
- [6] C. J. MORNINGSTAR UND M. PEARDON: *Glueball spectrum from an anisotropic lattice study*. Phys. Rev. D, 60:034509, Juli 1999.
- [7] C. MORNINGSTAR: *Gluonic excitations in lattice QCD: A brief survey*. AIP Conf.Proc. 619, P. 231-240, 2002.
- [8] A. ETKIN ET AL.: *Increased statistics and observation of the  $g_T$ ,  $g'_T$  and  $g''_T$   $2^{++}$  resonances in the Glueball enhanced channel  $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$* . Physics Letters B, Vol. 201, Issue 4, P. 568-572, Februar 1988.
- [9] Z. BAI ET AL. (MARK-III-KOLLABORATION): *Observation of a pseudoscalar state in  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$  near  $\phi\phi$  Threshold*. Physical Review Letters, Vol. 65, Issue 11, P. 1309-1312, September 1990.
- [10] D. BISELLO ET AL. (DM2-KOLLABORATION): *Study of the  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$  decay*. Physics Letters B, Vol. 241, Issue 4, P. 617-622, Mai 1990.
- [11] 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, Vol. 614, Issue 3, P. 345-399, 2010.

- [12] D. M. ASNER ET AL.: *Physics at BES-III*. International Journal of Modern Physics A, Vol. 24, 2009.
- [13] E. V. ABAKUMOVA ET AL.: *The beam energy measurement system for the Beijing electron-positron collider*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 659, Issue 1, P. 21-29, 2011.
- [14] M. ABLIKIM ET AL.: *Branching fraction measurements of  $\chi_{c0}$  and  $\chi_{c2}$  to  $\pi^0\pi^0$  and  $\eta\eta$* . Phys. Rev. D, 81:052005, März 2010.
- [15] M. ABLIKIM ET AL.: *Determination of the number of  $J/\psi$  events with  $J/\psi \rightarrow$  inclusive decays*. arXiv:1207.2865v1, Juli 2012.
- [16] K. ZHU UND K. HE: *Status of BESIII data taking*. BESIII collaboration summer meeting in Suzhou, 9. Juni 2012.
- [17] G. HUANG ET AL. (BESIII-KOLLABORATION): *Recent Results from BESIII*. arXiv:1209.4813, September 2012.
- [18] H. LI: *Persönliche Kommunikation*. 2012.
- [19] N. BERGER: *Partial Wave Analysis at BES III harnessing the power of GPUs, Vortrag am INT Seattle*. November 2009.
- [20] C. YUAN: *Persönliche Kommunikation*. November 2012.
- [21] K. HE, X. ZHANG UND B. LIU: *Kinematic Fitting and Vertex Fitting*. November 2006.
- [22] M. WILLIAMS, M. BELLIS, C. A. MEYER: *Multivariate side-band subtraction using probabilistic event weights*. Journal of Instrumentation, Vol. 4, Issue 10, P. 10003, Oktober 2009.
- [23] M. WILLIAMS: *Measurement of Differential Cross Sections and Spin Density Matrix Elements along with a Partial Wave Analysis for  $\gamma p \rightarrow p\omega$  using CLAS at Jefferson Lab*. Dissertation, Carnegie Mellon University, 2007.
- [24] S. U. CHUNG: *Spin Formalisms (Updated Version)*. BNL Preprint, BNL-QGS-02-0900, CERN Yellow Report CERN 71-8, April 2007.
- [25] K. NAKAMURA ET AL. (PARTICLE DATA GROUP): *Review of particle physics*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 37:075021, 2010.
- [26] H. KOCH, B. KOPF, J. PYCHY, M. STEINKE, U. WIEDNER: *Spin Density Matrix of the  $\omega$  in the Reaction  $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$* . Noch nicht veröffentlicht.
- [27] K. P. BURNHAM UND D. R. ANDERSON: *Multimodel Inference: Understanding AIC and BIC in Model Selection*. Sociological Methods & Research 33:261-305, November 2004.

- [28] M. ABLIKIM ET. AL. (BES-KOLLABORATION): *Partial wave analysis of  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$* . Physics Letters B, Vol. 662, Issue 4, P. 330-335, Mai 2008.
- [29] W. ERNI ET AL. ( $\bar{P}$ ANDA-KOLLABORATION): *Physics Performance Report for:  $\bar{P}$ ANDA Strong Interaction Studies with Antiprotons*. März 2009.
- [30]  $\bar{P}$ ANDA-KOLLABORATION: *Technical Design Report for:  $\bar{P}$ ANDA-Solenoid and Dipole Spectrometer Magnets*. Februar 2009.
- [31] GSI HELMHOLTZZENTRUM FÜR SCHWERIONENFORSCHUNG GMBH, WEB-SEITE. <http://www.gsi.de/start/aktuelles/detailseite/datum/2012/06/12/startschuss-fuer-errichtung-des-teilchenbeschleunigers-fair.htm>, 2012.
- [32] GSI HELMHOLTZZENTRUM FÜR SCHWERIONENFORSCHUNG GMBH, WEB-SEITE. <http://www.gsi.de/uploads/pics/fair-topologie.jpg>, 2012.
- [33] FACILITY FOR ANTIPROTON AND ION RESEARCH IN EUROPE GMBH, WEB-SEITE. <http://www.fair-center.de>, 2012.
- [34]  $\bar{P}$ ANDA-KOLLABORATION: *Technical Design Report for:  $\bar{P}$ ANDA Micro Vertex Detector*. November 2011.
- [35]  $\bar{P}$ ANDA-KOLLABORATION: *Technical Design Report for:  $\bar{P}$ ANDA Electromagnetic Calorimeter*. Oktober 2008.
- [36] K. KLEINKNECHT: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. B. G. Teubner Verlag, 4. Auflage, September 2005.
- [37] C. AMSLER: *Kern- und Teilchenphysik*. vdf Hochschulverlag AG, 1. Auflage, 2007.
- [38] M. ALBRECHT: *Aufbau und Analyse der Testmessungen des Proto192 elektromagnetischen Kalorimeters*. Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum, Oktober 2012.
- [39] HAMAMATSU PHOTONICS K.K.: *Final Test Sheet for R2148UV-MOD2 VPTs*. 2009.
- [40] NATIONAL RESEARCH INSTITUTE ELECTRON (RIE): *Vacuum Phototetrode (VPTT) Certificate*. 2009.
- [41] HAMAMATSU PHOTONICS K.K.: *Si APD S8664 series, Datenblatt*. September 2005.
- [42] T. HELD: *Persönliche Kommunikation*. 2012.
- [43] H. LÖHNER: *Cooling issues of Fw Endcap calorimeter, Vortrag auf dem 41.  $\bar{P}$ ANDA-Kollaborations-Meeting*. Juni 2012.
- [44] T. HELD: *Persönliche Kommunikation*. 2011.
- [45] C. ADLER: *Radiation length of the ALICE TRD*. Januar 2006.

- [46] 3M DEUTSCHLAND GMBH: *Scotch-Weld DP 410, Zweikomponenten-Konstruktionsklebstoff auf Epoxidharzbasis für das EPX-System, Datenblatt*. Februar 2003.
- [47] P. ROSIER: *Persönliche Kommunikation*. 2011.
- [48] P. FRIEDEL: *Studien zum Prototypaufbau des elektromagnetischen Kalorimeters für den PANDA-Detektor*. Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, August 2009.
- [49] 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 PANDA-EMC*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [50] D. LIN: *Persönliche Kommunikation*. 2012.
- [51] DUPONT: *DuPont Pyralux® AC flexible circuit materials, Technical Information*. 2009.
- [52] DR. D. MÜLLER GMBH: *Isolierband SP 61504, Datenblatt*. Juni 2011.
- [53] MOLEX, INC.: *52271-0479, 1.00 mm Pitch FFC/FPC Connector, 4 Circuits, Product Sheet*. März 2012.
- [54] FREESCALE SEMICONDUCTOR, INC.: *MPXAZ4115A Series, Integrated Silicon Pressure Sensor, Product Sheet Rev. 4*. 2005.
- [55] U. TIETZE UND C. SCHENK: *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer, 2002.
- [56] HONEYWELL INTERNATIONAL INC.: *HIH-4000 Series, Humidity Sensors, Product Sheet*. Mai 2008.
- [57] J. BECKER: *Analyse des Zerfalls  $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$  bei BESIII und Entwicklung eines Kühlsystems für den Prototypen des PANDA-EMC*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [58] H. LÖHNER: *Persönliche Kommunikation*. 2012.
- [59] 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, 2012.
- [60] MOLEX, INC.: *52271-1679, 1.00 mm Pitch FFC/FPC Connector, 16 Circuits, Product Sheet*. März 2012.
- [61] K.-H. GROTE UND J. FELDHUSEN: *Dubbel, Taschenbuch für den Maschinenbau*. Springer, 2007.
- [62] ANALOG DEVICES, INC.: *Single-Supply, Rail-to-Rail, Low Cost Instrumentation Amplifier: AD623, Data Sheet, Rev. D*. 2008.
- [63] TEXAS INSTRUMENTS, INC.: *LM337L, 3-Terminal Adjustable Regulator, Product Sheet*. Juni 2005.

- [64] TEXAS INSTRUMENTS, INC.: *LM317L, 3-Terminal Adjustable Regulator, Product Sheet*. Oktober 2011.
- [65] PANASONIC: *Metal Film (Thin Film) Chip Resistors, High Reliability Type, Product Sheet*. März 2011.
- [66] MULTICOMP: *MC 1% Series Thick Film Chip Resistors, V1.0, Product Sheet*. August 2006.
- [67] A. CASPÓ: *Titel noch unbekannt*. Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum, voraussichtlich 2013.
- [68] BURR-BROWN CORPORATION: *Single-Supply, MicroPower Instrumentation Amplifier: INA122, Data Sheet*. Oktober 1997.
- [69] MAXIM INTEGRATED PRODUCTS: *Multichannel, True-Differential, Serial, 14-Bit ADCs: MAX1146-MAX1149, Data Sheet*. 2007.
- [70] B. ROTH: *Suche nach exotischen Resonanzen in der  $\bar{p}p$ -Annihilation und Kalibrierung eines elektromagnetischen Kalorimeters*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [71] R. NOVOTNY: *Persönliche Kommunikation*. 2012.
- [72] W. ERNI: *Preamplifier SP883d, Data Sheet V0.5.1*. Februar 2011.



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die ihren Anteil am Gelingen dieser Arbeit hatten.

Zunächst gilt mein Dank Prof. Dr. Ulrich Wiedner für die Gelegenheit, am Lehrstuhl für Experimentalphysik I zu promovieren. Seine fachliche Unterstützung und seine sachkundigen Anregungen waren mir wertvolle Hilfe und Motivation zugleich.

In Dr. Bertram Kopf und Dr. Marc Pelizäus fand ich äußerst geduldige Ansprechpartner, die jederzeit ein offenes Ohr für meine Fragen hatten und mir mit fachkundigen Hinweisen und Empfehlungen stets hilfreich zur Seite standen. Danke!

Besonders danken möchte ich auch Priv.-Doz. Dr. Fritz-Herbert Heinsius, Dr. Thomas Held, Dr. Torsten Schröder und Dr. Matthias Steinke, die mir bei Fachfragen von großer Hilfe waren und die mit viel Geduld diese Arbeit gegengelesen haben. Mario Fink danke ich für seine experimentelle Unterstützung.

Allen Mitgliedern des Lehrstuhls sei gedankt für die gute Zusammenarbeit in einem freundlichen und angenehmen Arbeitsklima.

Meiner Freundin Imke danke ich besonders für ihre aufmunternde und geduldige Unterstützung in den zurückliegenden Monaten.

Ich danke meinen Eltern für ihre hervorragende Begleitung.