RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

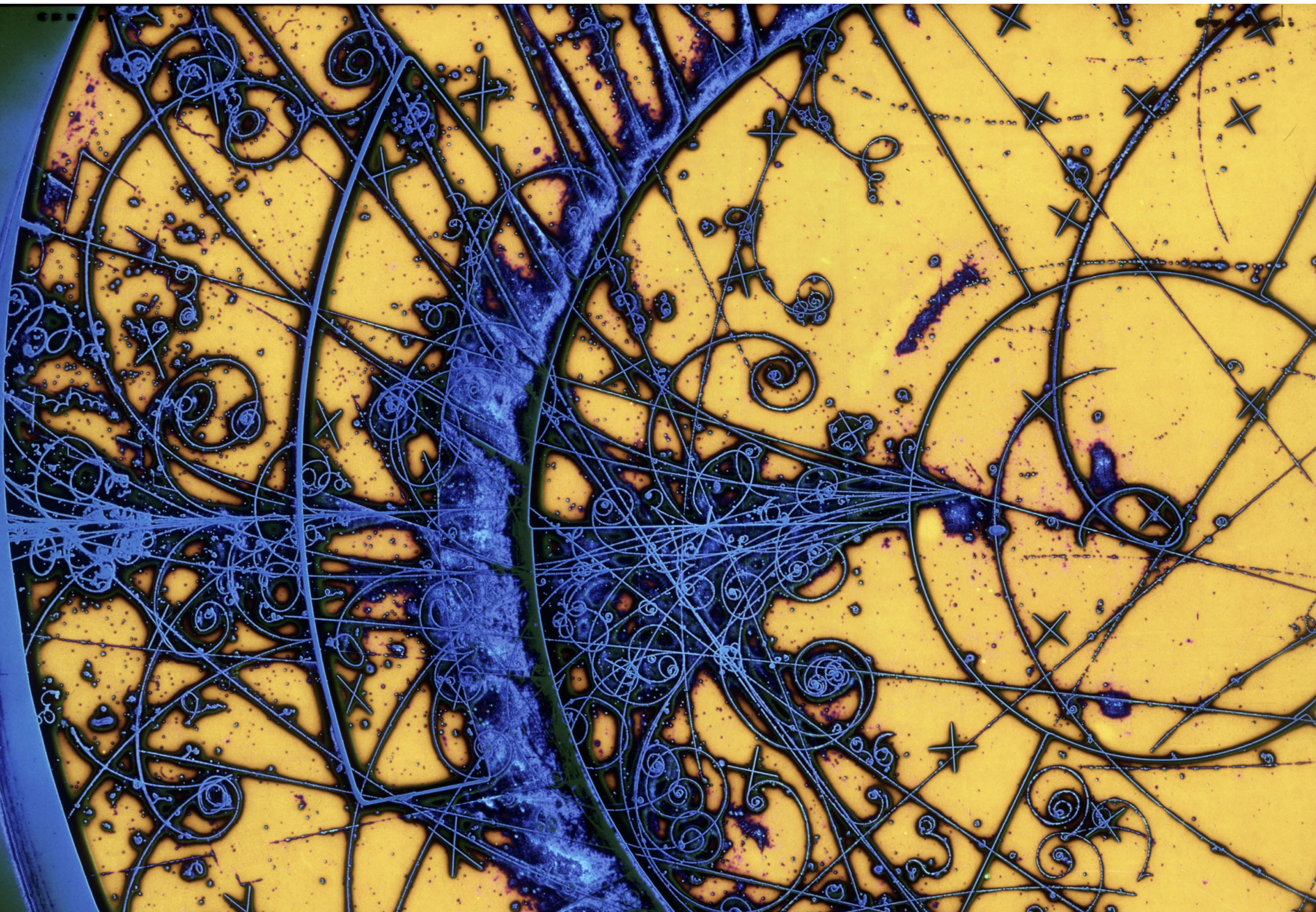
RUB

ANALYSE DES ZERFALLS $\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$ BEI BESIII UND ENTWICKLUNG VON MECHANISCHEN KOMPONENTEN FÜR EINEN PROTOTYPEN DES $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC

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

VORGELEGT VON
JAN SCHULZE,
GEBOREN IN LÜNEN

APRIL 2012, BOCHUM



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

Tag der Disputation: 10. Juli 2012

Deckblatt: Ein künstlerisch-überzeichnetes Bild von Teilchenspuren,
produziert in der Big European Bubble Chamber.

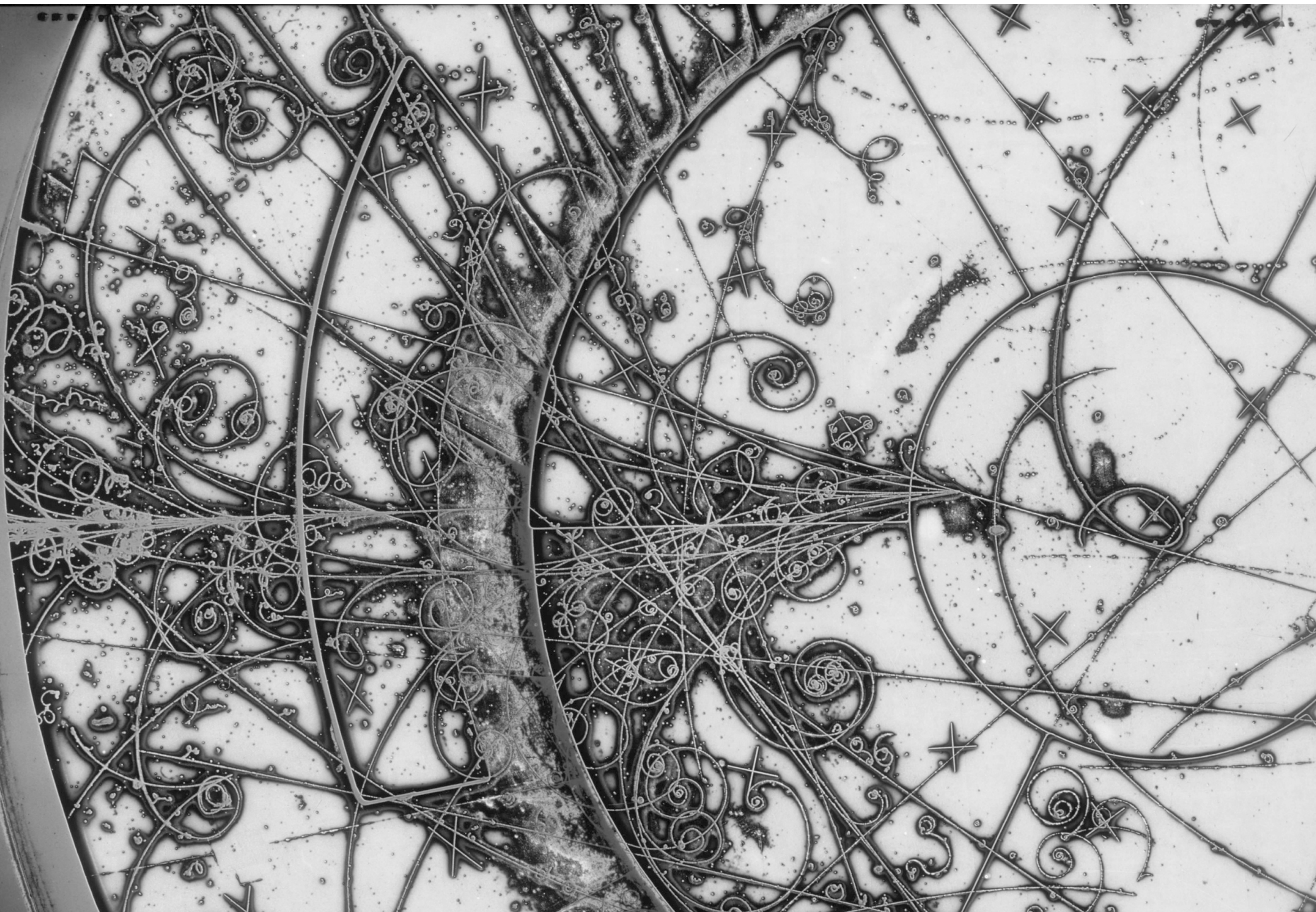
RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

ANALYSE DES ZERFALLS $\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$ BEI BESIII UND ENTWICKLUNG VON MECHANISCHEN KOMPONENTEN FÜR EINEN PROTOTYPEN DES $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC

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

VORGELEGT VON
JAN SCHULZE,
GEBOREN IN LÜNEN

APRIL 2012, BOCHUM



WISSENSCHAFTLICHE FORSCHUNG LÄUFT IMMER DARAUF HINAUS,
DASS ES PLÖTZLICH MEHRERE PROBLEME GIBT,
WO ES FRÜHER EIN EINZIGES GEGEBEN HAT.

– NORMAN KINGSLEY MAILER, SCHRIFTSTELLER –

MEINEN ELTERN.

Kurzfassung

Charmonium-Spektroskopie ist eines der zentralen Themen des Physikprogramms des BESIII-Experiments am IHEP in Beijing, China. Mittels e^+e^--Kollisionen wurde ein großer Datensatz von $\psi(2S)$-Resonanzen aufgezeichnet, über deren Zerfall $\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ}$ eine hohe Anzahl an χ_{cJ}-Resonanzen produziert wird. In dieser Arbeit werden Daten des Zerfallskanals $\psi(2S) \rightarrow \gamma\chi_{cJ} \rightarrow \gamma(K^+K^-\pi^0\pi^0)$ selektiert und die Substrukturen näher überprüft.
Für den Fall $J = 0$ wird eine Partialwellenanalyse durchgeführt und die Qualität der Datenanpassung mit der Mixed-Sample-Methode beurteilt. Bei der Analyse zeigt sich, dass vielfältige Subresonanzen zum Zerfall beitragen: $f_0(600)\, f_0(1710)$, $f_0(600)\, f_0(2200)$, $f_0(980)\, f_0(2200)$, $f_2(1270)\, f_2(1270)$ sowie $K^*(892)^\pm\, K^*(892)^\mp$, $K_0^*(1430)^\pm\, K_0^*(1430)^\mp$, $K_2^*(1430)^\pm\, K_2^*(1430)^\mp$, aber auch $\pi(1800)\,\pi^0$. Darüber hinaus gibt es ebenfalls Hinweise auf schwach beitragende f_2-Resonanzen im Massenbereich von 2 - 2,4 GeV/c^2, die als Glueballkandidaten gelten. Die ermittelten Massen und Breiten der beitragenden Resonanzen sind mit bisher bekannten Werten überwiegend konsistent.
Das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{BR}(\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0)$ wird mit Monte-Carlo-Ereignissen, die auf den Ergebnissen der Partialwellenanalyse basieren und somit die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion im hochdimensionalen Phasenraum präzise beschreiben, ermittelt. Die Berechnung ergibt $\mathcal{BR}(\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0) = (6{,}18 \pm 0{,}11 \pm 0{,}31) \cdot 10^{-3}$. Weiterhin wurden die Verzweigungsverhältnisse der hauptsächlich beitragenden Subresonanzen bestimmt.
Das $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment, welches bis 2017 an FAIR in Darmstadt errichtet werden wird, beschäftigt sich ebenfalls mit Charmonium-Spektroskopie. Die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters ist hierbei von zentraler Bedeutung. Zur Verifizierung erarbeiteter Konzepte wird ein Prototyp mit 216 Szintillationskristallen entwickelt, wobei die mechanischen Komponenten und deren Verbesserungspotenzial im Fokus dieser Arbeit stehen. Zudem werden extrem flache Temperatursensoren mit einer Dicke von $d \approx 150\,\mu$m entwickelt, um Temperaturverteilungen direkt an und zwischen den Kristallen messen zu können. Außerdem wird ein Kalibrierverfahren für diese Sensoren erarbeitet, welches die geforderte Messpräzision von 0,05 °C ermöglicht.
Ein abschließender Überblick über vorläufige Ergebnisse der Teststrahlzeiten lässt Schlüsse auf die Leistungsfähigkeit des Prototypen und des endgültigen Detektors zu. Die Ergebnisse zeigen eine gegenüber den Designwerten zu niedrige Energieauflösung; als Fehlerquelle wurde Rauschen in der Auslesekette identifiziert. Die Ratenabhängigkeiten der Photodetektor-Verstärkungen lassen sich im Fall der APDs durch eine Änderung des Hochspannungsfilters stark reduzieren.

Abstract

Charmonium spectroscopy is one of the key issues of the physics program of the BESIII experiment at IHEP in Beijing, China. Using e^+e^- collisions, large data samples of $\psi(2S)$ resonances have been collected. The decay $\psi(2S) \to \gamma\chi_{cJ}$ produces a large number of χ_{cJ} resonances. In this thesis, data of the decay channel $\psi(2S) \to \gamma\chi_{cJ} \to \gamma(K^+K^-\pi^0\pi^0)$ are selected and analysed with respect to the subresonances.

For the case $J = 0$, a partial wave analysis is performed and the goodness of fit to the data is assessed using the mixed-sample method. There is evidence that manifold subresonances contribute to this decay: $f_0(600)\, f_0(1710)$, $f_0(600)\, f_0(2200)$, $f_0(980)\, f_0(2200)$, $f_2(1270)\, f_2(1270)$ as well as $K^*(892)^\pm\, K^*(892)^\mp$, $K_0^*(1430)^\pm\, K_0^*(1430)^\mp$, $K_2^*(1430)^\pm\, K_2^*(1430)^\mp$, but also $\pi(1800)\,\pi^0$. There is further evidence of weakly contributing f_2 resonances with masses between 2 - 2,4 GeV/c^2, which are considered as glueball candidates. The measured masses and widths are consistent with already known values to a large extent.

The branching ratio $\mathcal{BR}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0)$ is calculated using Monte-Carlo events, which are based on the results of the partial wave analysis and which thus yield an accurate description of the probability density function in the high-dimensional phase space. It results in $\mathcal{BR}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0) = (6{,}18 \pm 0{,}11 \pm 0{,}31) \cdot 10^{-3}$. Furthermore, the branching ratios of the dominantly contributing subresonances are measured.

The $\overline{\text{P}}$ANDA experiment, which will be set up at FAIR in Darmstadt until 2017, will deal with charmonium spectroscopy as well. Here, the forward endcap of the electromagnetic calorimeter is of central importance. To verify the developed concepts, a prototype with 216 scintillation crystals is developed, the mechanical components and their potential for optimization being in focus of this thesis. To monitor the temperature distribution directly at the crystals, extremely thin temperature sensors with a thickness of $d \approx 150\,\mu$m, together with a calibration method for these sensors to ensure the requested measurement precision of 0,05 °C, are developed.

The thesis closes with an overview of preliminary results from beam times, which demonstrate the performance of the prototype and also of the final detector. The results show a too low energy resolution in comparison to the design values; noise in the read-out chain is identified as the error source. In case of the APDs, the rate dependency of the gain can be strongly reduced by a change in the high-voltage filter.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1 Einleitung

Das Streben nach dem vollständigen Verständnis der Natur ist seit Anbeginn der Zeit Ausdruck der menschlichen Neugier. Während Demokrit und sein Lehrer Leukipp vor fast zweieinhalbtausend Jahren erstmals die Vorstellung von winzigen, unteilbaren Teilchen, den *Atomen*, entwickelten (griech. „atomos“: „unteilbar“) [1], wissen wir heute, dass auch Atome teilbar sind und auch ihre Substrukturen, die wir Protonen und Neutronen nennen, abermals Substrukturen besitzen: die sogenannten Quarks. Die Eigenschaften und Wechselwirkungen dieser Quarks sind noch immer nicht vollständig verstanden, weshalb Quarks sowie die aus ihnen bestehenden, gebundenen Zustände Objekte hochmoderner Grundlagenforschung sind. Anders als Galaxien, Sterne und Planeten sind Quarks nicht gravitativ gebundene Systeme, sondern sind maßgeblich der starken Wechselwirkung ausgesetzt. Das heutige Wissen in der Teilchenphysik bildet das sogenannte Standardmodell der Teilchenphysik.

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Die Struktur der Materie und die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen werden durch das Standardmodell der Teilchenphysik beschrieben. Als *elementar* werden Teilchen bezeichnet, die nach heutigem Kenntnisstand punktförmig sind und somit nicht aus weiteren Teilchen zusammengesetzt sind.

Vier fundamentale Wechselwirkungen sind heute bekannt; aus der Alltagserfahrung ist die Gravitation die wahrscheinlich bekannteste Wechselwirkung. Die Gravitation ist die Wechselwirkung, die eine attraktive Kraft auf Massen ausübt. Ihr Austauschboson[1] ist möglicherweise das sogenannte Graviton, welches bislang allerdings noch nicht nachgewiesen werden konnte. Im Reich der subatomaren Teilchen kann die Gravitation aber aufgrund der schwachen Kopplungsstärke vernachlässigt werden. Das Standardmodell der Teilchenphysik beinhaltet die Gravitation daher nicht.

Die anderen drei fundamentalen Wechselwirkungen, namentlich die elektromagnetische, die schwache sowie die starke Wechselwirkung, sind im Standardmodell der Teilchenphysik enthalten. Anhand der Angabe der relativen Stärken in Tabelle 1.1 lässt sich erkennen, dass die Gravitation tatsächlich nur eine untergeordnete Rolle spielt.

[1]Ein Boson ist ein Teilchen mit ganzzahligem Spin.

Tab. 1.1: *Die Austauschteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen [2]*

Wechselwirkung	Name	Symbol	Masse / GeV/c^2	Ladung / e	relative Stärke
elektromagnetische	Photon	γ	0	0	10^{-2}
schwache	Z-Boson	Z^0	91,188 ± 0,002	0	10^{-14}
und	W-Boson	$W^\pm$	80,399 ± 0,023	±1	
starke	Gluon	g	0	0	1
gravitative	Graviton ?		0	0	10^{-38}

Tab. 1.2: *Die Eigenschaften der sechs Quarks [2]. Die Fehler des t-Quarks setzen sich aus den statistischen und systematischen Fehlern zusammen.*

Generation	Name	Symbol	Masse / MeV/c^2	Ladung / e	Spin	Flavour
1	up	u	$1{,}7 - 3{,}3$	$+2/3$	1/2	$I_3 = +1/2$
	down	d	$4{,}1 - 5{,}8$	$-1/3$	1/2	$I_3 = -1/2$
2	charm	c	$(1{,}27^{+0{,}09}_{-0{,}07}) \cdot 10^3$	$+2/3$	1/2	$C = 1$
	strange	s	101^{+29}_{-21}	$-1/3$	1/2	$S = -1$
3	top	t	$(172{,}0 \pm 0{,}9 \pm 1{,}3) \cdot 10^3$	$+2/3$	1/2	$T = 1$
	bottom	b	$(4{,}19^{+0{,}18}_{-0{,}06}) \cdot 10^3$	$-1/3$	1/2	$B = -1$

Um die Eigenschaften der drei verbleibenden Wechselwirkungen näher erläutern zu können, ist es vorher notwendig, die elementaren Bausteine der Materie zu kennen.

Es gibt sechs verschiedene Quarks: das *up*-, *down*-, *strange*-, *charm*-, *bottom*- und das *top*-Quark, die mit u, d, s, c, b, und t abgekürzt und in drei Generationen eingeteilt werden (siehe Tabelle 1.2). Quarks tragen eine sogenannte Farbladung, die rot, grün oder blau sein kann. Antiquarks tragen eine Antifarbe. Zusätzlich zur Farbladung tragen Quarks auch eine gebrochenzahlige elektrische Ladung, die entweder $+2/3e$ bei u-, c- und t-Quarks oder aber $-1/3e$ in den anderen drei Fällen beträgt (eine Idee, die Gell-Mann 1962 aufwarf [3]). Den Quarks werden zusätzlich noch die Eigenschaften des *Isospins* (für u- und d-Quarks), der *Strangeness S*, der *Charmness C*, der *Bottomness B* und der *Topness T* zugeordnet. Die Massen der Quarks spannen sich über einen weiten Bereich, der von einigen Vielfachen der Elektronmasse (u-Quark) bis etwa zur Masse eines Goldatoms (t-Quark) reicht. Die Wechselwirkung, die für den Zusammenhalt von Hadronen verantwortlich ist, heißt *starke Wechselwirkung*. Sie wird über den Austausch von masselosen und elektrisch neutralen Gluonen vermittelt, die, ebenso wie die Quarks, eine Farbladung tragen. Da in dieser Arbeit Prozesse der starken Wechselwirkung im Vordergrund stehen, wird in Kapitel 1.2 detaillierter auf sie eingegangen.

Tab. 1.3: *Die Eigenschaften der sechs Leptonen [2]. Der Verzicht auf eine Fehlerangabe der Massen bedeutet einen vernachlässigbar kleinen Fehler.*

Generation	Name	Symbol	Masse / MeV/c^2	Ladung / e	Spin
1	Elektron	e^-	0,511	-1	1/2
	Elektron-Neutrino	ν_e	$< 2 \cdot 10^{-6}$	0	1/2
2	Myon	μ^-	105,658	-1	1/2
	Myon-Neutrino	ν_μ	$< 0{,}19$	0	1/2
3	Tauon	τ^-	$1776{,}82 \pm 0{,}16$	-1	1/2
	Tauon-Neutrino	ν_τ	$< 18{,}2$	0	1/2

Neben den Quarks gibt es eine weitere Gruppe Fermionen[1], nämlich die Leptonen (siehe Tabelle 1.3). Leptonen werden durch die starke Wechselwirkung nicht beeinflusst. Der bekannteste Vertreter dieser Gruppe ist das Elektron, welches Bestandteil der die konventionelle Materie bildenden Atome ist. Das Myon sowie das Tauon sind ebenfalls wie das Elektron geladen, haben jedoch eine größere Masse. Jedem Lepton kann eine Leptonzahl zugeordnet werden, die bei Zerfällen erhalten bleibt. Es handelt es sich hierbei um die Elektron-Leptonzahl L_e, die Myon-Leptonzahl L_μ sowie die Tauon-Leptonzahl L_τ.
Zu diesen drei geladenen Vertretern der Leptonen gehört jeweils ein Neutrino (ν_e, ν_μ und ν_τ). Aufgrund ihrer elektrischen Neutralität und ihres Leptonencharakters wechselwirken sie nur überaus schwach mit Materie. Auch die Neutrinos haben die ihren geladenen Schwesterteilchen zugeordnete Leptonzahl.
Das für die elektromagnetische Wechselwirkung verantwortliche Austauschboson ist das Photon. Da das Photon masselos ist, besitzt die elektromagnetische Wechselwirkung eine unendliche Reichweite, fällt jedoch mit größerer Entfernung stark ab. Sie sorgt für den Zusammenhalt von Atomverbänden zu Kristallen sowie für makroskopisch erfassbare Kräfte wie Reibung.
Völlig anders verhält es sich mit der schwachen Wechselwirkung, deren Austauschteilchen die schweren $W^\pm$- und Z^0-Bosonen sind. Aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation können diese Teilchen nur für sehr kurze Zeit existieren, was auch ihre Reichweite auf etwa 10^{-18} m einschränkt. Die schwache Wechselwirkung ist keine Kraft im landläufigen Sinne mit einer attraktiven oder repulsiven Komponente. Sie ist hingegen für die Existenz von Teilchengenerationen verantwortlich: So können sich Leptonen unter Einfluss der schwachen Wechselwirkung in andere Leptonen verwandeln, allerdings nur innerhalb einer Generation. Auch Quarks können ihre Flavours wechseln, und das sogar generationsübergreifend.

1.2 Quantenchromodynamik

Aufbau und Dynamik von stark wechselwirkenden Teilchen können mit Hilfe der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben werden. Wie die elektromagnetische Wechselwirkung der Quantenelektrodynamik (QED), die über den Austausch eines Eichbosons (im Falle der QED: eines Photons) zwischen geladenen Teilchen stattfindet, basiert die starke Wechselwirkung der QCD ebenfalls auf einem Boson-Austausch: dem eines Gluons. Gluonen sind Bindeglieder zwischen Quarks und ermöglichen so die Teilchenklasse der Hadronen. Hadronen können als Kombination aus einem Quark und einem Antiquark ($q\overline{q}$, ein Meson) oder aber als Kombination dreier Quarks oder dreier Antiquarks (qqq oder $\overline{qqq}$, ein Baryon bzw. Antibaryon) bestehen. Im Gegensatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung, in der das Mittlerteilchen das elektrisch neutrale Photon ist, tragen die Gluonen Farbladung.
Bei kleinen Abständen zu einer elektrischen Ladung ist die elektromagnetische Wechselwirkung stärker als bei größerer Entfernung - dieses Verhalten ist auf Vakuumpolarisation zurückzuführen, bei der aus virtuellen Photonen virtuelle Elektron-Positron-Paare entstehen, die die eigentliche Ladung abschirmen.
In der QCD gibt es einen ähnlichen, aber inversen Effekt. Aus dem Vakuum können zwar auch abschirmende virtuelle Quarks und Antiquarks entstehen, allerdings auch nicht-abschirmende, sondern bindende virtuelle Gluonen [4]. Bei geringen Abständen ist die Farbladung deshalb

[1] Ein Fermion ist ein Teilchen mit halbzahligem Spin.

schwächer als bei großen Abständen: α_{QCD} ist also bei geringen Abständen verhältnismäßig klein. Bei großen Beschleunigern wie dem LHC am CERN in Genf, Schweiz, findet ein großer Impulsübertrag (entspricht kleinen Teilchenabständen) auf die Teilchen statt, so dass hier nur eine schwache QCD-Kopplung festgestellt werden kann: dieses Phänomen wird *asymptotische Freiheit* genannt [5]. Die zugrundeliegende Physik kann mit störungstheoretischen Absätzen erfolgreich beschrieben werden.

Bei geringen Impulsüberträgen steigt α_{QCD} aber gegen ≈ 1 an, so dass keine Störungsrechnung erfolgen kann. Werden zwei in einem Meson gebundene Quarks getrennt, so steigt die Energie des sie bindenden Gluon-Flussschlauchs so stark an, dass aus dem Vakuum ein neues Quark-Antiquark-Paar entsteht, womit die Spaltung des Mesons in zwei freie Quarks von der Natur verhindert wurde (siehe Abbildung 1.1). Dieses Verhalten nennt man auch *Confinement*: Quarks sind niemals einzeln zu beobachten, sondern nur in farbneutralen Objekten wie Mesonen oder Baryonen.

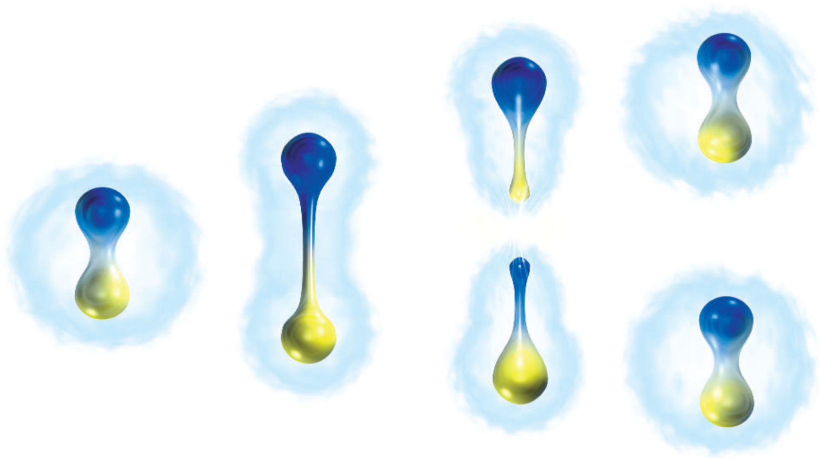


Abb. 1.1: *Ein $q\bar{q}$-Paar, Meson genannt, wird durch einen Impulsübertrag getrennt. Der Gluon-Flussschlauch „spannt“ sich, bis aus dem Vakuum ein neues $q\bar{q}$-Paar entsteht und mit den beiden getrennten Quarks zu jeweils einem Meson kombiniert. [6]*

Eine wichtige Größe in der Hadronenspektroskopie ist der Begriff der Quantenzahl. Zur Einordnung von Hadronen spielen die Hauptquantenzahl n, die radiale Anregungen beschreibt, der Bahndrehimpuls L, der intrinsische Spin S [1] sowie der daraus kombinierte Gesamtspin J eine entscheidende Rolle. Als Notation ist es üblich, den Zustand als $n^{2S+1}L_J$ zu beschreiben. Zusammen mit der Parität P und der Ladungs-Parität C wird häufig auch die Notation J^{PC} verwendet.

Der Spin S der beiden Quarks kann entweder zu $S = 0$ oder zu $S = 1$ koppeln. Der Gesamtspin J ist die Vektoraddition $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ mit

$$|L - S| \leq J \leq |L + S|$$

[1] Mit der Einführung des Symbols S für den intrinsischen Spin eines Teilchens entsteht eine Doppeldeutigkeit mit der Strangeness S. Daher wird im Folgenden immer von der *Strangeness S* gesprochen, während bei der Nennung des Spins nur S verwendet wird.

Die Parität ergibt sich für Quark-Antiquark-Paare zu $P = (-1)^{L+1}$, während die Ladungs-Parität durch $C = (-1)^{L+S}$ gegeben ist.
Die beiden leichtesten Quarks, u und d, sind massenentartet, so dass für sie die Quantenzahl des Isospins I eingeführt wird. Die dritten Komponenten des Isospins, I_3, sind dann $I_3(u) = +1/2$ und $I_3(d) = -1/2$. u- und d-Quarks bilden somit ein Isospin-Duplett.
So kommt man zur Nomenklatur, dass alle Zustände mit $J^{PC}= 0^{++}$ als Skalarmesonen, mit $J^{PC}= 0^{-+}$ als pseudoskalare Mesonen, mit $J^{PC}= 1^{--}$ als Vektormesonen, mit $J^{PC}= 1^{+\pm}$ als Axial-Vektormesonen und mit $J^{PC}= 2^{++}$ als Tensormesonen bezeichnet werden.
Die Meson-Nonetts leichter Mesonen (also Mesonen mit Quarks $\in \{u,d,s\}$) für pseudoskalare Mesonen und Vektormesonen sind in den Abbildungen 1.2 - 1.3 dargestellt. Aus drei Quarksorten mit ihren Antiquark-Partnern lassen sich $3 \times 3 = 9$ Quark-Antiquark-Paare bilden.

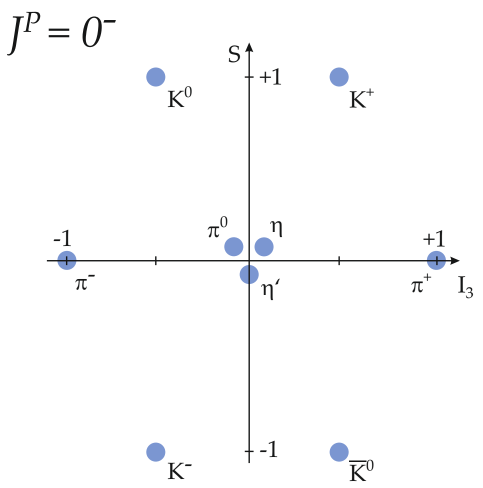


Abb. 1.2: *Nonett der pseudoskalaren Mesonen*

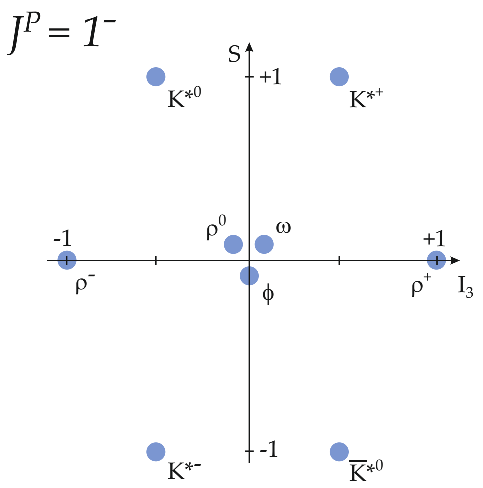


Abb. 1.3: *Nonett der Vektormesonen*

Als pseudoskalare Mesonen (Abbildung 1.2) werden die Mesonen mit $L = 0, S = 0$ bezeichnet; der Name liegt in der Tatsache begründet, dass pseudoskalare Mesonen negative Parität haben und sich somit nicht wie Skalare verhalten, man aber Zustände mit $J = 0$ als Skalare tituliert. Es handelt sich hier um die leichteste Gruppe von Mesonen, da kein Drehimpuls und auch nur die leichtesten Quarks involviert sind.
Eine weitere Dimension in den Nonetts entstammt der Strangeness, die durch die s-Quarks eingeführt wird. Sowohl Strangeness als auch Isospin sind bei Prozessen der starken Wechselwirkung erhalten. Die Zuordnung der Positionen im Nonett der pseudoskalaren Mesonen ist damit eindeutig: die Mesonen mit Strangeness $S = 0$ und $I = 1$ sind Pionen π, die Kombinationen aus u- bzw. d-Quarks mit s-Quarks werden als Kaonen K bezeichnet und besitzen Strangeness $S = \pm 1$. Drei Mesonen, das π^0, das η und das η' besitzen $I_3 = 0$, Strangeness $S = 0$ und teilen sich den Eintrag in der Mitte des Nonetts [7].
Die Vektormesonen (Abbildung 1.3) besitzen einen Gesamtdrehimpuls von $J = 1$ bei ebenfalls negativer Parität. Der einzige Unterschied zu pseudoskalaren Mesonen ist, dass die Spins der

beiden Quarks parallel ausgerichtet sind und damit $S = 1$ ergeben. Die Spin-1-Varianten der Pionen sind die ρ-Mesonen, die Mischungen aus u- und d-Quarks sind. Die Spin-1-Kaonen werden als K^* bezeichnet (das leichteste K^* ist das $K^*(892)$) und können sowohl geladen als auch neutral auftreten. Im Zentrum des Diagramms ist abermals Platz für drei Mesonen mit $I_3 = 0$, Strangeness $S = 0$. Eins dieser drei Mesonen ist das ρ^0 in Analogie zum π^0. Bei den beiden anderen handelt es sich um das ω sowie das ϕ. Während das ω eine Mischung aus u- und d-Quarks ist, koppelt das ϕ stark an Kaonen. Es wird daher als $s\bar{s}$-Zustand betrachtet.
Mesonen und Baryonen sind nicht die einzigen Teilchen, die sensitiv auf die starke Wechselwirkung sind. Da die Gluonen selbst Farbladung tragen, können sie sowohl mit Quarks als auch mit sich selbst wechselwirken und dabei messbar in Erscheinung treten. Teilchenkonstellationen aus Quarks mit einem angeregten Valenz-Gluon nennt man Hybride und kennzeichnet sie mit der Abkürzung $q\bar{q}g$. Auch Teilchen, die ausschließlich aus Valenz-Gluonen existieren, sogenannte Glueballe (ggg), sind denkbar. Weder Hybride noch Glueballe konnten bisher experimentell eindeutig nachgewiesen werden (siehe Kapitel 1.4). Auch andere farbneutrale Konstellationen sind denkbar: Tetraquarks $(qq)(\overline{qq})$, mesonische Moleküle $(q\bar{q})(q\bar{q})$ und Pentaquarks $qqqq\bar{q}$. Die Existenz dieser komplexen Teilchenstrukturen konnten ebenfalls noch nicht experimentell verifiziert werden.

1.3 Charmonium-Resonanzen

Als Charmonium-Resonanzen werden Teilchenzustände bezeichnet, die aus einem charm- und einem Anticharm-Quark bestehen. Die Kurzschreibweise für einen solchen Zustand ist $c\bar{c}$. Entdeckt wurde die Klasse der Charmonia erstmals 1974 am SLAC (Stanford Linear Accelerator) durch die Gruppe von Burton Richter [8] sowie zeitgleich durch die Gruppe von Samuel Ting am BNL (Brookhaven National Laboratory) [9]. Bei dieser Resonanz handelt es sich um die sogenannte J/ψ-Resonanz, die der $J^{PC} = 1^{--}$-Zustand eines $c\bar{c}$-Systems mit $L = 0$ und $S = 1$ ist. Die J/ψ-Resonanz ist etwa $3{,}1\,\mathrm{GeV}/c^2$ schwer, mit nur $\approx 87\,\mathrm{keV}/c^2$ aber extrem schmal und damit langlebig [2]. Diese Langlebigkeit ist der *Zweig*-Regel (auch OZI-Regel genannt, nach Susumu Ōkubo, George Zweig und Jugoro Iizuka) geschuldet [7], die besagt, dass in starken Zerfällen Feynmandiagramme mit durchgezogenen Quarklinien gegenüber solchen mit unterbrochenen Quarklinien bevorzugt sind. Da mit etwa $3{,}1\,\mathrm{GeV}/c^2$ nicht genügend Energie bereitsteht, um zwei D-Mesonen zu erzeugen und somit die c-Quarks in diesen Endzustand zu überführen, zerfällt das J/ψ schwach oder elektromagnetisch und hat daher eine längere Lebensdauer.
In den darauffolgenden Jahren wurden in e^+e^--Kollisionen weitere $c\bar{c}$-Resonanzen gefunden, die als radiale Anregungen des Grundzustandes J/ψ angenommen und daher als ψ' (auch als $\psi(2S)$ bekannt) und ψ'' bezeichnet wurden. Ebenfalls in den siebziger Jahren wurden die χ_{cJ}-Resonanzen mit den Quantenzahlen $J^{PC} = \{0, 1, 2\}^{++}$ durch das Mark-I-Experiment (wiederum unter Mitarbeit von Burton Richter) entdeckt [11]. Hierbei handelt es sich um die $(L = 1, S = 1)$-Anregungen eines $c\bar{c}$-Systems. Wegen ihrer Quantenzahlen sind sie von besonderer Bedeutung, weshalb in dieser Arbeit auch einer ihrer hadronischen Zerfälle auf Grundlage der von BESIII gemessenen Datensätze untersucht wird (siehe Kapitel 2).
Der Grundzustand η_c mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{-+}$ wurde erst später entdeckt. Einen ersten Hinweis auf das η_c gab es 1980 bei Crystal Ball [12], was kurz darauf von Mark-II [13] und Mark-III [14] bestätigt wurde.

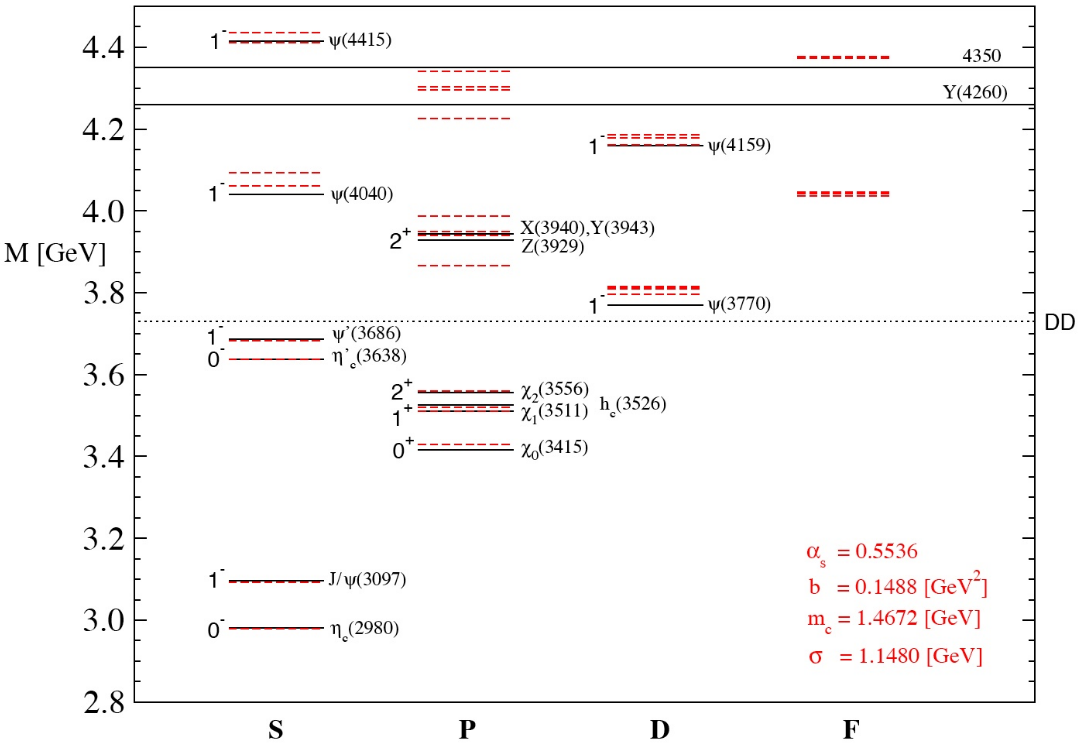


Abb. 1.4: *Das Charmonium-Spektrum; gemessene Resonanzen sind schwarz dargestellt, theoretisch vorhergesagte rot [10]. Die Buchstaben S, P, D und F stehen für die Bahndrehimpulse* $L = 0, 1, 2, 3$.

Erst nach der Jahrtausendwende wurden neue Resonanzen (die sogenannten *xyz states*) entdeckt, die eventuell dem Charmonium-System zugeordnet werden können. Dicht an der $D\overline{D}^*$-Schwelle mit einer Masse von (3872,0±0,6±0,5) MeV/c^2 wurde das $X(3872)$ von der Belle-Kollaboration am KEK-Beschleuniger über den Zerfall $B^\pm \rightarrow K^\pm X(3872) \rightarrow K^\pm(\pi^+\pi^- J/\psi)$ gefunden [15]; weitere Resonanzen wie das $Y(4260)$ und das $X(3940)$ folgten.

Abbildung 1.4 zeigt das bislang bekannte Charmonium-Spektrum. An e^+e^--Beschleunigern können nur Charmonia mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ direkt erzeugt werden, da die beiden Strahlteilchen in ein virtuelles Photon annihilieren, wobei Photonen die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ besitzen. Daher ist auch die erzeugbare Resonanz auf diese Quantenzahlen beschränkt.

Die $\overline{p}p$-Annihilation unterscheidet sich dahingehend von der e^+e^--Kollision, dass die Quantenzahlen J^{PC} *nicht* festgelegt sind: Alle Mesonen mit nicht-exotischen Quantenzahlen sind bei einem nicht verschwindenden Wirkungsquerschnitt in der $p\overline{p}$-Annihilation direkt zugänglich [16], was es beispielsweise möglich macht, die χ_{cJ}-Zustände, die in dieser Arbeit untersucht werden, in Formation zu erzeugen. Da die Wellenfunktionen von Proton und Antiprotonen am Ort der Annihilation überlappen, spielen die Quarks eine wichtige Rolle bei der Dynamik der Reaktion [17]. Betrachtet man die Annihilation in zwei Mesonen, so können diese durch die Vernichtung von zwei $q\overline{q}$-Paaren und die Erzeugung eines neuen $q\overline{q}$-Paares oder aber durch die Vernichtung nur eines $q\overline{q}$-Paares und einer Neuanordnung der verbleibenden Quarks erzeugt werden. Der Prozess gilt somit als quark- und gluonenreich, was die Produktion von Gluebällen begünstigen sollte.

1.4 Gluebälle und Hybride

Wie in Kapitel 1.2 schon angesprochen wurde, sind auch exotische Objekte der starken Wechselwirkung denkbar. *Gluebälle* sind Konglomerationen von Gluonen, die gegenseitig wechselwirken, während Mesonen mit einem zusätzlichen gluonischen Freiheitsgrad als *Hybride* bezeichnet werden.

Mit dem Nachweis von Gluebällen könnte ein wichtiger Beweis für die Gültigkeit der QCD geführt werden. Zwar wird diese in ihren Grundfesten nicht angezweifelt, aber da die Selbstwechselwirkung unter Gluonen nicht verboten ist, sollten sie bei Messungen auch beobachtet werden können. Für die Vermessung von Gluebällen ist ein gluonenreicher Anfangszustand günstig. Besonders gluonenreich sind etwa die Antiproton-Proton-Annihilation oder auch radiative Charmonium-Zerfälle. Charmonia unterhalb der $D\overline{D}$-Schwelle werden in ihrem Zerfall von der *Zweig*-Regel beeinflusst, so dass sie über einen Zwischenzustand von zwei Gluonen zerfallen, die wiederum einen Glueball formen könnten. Die Beeinflussung durch die Zweig-Regel findet auch bei dem in dieser Arbeit untersuchten Zerfall einer χ_{cJ}-Resonanz statt, da die χ_{cJ}-Resonanzen aus einem $c\bar{c}$-Paar bestehen, welches annihiliert und in leichte Hadronen zerfällt.

Das durch die Theorie (in diesem Fall die Lattice QCD) vorhergesagte Glueball-Spektrum ist in Abbildung 1.5 dargestellt [18].

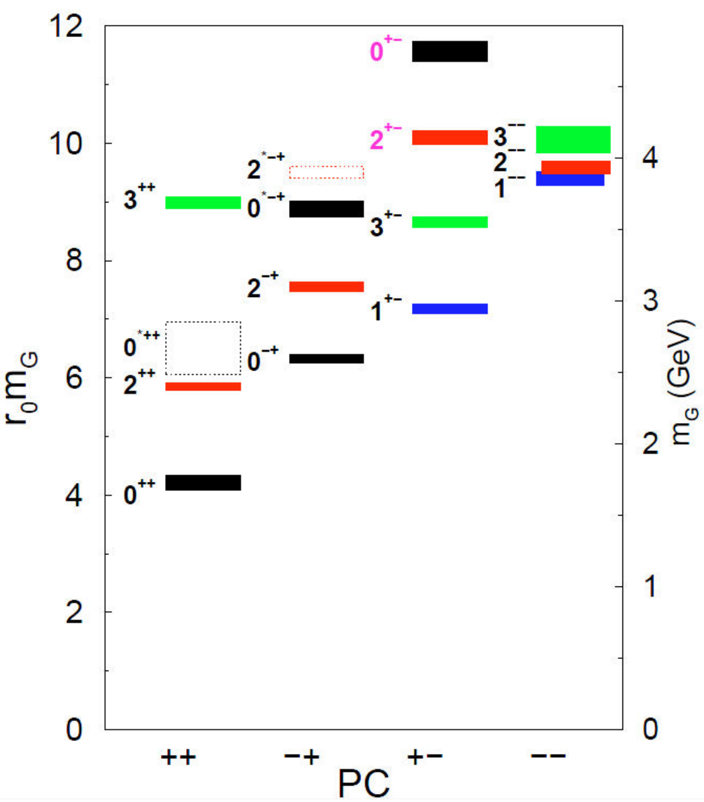


Abb. 1.5: *Mittels Lattice QCD vorhergesagtes Glueball-Spektrum [18]*

Aber wie könnte man einen Glueball oder einen Hybrid erkennen, wenn ein Kandidat gefunden wurde? Gerade im Bereich der leichten Mesonen überlagern sich die Zustände oftmals, was eine isolierte Analyse einer Resonanz erschwert.

Anders als Mesonen können exotische Objekte wie Glueballe und Hybride auch sogenannte *exotische Quantenzahlen* besitzen, die für mesonische Zustände aufgrund der Beziehungen $P = (-1)^{L+1}$ und $C = (-1)^{L+S}$ verboten sind. Diese exotischen Quantenzahlen sind beispielsweise $J^{PC} \in \{0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, \ldots\}$. Können also die Quantenzahlen eines Zustandes genau bestimmt werden und stellen sich diese Quantenzahlen als exotisch heraus, so kann es sich hierbei nicht um ein gewöhnliches $q\bar{q}$-Meson handeln.

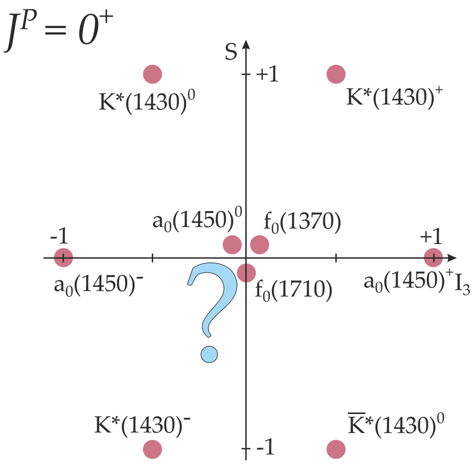


Abb. 1.6: *Skalare Mesonen nach [19]. Es gibt eine Vielzahl alternativer Vorschläge für die Besetzung des Nonetts.*

Werden die Teilchen in das bekannte Spektrum leichter Mesonen einsortiert, so gibt es überzählige Kandidaten. Die verbleibenden sind potenzielle Exoten-Kandidaten, so zu sehen im Nonett der skalaren Mesonen (siehe Abbildung 1.6). Hier gibt es eine Überbesetzung der Kandidaten mit Isospin $I_3 = 0$ und Strangeness $S = 0$. Das neutrale $a_0(1450)$ gilt, ebenso wie die geladenen $a_0(1450)^{\pm}$ mit $I_3 \neq 0$, als gesetzt, womit noch Platz für zwei weitere Resonanzen bleiben. Hier kommen allerdings drei Resonanzen, namentlich das $f_0(1370)$, das $f_0(1500)$ und das $f_0(1710)$ infrage, womit eine Resonanz überzählig ist. Bei einem Vergleich der Zerfallsbreiten stellt sich heraus, dass die Breite des $f_0(1500)$ deutlich kleiner ist als die Zerfallsbreite der anderen Nonett-Partner, was auf einen anderen Zerfallsmechanismus als für reguläre $q\bar{q}$-Paare schließen lässt. So wird das $f_0(1500)$ von [19] und [20] als Glueball-Kandidat gehandelt. Die Abwesenheit des Zerfalls $f_0(1500) \to \gamma\gamma$ spricht ebenfalls für einen Glueball, während der Zerfall $f_0(1710) \to \gamma\gamma$ mit einem $s\bar{s}$-Zustand vereinbar wäre [2]. Dieser Ansicht widerspricht [21], wonach $f_0(1500)$ ein $q\bar{q}$-Zustand ist und $f_0(1710)$ als der skalare Glueball angesehen wird. Auch [22] hält das $f_0(1710)$ für den gesuchten skalaren Glueball. Die Natur des skalaren Glueballs ist noch immer Gegenstand aktueller Diskussion.

Eine weitere Hilfe bei der Suche nach Glueballen ist das Wissen, dass Glueballe Objekte ohne Quarkinhalt sind und daher auch kein Flavour besitzen. Daher sollte ihr Zerfall nach Korrektur

auf den zur Verfügung stehenden Phasenraum sowie auf Isospinfaktoren kein Flavour begünstigen oder benachteiligen. Zerfälle, die dieses Charakteristikum aufweisen, werden daher auch als *flavour-blind* bezeichnet.
So gibt es beispielsweise Hinweise auf Tensor-Gluebälle mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 2^{++}$. In der Pion-Nukleon-Streuung $\pi^- p \to \phi\phi n$ an der MPS-Facility am Brookhaven National Laboratory, USA, wurden drei Zustände mit $J^{PC} = 2^{++}$ beobachtet [23]. Da die ϕ-Resonanz als gebundener $s\bar{s}$-Zustand angesehen wird, sind im Zerfall einer Resonanz in zwei ϕ-Resonanzen insgesamt vier s-Quarks beteiligt, was ein starker Hinweis auf flavour-blind zerfallende Gluebälle ist, da ein Zerfall in vier s-Quarks stark OZI-unterdrückt ist (siehe Abbildung 1.7).

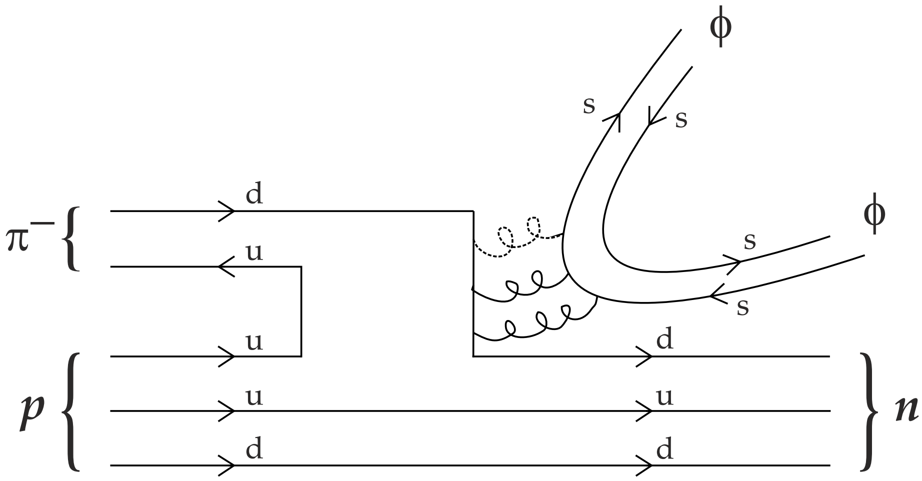


Abb. 1.7: *OZI-verletzende Reaktion $\pi^- p \to \phi\phi n$ (nach [24]). Je nach J^{PC} des Endzustandes kann die Resonanz an zwei oder drei Gluonen koppeln. Für eine Tensor-Resonanz werden zwei Gluonen benötigt.*

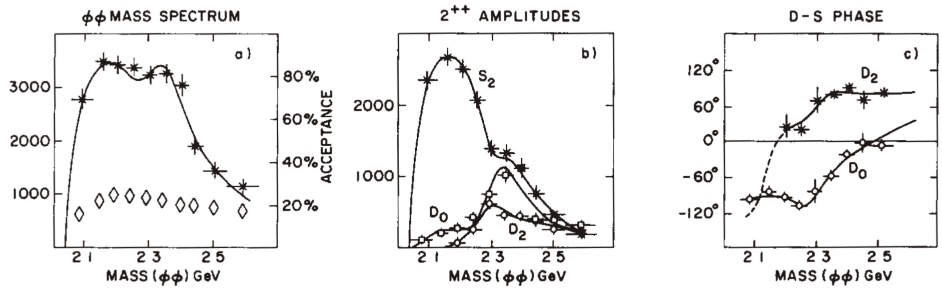


Abb. 1.8: *Spektren der Pion-Nukleon-Streuung an der MPS-Facility am BNL [23]. Das akzeptanzkorrigierte $\phi\phi$-Massenspektrum (links) zeigt deutliche Überhöhungen an der Schwelle sowie bei 2,3 GeV/c^2. Das Intensitätsspektrum (Mitte) sowie die Phasendifferenz der drei $J^{PC} = 2^{++}$-Wellen (rechts) weisen ebenfalls auf Resonanzen in diesen Bereichen hin.*

Eine Resonanz im Bereich von 2,3 - 2,4 GeV/c^2 wird auch von [18] vorhergesagt (siehe Abbildung 1.5). Die JETSET-Kollaboration hat in der invarianten $\phi\phi$-Masse mittels $p\overline{p}$-Annihilation ebenfalls einen Hinweis auf eine Überhöhung bei 2,225 GeV/c^2 mit einer Breite von 0,030 GeV/c^2 erhalten [25].
Hybride, also $q\overline{q}g$-Zustände mit einem angeregten Gluon, werden ebenfalls vorhergesagt; ihre Existenz wurde erstmals 1976 postuliert [26]. Das Bag-Modell erwartet einen Hybridzustand bei etwa 1,4 GeV/c^2 mit $J^{PC}= 1^{-+}$; mögliche Kandidaten sind das $\pi_1(1400)$ und das $\pi_1(1600)$ [27]. Die Lattice QCD hingegen sagt diesen Hybrid-Kandidaten mit einer Masse von 1,8 - 1,9 GeV/c^2 vorher, welches durch Gluon-Flux-Tube-Modelle bestätigt wird [2]. Die Vorhersagen stehen je nach verwendetem Modell noch häufig im Widerspruch zueinander.
Das $\pi(1800)$, welches durch die VES-Kollaboration eingehend untersucht wurde [28], gilt ebenfalls als Hybrid-Kandidat. Zwar könnte es auch die zweite radiale Anregung des Pions sein [29], aber sowohl seine geringe Breite als auch die Unterdrückung des Zerfalls in $\rho\pi$ deuten auf seine exotische Natur hin [28, 30]. Die wahre Natur dieses Zustands ist noch immer Gegenstand aktueller Diskussion.
Auch bei höheren Massen über 2 GeV/c^2 werden weitere Hybridzustände vorhergesagt, beispielsweise das leichteste Supermultiplet von Hybriden [31]. Die Quantenzahlen dieser Zustände sind $J^{PC}= (0,1,2)^{-+}$ für die Spin-Triplet-Zustände und $J^{PC}= 1^{--}$ für den Spin-Singlet-Zustand. Alle diese Resonanzen sollen im Bereich von etwa 2,1 GeV/c^2 bis 2,35 GeV/c^2 liegen.
Für detailliertere Angaben und weitere Erkenntnisse zu Glueбällen und Hybriden sei an dieser Stelle auf [29] und [32] verwiesen.

1.5 Motivation dieser Arbeit

Viele Prozesse der starken Wechselwirkung geben noch immer Rätsel auf und bedürfen einer genaueren Untersuchung, um die zugrunde liegende Physik zu verstehen. Besonders die aus verschiedenen theoretischen Ansätzen postulierte Existenz von exotischen Teilchen wie Glueбällen und Hybriden muss von experimenteller Seite noch bestätigt werden, wofür die Experimente BESIII (**Be**ijing **S**pectrometer **III**) und $\overline{\text{P}}$ANDA (Anti**P**roton **An**nihilation at **Da**rmstadt) hervorragende Voraussetzungen liefern.
BESIII stellt den derzeit weltweit größten Datensatz von $\psi(2S)$-Zerfällen bereit. Während die leichten Charmonia mit $J^{PC}= 1^{--}$ schon relativ gut untersucht sind, gibt es nur wenige Analysen der Substruktur von χ_{cJ}-Zerfällen, die die Quantenzahlen $J^{PC}= (0,1,2)^{++}$ besitzen und daher auch Ausgangspunkte für die Entstehung völlig anderer Resonanzen und Resonanz-Kombinationen sein können. Die Analyse der Substrukturen des Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$ verspricht einen starken Beitrag sowohl durch f-Resonanzen als auch durch angeregte Kaon-Resonanzen. Dieser Zerfall eignet sich aber auch insbesondere zur Suche nach Glueбällen und Hybriden. Da Glueбälle flavour-blind zerfallen, können gleich zwei Zerfallskanäle gemessen werden, weil ein Glueball sowohl in $\pi^0\pi^0$ als auch in K^+K^- zerfallen kann. Dies kann zum besseren Verständnis des Nonetts der Skalarmesonen sowie der Situation der Tensor-Glueбälle führen. π-Resonanzen mit $J^{PC}= 0^{-+}$ oder $J^{PC}= 2^{-+}$ könnten ebenfalls erzeugt werden, von denen einige als Hybrid-Kandidaten gelten.
Während die Substruktur dieses Zerfalls noch nicht untersucht worden ist, wurden die Verzweigungsverhältnisse für $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$ bestimmt [33]. Das Spektrum der invarianten

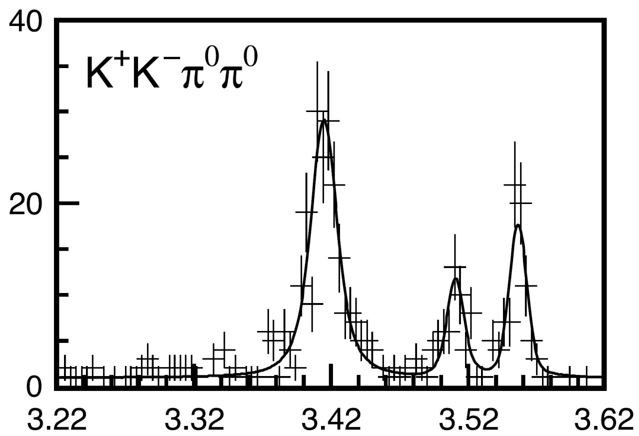


Abb. 1.9: *$K^+K^-\pi^0\pi^0$-Massenspektrum, gemessen von Cleo-c [33]*

$K^+K^-\pi^0\pi^0$-Masse, wie sie von Cleo-c gemessen worden ist, ist in Abbildung 1.9 dargestellt. Die Ereigniszahlen, die den jeweiligen χ_{cJ}-Zuständen zugeordnet werden können, sind $n_{\chi_{c0}} = 213{,}5 \pm 16{,}8$, $n_{\chi_{c1}} = 45{,}1 \pm 8{,}5$ beziehungsweise $n_{\chi_{c2}} = 76{,}9 \pm 9{,}7$. Es ist klar ersichtlich, dass die Ereigniszahl zu gering ist, um eine Untersuchung der Substrukturen zu erlauben. Die Selektion des $\psi(2S)$-Datensatzes von BESIII wird in Kapitel 2 erläutert.

Die verfügbare Ereignisanzahl in den von BESIII gemessenen Daten ist im Falle des χ_{c0} erstmals ausreichend, um eine Partialwellenanalyse durchzuführen, mit deren Hilfe die wichtigsten beitragenden Zerfallskanäle und ihre Verzweigungsverhältnisse überprüft werden können (Kapitel 3). Der Einsatz der Partialwellen-Software PAWIAN, welche hauptsächlich für $\overline{\text{P}}$ANDA entwickelt wird, bietet vielfältige Analysemöglichkeiten und involviert auch die Signifikanzüberprüfung der durchgeführten Anpassungen.

Mit dem $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment, welches im Jahr 2017 erstmals Daten aufnehmen wird, wird eine noch präzisere Möglichkeit bestehen, Resonanzen im Charmonium- und Charm-Massenbereich zu vermessen. Anders als bei e^+e^--Annihilationen wie bei BESIII sind die erzeugten Zustände bei $p\overline{p}$-Annihilationen nicht auf die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ festgelegt: Zustände mit allen nicht-exotischen Quantenzahlen können in Formation erzeugt werden.

Zur Messung dieser Zustände werden hocheffiziente und hochpräzise Detektoren benötigt, von denen das elektromagnetische Kalorimeter für die Messung von Photon- und Elektronenergien und der Einschlagorte dieser Teilchen zuständig ist. Da der Detektor für diesen Einsatzbereich exakt den Experimentbedingungen angepasst werden muss, wird ein Prototyp für einen Teil des elektromagnetischen Kalorimeters aufgebaut, mit dem überprüft werden soll, ob die eingesetzten Komponenten den Anforderungen genügen. In Kapitel 4 werden sowohl die Konstruktionsarbeiten für diesen Prototypen sowie Verbesserungsvorschläge für die Montage des finalen Detektors als auch die Fertigung und Kalibrierung extrem dünner Temperatursensoren vorgestellt, woraufhin erste Ergebnisse von Strahlzeiten am CERN, Genf, und an ELSA, Bonn, die im Jahr 2011 durchgeführt wurden, präsentiert werden.

Kapitel 5 fasst die Ergebnisse der Arbeit zusammen und wagt einen Ausblick auf noch zu erarbeitende Verbesserungsmöglichkeiten sowohl hinsichtlich der Datenanalyse von BESIII als auch bezüglich der Detektorentwicklung für das $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment.

2 Untersuchung des Zerfalls $\chi_{cJ} \to K^+K^-\pi^0\pi^0$ mit Daten des BESIII-Experiments

Zerfälle von χ_{cJ}-Resonanzen sind eine wichtige Quelle zur Untersuchung der starken Wechselwirkung im nicht-perturbativen Bereich. Im Folgenden werden Zerfälle von χ_{cJ}-Resonanzen ($J \in \{0, 1, 2\}$) in zwei geladene Kaonen und zwei neutrale Pionen untersucht. Dazu wird ein Datensatz von BESIII mit etwa 10^8 $\psi(2S)$-Ereignissen ausgewertet, um die χ_{cJ}-Resonanzen über den radiativen Zerfall

$$\psi(2S) \to \gamma_{\mathrm{rad}}\chi_{cJ}$$

untersuchen zu können. Die gesamte Reaktionsgleichung ist

$$e^+e^- \to \gamma^* \to \psi(2S) \to \gamma_{\mathrm{rad}}\chi_{cJ} \to \gamma\,(K^+K^-\pi^0\pi^0) \quad ,$$

wobei nur der Endzustand untersucht wird, in dem beide π^0 in $\gamma\gamma$ zerfallen. Allerdings ist das Verzweigungsverhältnis mit $\mathcal{BR}(\pi^0 \to \gamma\gamma) = (98{,}823 \pm 0{,}034)\,\%$ sehr hoch [2], so dass mit dieser Wahl des π^0-Zerfallsmodus nahezu alle χ_{cJ}-Zerfälle in $K^+K^-\pi^0\pi^0$ gemessen werden.

Mit fünf Teilchen im Endzustand bietet dieser Zerfallskanal eine Vielzahl an möglichen Subresonanzen, die sich beispielsweise in $(K^\pm\pi^0)(K^\mp\pi^0)$, $(K^+K^-)(\pi^0\pi^0)$ oder auch $(K^\pm\pi^0\pi^0)(K^\mp)$ finden. Eine Untersuchung der Möglichkeiten soll für alle drei $J \in \{0, 1, 2\}$ stattfinden, wobei wegen der hohen Ereigniszahl für $J = 0$ zusätzlich die Voraussetzungen für eine Partialwellenanalyse gegeben sind (siehe Kapitel 3).

Zunächst werden das Physik-Programm des BESIII-Experimentes erläutert (Kapitel 2.1) sowie der Beschleuniger BEPCII und das Experiment beschrieben (Kapitel 2.2 - 2.3). Die Datenselektion für χ_{c0}, χ_{c1} sowie χ_{c2} mitsamt Untergrundbehandlung wird in Kapitel 2.4 und 2.5 erklärt, bevor in Kapitel 2.6 die Rekonstruktionseffizienz der einzelnen χ_{cJ}-Zerfallskanäle bestimmt wird. In Kapitel 2.7 werden dann die relevanten Spektren invarianter Massen vorgestellt, die erste Hinweise auf die enthaltenen Subresonanzen liefern und so auch der Vorbereitung auf die Wahl eines ersten Hypothesensatzes für die Partialwellenanalyse dienen.

2.1 Das Physikprogramm des BESIII-Experimentes

Das BESIII-Experiment, welches am IHEP (Institute of High Energy Physics) der Chinesischen Akademie der Wissenschaften westlich der Innenstadt von Beijing betrieben wird, ist Nachfolger zweier Vorgängerexperimente, BES und BESII. BES und BESII wurden von 1989 bis 2004 am BEPC (Beijing Electron-Positron Collider) betrieben und während ihrer Laufzeit kontinuierlich verbessert [34].

Der modernisierte Beschleuniger BEPCII (Beijing Electron-Positron Collider II) kann die gegenläufigen Elektronen- bzw. Positronenstrahlen auf Schwerpunktsenergien von 2 GeV bis 4,6 GeV beschleunigen [35]. Damit ist ein weitreichendes Physikprogramm im τ-Charm-Massenbereich möglich, welches im Folgenden kurz erläutert werden soll.

BEPCII ist mit der maximalen Design-Luminosität in der Lage, eine Vielzahl von Charmonium-Resonanzen zu erzeugen. So ist es möglich, 10^{10} J/ψ-Resonanzen pro Kalenderjahr zu erzeugen [34], womit BESIII innerhalb kürzester Zeit den weltweit größten Datensatz an J/ψ-Resonanzen

sammeln konnte und diesen Rekord noch ausbauen wird. Da das J/ψ viele verschiedene Zerfallsmodi hat, ist ein ebensolch großer Datensatz vonnöten, um die einzelnen Zerfallskanäle untersuchen zu können.
Ein bislang ungelöstes Rätsel, welches BESIII untersuchen wird, ist das sogenannte *$\rho\pi$-Puzzle*. Während das Verhältnis der Verzweigungsverhältnisse

$$\frac{\mathcal{BR}(\psi(2S) \to e^+e^-)}{\mathcal{BR}(J/\psi \to e^+e^-)} = \frac{\mathcal{BR}(\psi(2S) \to \text{Hadronen})}{\mathcal{BR}(J/\psi \to \text{Hadronen})} = 0{,}127$$

von perturbativer QCD (pQCD) vorhergesagt und durch zahlreiche experimentelle Beispiele bestätigt werden konnte, weicht dieses Verhältnis für den Zerfall $\psi(2S) \to \rho\pi$ bzw. $J/\psi \to \rho\pi$ (sowie einige weitere Zerfälle) stark von der Vorhersage ab [36].
Ebenfalls über Charmonium-Zerfälle kann die Untersuchung von leichten Hadronen erfolgen. Besonders die Suche nach Glueбällen ist vielversprechend, da die Kopplung von Charmonia an leichte Quarks über gluonenreiche Prozesse abläuft. Wie in Kapitel 1.4 schon erläutert, soll ein Glueball mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}$ zwischen 1,5 und 1,7 GeV/c^2 existieren, dessen Bestätigung aber noch immer aussteht. Außerdem gibt es auch Hinweise auf exotische Mesonen wie beispielsweise Hybride.
Die Strahlenergie reicht auch für die Erzeugung höherer Anregungen der $c\bar{c}$-Resonanz aus, deren Zerfallsmodi untersucht werden können. Besonders interessant sind die Zerfälle dieser angeregten $c\bar{c}$-Resonanzen in zwei D-Mesonen. Zum einen kann die $\psi(3770)$-Resonanz erzeugt werden, die mit einer Masse von 3,772 GeV/c^2 oberhalb der $D\overline{D}$-Schwelle liegt. Dadurch zerfällt sie zu 93 % in ein $D\overline{D}$-Paar [2]. Mit einer Erhöhung der Strahlenergie auf 4,03 GeV können auch D_s-Mesonen, also D-Mesonen mit Strangeness (Quarkinhalt $c\bar{s}$ bzw. $\bar{c}s$), erzeugt werden. Ein weiterer Punkt des Physikprogramms ist die Suche nach $\mathcal{CP}$-verletzenden Zerfällen, die Ende 2011 bei LHCb am CERN mit einer Signifikanz von $3{,}5\sigma$ gemessen werden konnten [37].
Wie schon BESII kann auch BESIII τ-Physik studieren. So werden die Michel-Parameter, die für geladene Leptonen die Phasenraumverteilung von leptonischen Zerfällen beschreiben, mit einer um einen Faktor 2 - 4 erhöhten Präzision als auch die τ-Masse mit einer Genauigkeit von $\Delta m_\tau \approx 90\,\mathrm{keV}/c^2$ gemessen werden können, was die bisherige BES-Messung um einen Faktor 3 verbessert [35].

2.2 Der Beschleuniger BEPCII

Der ursprüngliche Beschleuniger BEPC erreichte mit Elektron-Positron-Kollisionen eine Luminosität von $\mathcal{L} \approx 10^{31}\,\mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$. Damit konnten wichtige Erfolge im Bereich der τ-Charm-Physik erzielt werden. 2003 wurde beschlossen, BEPC mit moderner Beschleunigertechnologie wie supraleitenden RF-Resonatoren und neuer Strahloptik aufzurüsten. Da der bereits vorhandene Beschleunigertunnel genutzt werden sollte, änderte sich der Umfang nur um wenige Meter. Während BEPC den Elektronen- als auch den Positronenstrahl in einem gemeinsamen Speicherring geführt hatte, wurde für BEPCII ein weiterer Ring hinzugefügt, so dass Elektronen und Positronen jeweils in einem eigenen Ring geleitet werden. Durch diese räumliche Trennung ist es notwendig, die Strahlen am Wechselwirkungspunkt kreuzen zu lassen. Der hierfür vorgesehene Winkel beträgt ±11 mrad. Der aufgerüstete Beschleuniger wurde in BEPCII umbenannt und erreichte die erste erfolgreiche Teilchenkollision im Juli 2008 [34].

Tab. 2.1: *Vergleich der Eigenschaften des neuen Beschleunigers BEPCII mit dem Vorgänger BEPC [34]*

Eigenschaft	BEPCII	BEPC
Schwerpunktsenergie / GeV	2 – 4,6	2 – 5
Ringumfang / m	237,5	240,4
max. Luminosität bei $2 \times 1{,}89\,\mathrm{GeV/cm^{-2}s^{-1}}$	$\approx 10^{33}$	$\approx 10^{31}$
Anzahl der Teilchenpakete	2×93	2×1
Strahlstrom / A	$2 \times 0{,}91$	$2 \times 0{,}035$
Länge eines Teilchenpaketes / cm	1,5	≈ 5
Breite eines Teilchenpaketes / μm	≈ 380	≈ 840
Höhe eines Teilchenpaketes / μm	$\approx 5{,}7$	≈ 37

Wie Tabelle 2.1 zeigt, ist die Luminosität von BEPCII bei einer Schwerpunktsenergie von 3,78 GeV etwa um einen Faktor 100 höher als bei seinem Vorgänger BEPC, was durch einen stark erhöhten Strahlstrom sowie eine größere Anzahl von Teilchenpaketen pro Strahl erreicht wird, wodurch die Teilchenpakete einen zeitlichen Abstand von nur 8 ns zueinander besitzen.

2.3 Der BESIII-Detektor

Der BESIII-Detektor basiert auf den Erfahrungen der beiden Vorgängerexperimente BES und BESII und wurde mit modernsten Detektorkomponenten ausgestattet, um die hohe Luminosität von BEPCII nutzen zu können. Die Detektorkomponenten sowie die allgemeine Funktionsweise werden in den kommenden Kapiteln dargestellt.

2.3.1 Übersicht über den BESIII-Detektor

Um einen Einblick in die Funktionsweise des BESIII-Detektors zu bekommen, ist es notwendig, die Subdetektoren zu verstehen, aus deren Einzelinformationen das gesamte Ereignis rekonstruiert wird. Einen Überblick über den Detektor liefert Abbildung 2.1.
In direkter Nähe des Beryllium-Strahlrohrs auf Höhe des Kollisionspunktes ist eine Multilayer-Driftkammer (MDC) installiert worden, um die Spuren geladener Teilchen zu messen. Ein aus Plastikszintillatoren bestehender Time-of-Flight-Detektor (TOF), der die Flugzeit von Teilchen misst und in Verbindung mit dem rekonstruierten Teilchenimpuls aus der MDC eine Identifizierung der Teilchensorte (PID, *particle identification*) ermöglicht, wurde außerhalb der MDC platziert. Um neutrale Teilchen und Elektronen nachzuweisen bzw. deren Energie zu messen, wurde ein elektromagnetisches Kalorimeter aus mit Thallium dotierten Cäsiumiodid-Kristallen gebaut (CsI(Tl)), welches sich außerhalb des TOF-Detektors befindet. Diese Konstruktion ist von einer supraleitenden Spule umgeben, die im Innern ein Magnetfeld von etwa 1 T erzeugt. Das Eisenjoch des Magneten für den magnetischen Rückfluss beinhaltet Resistive Plate Chambers (RPC), um Myonen zu detektieren; alle anderen Teilchen (von Neutrinos abgesehen) sind bis hierhin entweder zerfallen oder wurden von den davorliegenden Detektorschichten absorbiert. Ausnahmen bilden seltene Fälle, in denen Pionen oder andere Hadronen die vorherigen Detektorlagen ungehindert durchdringen.

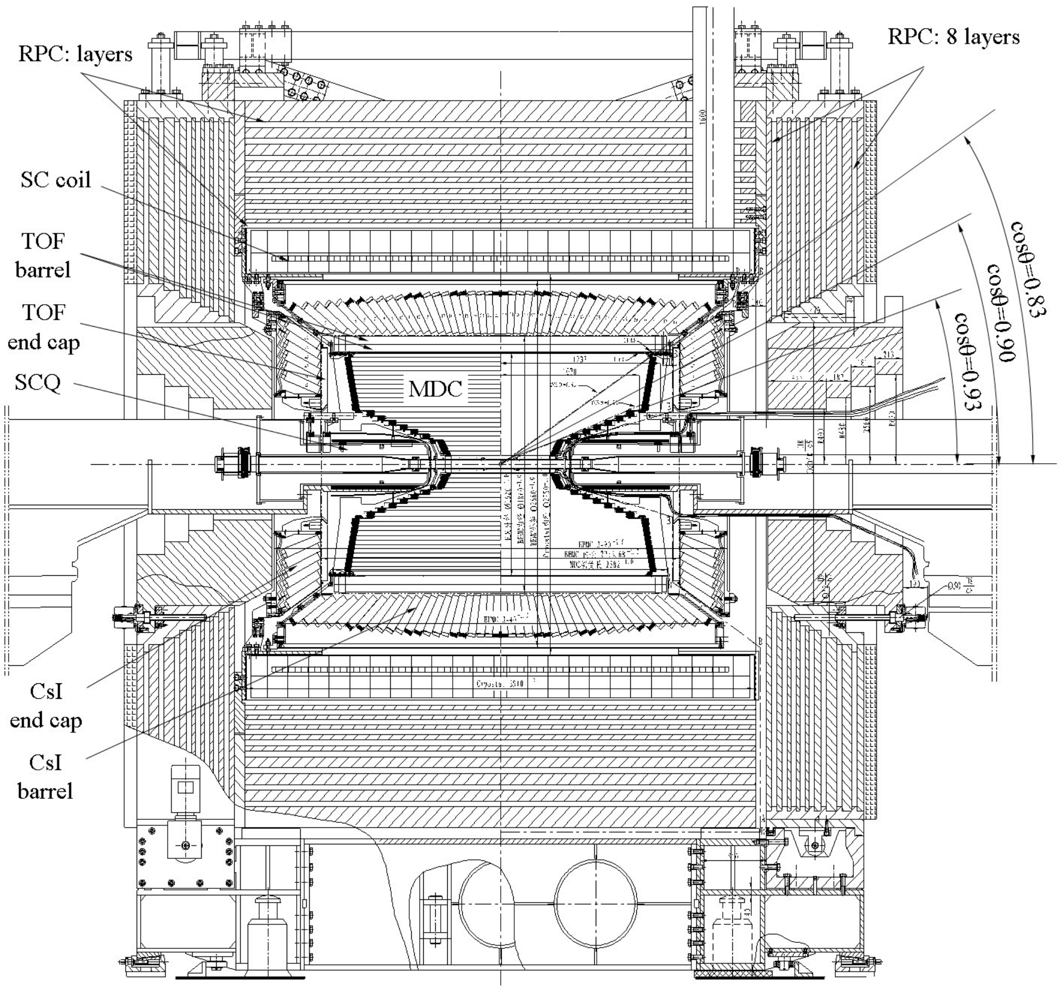
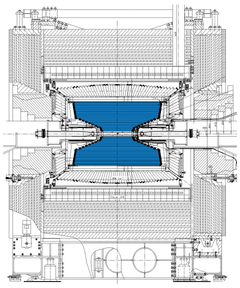


Abb. 2.1: *Schematische Schnittansicht des BESIII-Detektors in der y-z-Ebene [34]*

Die einzelnen Detektorkomponenten sollen nun im Folgenden näher beschrieben werden. Die Lage der Subdetektoren im Detektor wird durch die blau eingefärbten Bereiche in den Miniaturansichten im Seitenrand veranschaulicht.

2.3.2 Die Multilayer-Driftkammer



Die Multilayer-Driftkammer dient zur Spurrekonstruktion und zur Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dx von geladenen Teilchen. Durch die gekrümmte Flugbahn eines geladenen Teilchens kann zusätzlich auf den Teilchenimpuls rückgeschlossen werden.

Weiterhin sorgt die MDC auch für einen Level-1-Trigger, der gültige Spuren erkennt und somit die potenziell interessanten Signale vom Untergrund trennt. Außerdem können durch Extrapolation der Teilchenspuren Informationen über den Detektionsort in weiter außen liegenden Detektorschichten erzielt werden, die dann mit den dort gemessenen Signalen verglichen werden.

Mit einem inneren Radius von 59 mm wurde die MDC in einem Abstand von nur 2 mm zum Strahlrohr gebaut und dehnt sich zylinderförmig bis auf einen Radius von 810 mm aus. Die

Tab. 2.2: *Vergleich der Eigenschaften der MDC in BESIII und BESII [34]*

Eigenschaft	BESIII	BESII
Einzeldraht-Auflösung / μm	130	250
σ_p/p bei 1 GeV/c	0,5 %	2,4 %
$\sigma_{dE/dx}$	6 %	8,5 %

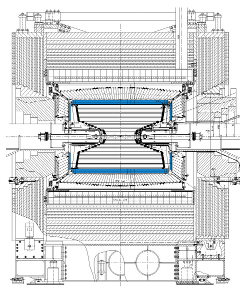
beiden Endabschnitte links bzw. rechts des Wechselwirkungspunktes wurden konisch ausgeführt, um es zwei fokussierenden Quadrupolen zu ermöglichen, den Strahl bis möglichst dicht zum Wechselwirkungspunkt bündeln zu können. Die Länge der MDC (also ihre Ausdehnung in Strahlrichtung) beträgt 2582 mm, wodurch in Kombination mit dem kleinen Innenradius ein Winkelbereich von 93 % des gesamten Raumwinkels abgedeckt werden kann. Die weiter außen gelegenen Drahtlagen decken hingegen nur einen Winkelbereich von 83 % ab. Diese Geometrie ist in Abbildung 2.1 ersichtlich.

Die MDC ist mit einem Gemisch aus Helium und Propan in einem Verhältnis von 3:2 gefüllt. Durch diese Wahl werden Vielfachstreuungen im MDC-Medium vermieden, ohne jedoch dE/dx-Auflösung einzubüßen. Ein Überdruck von 3 mbar vermeidet ein Eindringen von Fremdgasen aus der Umgebungsluft [34].

In das MDC-Innenvolumen werden 43 Signaldrahtlagen eingebracht, die wiederum in elf sogenannte *Superlayer* unterteilt sind. Die ersten zehn Superlayer bestehen aus vier Lagen, der letzte Superlayer aus den verbleibenden drei Lagen. Während die Superlayer 3 - 5 sowie 10 - 11 parallel zur z-Achse ausgerichtet sind, sind die übrigen Superlayer als Kleinwinkelstereolagen ausgelegt, um eine verbesserte z-Positionsauflösung zu erreichen sowie Links-Rechts-Assymmetrien auszugleichen. Dieses Design wird in der r-ϕ-Ebene eine Einzelzellenauflösung von 130 μm sowie von 2 mm parallel zur Strahlachse ermöglichen, was gegenüber BESII etwa einer Verdopplung der Auflösung entspricht.

Über das Magnetfeld von 1 T ergibt sich dann bei einem transversalen Teilchenimpuls von 1 GeV/c eine Impulsauflösung von 0,5 %. Eine Trennung von Pionen und Kaonen mit einer Signifikanz von 3σ ist bis zu einem Impuls von 0,77 GeV/c möglich, wobei eine dE/dx-Auflösung von 6 % bei transversal einfallenden Teilchen angenommen wird.

2.3.3 Der Time-of-Flight-Detektor



Der Time-of-Flight-Detektor (TOF) misst die Flugzeit von Teilchen, womit in Kombination mit dem gemessenen Teilchenimpuls auf den Teilchentyp geschlossen werden kann. Ein schweres Teilchen (beispielsweise ein Kaon) fliegt bei identischem Impuls langsamer als ein leichteres Teilchen (etwa ein Pion). Da Pionen und Kaonen die am häufigsten auftretenden Teilchensorten sind, ist es besonders wichtig, diese beiden Teilchensorten unterscheiden zu können. Als Kriterium gilt hier das 3σ-Trennvermögen zwischen Pionen und Kaonen, welches bei BESIII bei zum Strahl senkrechtem Teilcheneinfall bis zu einem Impuls von etwa 0,9 GeV/c erreicht wird [34].

Bei noch höheren Impulsen unterscheiden sich die Flugzeiten nur noch marginal, so dass die

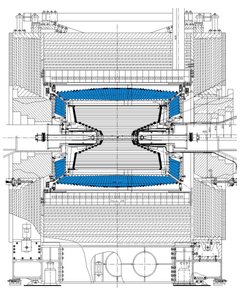
Zeitauflösung nicht mehr ausreicht, um die beiden Teilchensorten noch mit einer Signifikanz von 3σ zu unterscheiden. Dabei unterscheiden sich die Zeitauflösungen je nach Teilcheneinschlagsort im TOF. Das TOF besteht aus einem sogenannten Barrel, welches wie ein Hohlzylinder über der MDC platziert wurde und damit alle Winkel bis $\cos(\theta) < 0{,}83$ abdeckt, sowie zwei Endkappen, die vor den beiden Enden der MDC eingebaut wurden. Die Endkappen decken einen Winkel von $0{,}85 < \cos(\theta) < 0{,}95$ ab, wodurch nur kleine Winkelbereiche nicht durch den TOF erfasst werden.

Tab. 2.3: *Vergleich der Eigenschaften des TOF-Detektors in BESIII und BESII [34]*

Eigenschaft	BESIII	BESII
σ_{T} im Barrel / ps	100	180
σ_{T} in den Endkappen / ps	110	350
3σ-K/π-Trennvermögen / GeV/c	< 0,9	< 0,8

Das Barrel besteht aus zwei Lagen von jeweils 50 mm dicken und 2300 mm langen Plastikszintillatoren (Bicron BC-408), die einen trapezoiden Querschnitt besitzen, um einen Ring direkt um die MDC zu bilden. Die beiden Lagen, jeweils aus 88 Plastikszintillatoren bestehend, sind außerdem gegeneinander versetzt, um Lücken im Detektor zu vermeiden und eine weitere Zeitinformation zu erhalten. An den beiden Endflächen der Plastikszintillatoren treffen die Szintillationsphotonen auf jeweils einen Hamamatsu-Photomultiplier (Modell R5924-70), der bei einer Betriebsspannung von 2000 V aufgrund seiner kurzen Bauweise auch in einem Magnetfeld mit einer Stärke von 1 T noch eine Verstärkung von $G = 2 \cdot 10^5$ erreicht [38].
Die beiden Endkappen bestehen aus jeweils einer Lage von 48 Plastikszintillatoren aus Bicron BC-404, die wiederum trapezoide Form haben und zusammengesetzt näherungsweise einen Kreisring bilden, der die Lücken bei kleinen Winkeln zur Strahlachse schließt. An den um 45° angeschrägten Endflächen der Szintillatoren findet jeweils wieder ein Hamamatsu-PMT obigen Modells Platz.
Die Zeitauflösung im Barrel-TOF beträgt etwa 100 ps, in den beiden TOF-Endkappen etwa 110 ps.

2.3.4 Das CsI(Tl)-Kalorimeter



Das elektromagnetische Kalorimeter hat die Aufgabe, die Energie sowie die Winkel der Flugrichtung von Photonen und Elektronen mit hoher Genauigkeit zu messen. Außerdem soll es zwischen Elektronen und Hadronen unterscheiden können und somit zur Teilchenidentifizierung beitragen.
Der messbare Energiebereich für Photonen liegt zwischen etwa 20 MeV und der maximalen Strahlenergie von 2,1 GeV, was bei der Betrachtung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ notwendig ist. Für eine untere Energieschwelle von 20 MeV ist ein Szintillator mit hoher Lichtausbeute erforderlich. Daher wurde mit Thallium dotiertes Cäsiumiodid (CsI(Tl)) ausgewählt; die wichtigsten Eigenschaften von CsI(Tl) sind in Tabelle 2.4 aufgeführt.

Tab. 2.4: *Eigenschaften von mit Thallium dotiertem Cäsiumiodid [2]*

Eigenschaft	CsI(Tl)
Dichte / g/cm^3	4,51
Strahlungslänge X_0 / mm	18,6
Molière-Radius R_M / mm	35,7
dE/dx / MeV/mm	560
τ / ns	1300
relative Lichtausbeute (bzgl. NaI)	1,65
hygroskopisch?	ja, leicht

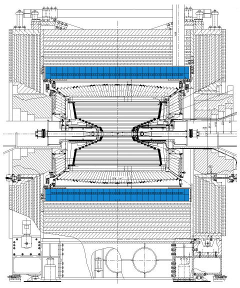
Auch eine hohe Energieauflösung von σ_E = 2,5 % bei 1 GeV Photonenergie bzw. σ_E = 4 % bei 100 MeV ist notwendig, um Teilchenenergien mit der geforderten Präzision messen zu können. Dies wird durch die intrinsisch hohe Lichtausbeute von CsI(Tl) unterstützt.
Zudem ist eine hohe Ortsauflösung vonnöten, um zwischen benachbarten Teilcheneinschlägen unterscheiden zu können. Die Design-Anforderungen liegen hier bei $\sigma_{x,y} \leq 6\,\mathrm{mm}/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$.
Das Design des EMCs wurde optimiert, um diese Anforderungen zu erfüllen. Wie auch beim TOF umgibt ein annähernd zylindrisch geformtes Barrel den Wechselwirkungspunkt (Winkelabdeckung: $\cos(\theta) < 0{,}83$), während zwei Endkappen für die Detektorakzeptanz an den beiden Endflächen sorgen (Winkelabdeckung: $0{,}84 < \cos(\theta) < 0{,}93$). Das Barrel besteht aus 5280 Kristallen, die in 44 Ringen angeordnet sind und so die Fassform ergeben. Jeder dieser 44 Ringe besteht aus 120 Kristallen. Damit keine Teilchen unregistriert zwischen den Kristallen entweichen können, weisen die Längsachsen der Kristalle nicht auf den Wechselwirkungspunkt, sondern zeigen sowohl in ϕ- als auch in θ-Richtung auf eine zum Wechselwirkungspunkt leicht versetzte Position.

Tab. 2.5: *Vergleich der Eigenschaften des CsI-Kalorimeters in BESIII und BESII [34]*

Eigenschaft	BESIII	BESII
σ_E/E bei 1 GeV	2,5 %	20 %
Ortsauflösung bei 1 GeV/mm	6	30

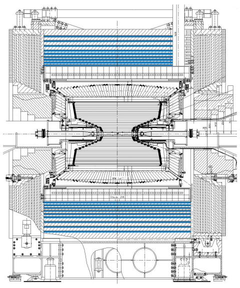
Die Endkappen bestehen aus jeweils 480 Kristallen mit 33 unterschiedlichen Geometrien. Sämtliche Kristalle, sowohl für das Barrel als auch für die Endkappen, sind 280 mm lang, was 15,1 X_0 (Strahlungslängen) entspricht. Um eine möglichst vollständige Winkelabdeckung zu erreichen, wird zwischen dem Barrel und den beiden Endkappen nur eine Lücke von 5 cm gelassen, die benötigt wird, um Platz für die Haltestrukturen und Versorgungs- bzw. Signalleitungen der inneren Detektoren (MDC und TOF) zu schaffen. Während BESII nur eine Raumwinkelabdeckung von 75 % erreichte, sorgt die neue Geometrie des BESIII-Kalorimeters für eine Raumwinkelabdeckung von 93 %. Die CsI(Tl)-Kristalle werden mit jeweils zwei Hamamatsu-Photodioden ausgelesen, die am hinteren Ende des Kristalls gemeinsam eine Fläche von etwa 4 cm^2 abdecken.

2.3.5 Der Solenoid



Um eine präzise Impulsbestimmung zu ermöglichen, müssen geladene Teilchen mittels eines durch eine supraleitende Spule erzeugten Magnetfeldes abgelenkt werden, um über die Krümmung der Spurradien Rückschlüsse auf den Impuls treffen zu können. Ein Solenoid mit einem schweren Magnetjoch aus Stahlplatten sorgt für ein homogenes Magnetfeld in axialer Richtung. Das Magnetjoch dient außerdem als Absorber zur Unterscheidung zwischen Hadronen und Myonen (siehe Kapitel 2.3.6) und als Haltestruktur für die anderen Subdetektoren.
Die supraleitende Magnetspule, die direkt außerhalb des EMC montiert ist, wird mit flüssigem Helium bei 4,5 K betrieben. Bei einem Nennstrom von 3369 A erzeugt die Spule ein Magnetfeld mit einer Stärke von 1 T, welches über die gesamte Länge der MDC (welche für die Spurerkennung geladener Teilchen verantwortlich ist) von 2,58 m ein sehr homogenes Magnetfeld (nur etwa 2 % Inhomogenität) erzeugt.
Das Magnetjoch wird durch einen achteckigen Aufbau aus Stahlplatten gebildet, zwischen denen die Myonenkammern montiert wurden. Es ist stabil genug, um die Gesamtmasse der in BESIII verbauten Subdetektoren von etwa 50 Tonnen zu tragen, und wiegt selbst 498 Tonnen.

2.3.6 Die Myonenkammern



Resistive Plate Chambers (RPCs) bilden bei BESIII das System zur Myonendetektion, welche besonders bei der Charmonium- und Open-Charm-Physik eine große Rolle spielt. Die RPCs sind in die Zwischenräume des Magnetjochs eingelassen, da Myonen die Stahlplatten des Magnetjochs nahezu ungehindert passieren können und somit ein Signal in den RPCs erzeugen, während andere Teilchen zum Großteil schon vorher absorbiert werden. Die Aufgabe des Myonendetektors ist die Unterscheidung von Myonen gegenüber Hadronen (wegen $m_\mu \approx m_\pi$ insbesondere die Unterscheidung gegenüber Pionen), was durch Impulsbestimmung sowie eine dE/dx-Messung nicht immer zweifelsfrei möglich ist. Hierbei ist es wichtig, eine möglichst niedrige Impulsschwelle zu erreichen, um auch langsame Myonen nachweisen zu können. Aus der Spurrekonstruktion über die MDC sowie einen typischen Energieverlust in den CsI(Tl)-Kristallen lassen sich Myonen effizient nachweisen.

Tab. 2.6: *Vergleich der Eigenschaften des Myonendetektors in BESIII und BESII [34]*

Eigenschaft	BESIII	BESII
Anzahl der Lagen (Barrel/Endkappen)	9 bzw. 8	3
untere Impulsschwelle / MeV/c	400	500

Auch die Myonenkammern sind als Barrel-Bauweise mit zwei Endkappen ausgeführt. Der Barrel-Teil besteht aus insgesamt neun sich abwechselnden RPC- und Stahllagen, während die Endkappen aus Platzgründen nur mit acht sich abwechselnden RPC- und Stahllagen gebaut wurden. Während bei BESII noch Proportionalröhren mit einer Raumwinkelakzeptanz von $\Delta\Omega/4\pi = 65\,\%$ zum Einsatz kamen, decken die RPCs bei BESIII einen relativen Raumwinkel von 89 % ab.

Die untere Impulsschwelle der Myonenkammern liegt bei etwa 400 MeV/c, was etwa 100 MeV/c niedriger ist als die Impulsschwelle bei BESII.

2.3.7 Das Trigger-System

Das Trigger-System des BESIII-Detektors hat die Aufgabe, für die Weiterverarbeitung von potenziell interessanten Ereignissen zu sorgen, die Untergrundereignisse hingegen bereits vor der zeitaufwendigen Ereignisrekonstruktion zu verwerfen.
Bei Messung der Charmonium-Resonanzen J/ψ und $\psi(2S)$ sind 2 kHz bzw. 600 Hz als Signalereignisraten zu erwarten, die das Trigger-System möglich ungehindert passieren sollten.
Untergrundereignisse können verschiedene Ursachen haben. Myonen als Sekundär- bzw. Tertiärteilchen der kosmischen Strahlung werden auf der geographischen Höhe von Beijing mit einer Rate von etwa 170 $\mathrm{m}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ gemessen [34], was bei einer Projektion des Detektors auf die x-z-Ebene mit einer Fläche von 9 m^2 einer Ereignisrate von $\approx$ 1,5 kHz entspricht. Diese Untergrundereignisrate kann mit dem Level-1-Trigger bereits auf 200 Hz vermindert werden.
Eine weitere Untergrundquelle stammt von den Strahlteilchen, die aus dem BEPCII-Speicherring verloren gehen. Mit Hilfe von Kollimatoren und Hindernissen kann die Rate von $1{,}3 \cdot 10^7$ Hz auf eine Größenordnung von etwa 10^4 Hz reduziert werden, was aber noch immer zu hoch ist. Das Ziel ist eine Reduktion auf eine Rate von unter 2 kHz.

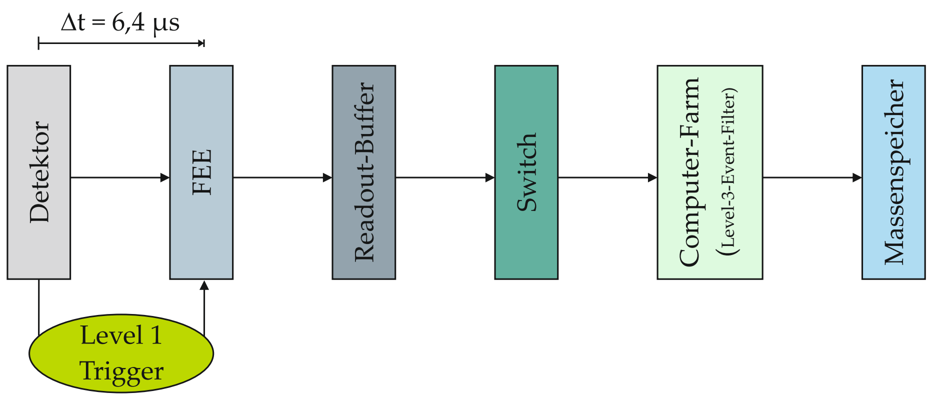


Abb. 2.2: *Datenflussdiagramm des Trigger-Systems (nach [34]).*

Das Trigger-System, welches als zweistufiger Level-1- bzw. Level-3-Trigger ausgeführt ist, funktioniert wie folgt. Die Daten der Detektoren werden ausgelesen und im Front-End-Buffer gelagert. Sie werden nur dann ausgelesen, wenn der Level-1-Trigger das Ereignis zum Auslesen freigibt. Dafür muss das Ereignis je nach Triggereinstellung verschiedene Eigenschaften wie eine bestimmte Anzahl geladener Spuren in den MDCs, Treffer im TOF, Cluster im EMC oder die Überschreitung gewisser Schwellen in der Energieverteilung im EMC erfüllen.
Die Zeitspanne zwischen Detektion und eventueller Freigabe durch den Level-1-Trigger beträgt 6,4 μs, was maßgeblich der langen Signaldauer im EMC (1 μs bis zur Signalspitze, 3 μs Zerfallsdauer des Szintillationspulses) geschuldet ist.

Ein Ereignis, welches den Level-1-Trigger passiert hat, wird an die Online-Computer-Farm weitergeleitet, mit deren Hilfe die weitere Filterung stattfindet. Informationen der rekonstruierten Ereignisse, die auch den Level-3-Trigger passieren, werden auf Massenspeichermedien abgespeichert.
Die Ereignisrate vor bzw. nach den einzelnen Triggern wird in Tabelle 2.7 ersichtlich.

Tab. 2.7: *Erwartete Ereignisraten verschiedener Prozesse vor bzw. nach dem Level-1- und Level-3-Trigger bei Messung der J/ψ-Resonanz, nach [34]*

Prozesse	Ereignisrate / kHz	nach L1-Trigger / kHz	nach L3-Trigger / kHz
Signalereignisse	2	2	2
Bhabha-Streuung	0,8	vorskaliert	vorskaliert
kosmische Strahlung	< 2	$\approx 0{,}2$	$\approx 0{,}1$
Strahl-Untergrund	$> 10^4$	< 2	< 1
insgesamt	$> 10^4$	4	3

2.3.8 Die BESIII-Offline-Software

Die BESIII-Offline-Software (BOSS) stellt das Software-Framework dar, mit dessen Hilfe die BESIII-Datensätze ausgewertet werden. Es wurde in C++ programmiert und für den Betrieb auf dem Betriebssystem *Scientific Linux* vorgesehen. BOSS beinhaltet Softwarepakete zur Simulation und Rekonstruktion von Ereignissen.
Die Detektorgeometrie wurde mithilfe der *Geometry Design Markup Language* (GDML) implementiert, wobei nicht übliche Geometrien zusätzlich eingebunden wurden, um die Detektoren optimal zu beschreiben. Simulationen werden typischerweise mit den Generatoren KKMC und BesEvtGen durchgeführt [39].
BOSS rekonstruiert über Kenntnis der Detektorgeometrie (und auch des bekannten Magnetfeldes an jedem Punkt im Detektor) die Ereignisse mittels Spuralgorithmen für die MDCs, Teilchenidentifikationsalgorithmen zur Auswertung der dE/dx- bzw. TOF-Informationen, EMC-Cluster-Suchern und einem Myon-Spur-Finder. Für eine detaillierte Beschreibung von BOSS sei an dieser Stelle auf [34] verwiesen.
Die Analyse in dieser Arbeit wird mit der BOSS-Version 6.5.5 durchgeführt.

2.4 Datenselektion für den Zerfallskanal $\chi_{cJ} \to K^+K^-\pi^0\pi^0$

Durch die bisher erfolgte Datennahme des BESIII-Experimentes steht ein sehr großer Datensatz von $\psi(2S)$-Ereignissen zur Verfügung. Diese Analyse basiert auf $\psi(2S)$-Daten, die zwischen April und Mai 2009 aufgenommen worden sind. Der Datensatz umfasst $(106 \pm 4) \cdot 10^6$ $\psi(2S)$-Ereignisse [40], was fast dem Vierfachen der $\psi(2S)$-Ereignisse des Datensatzes von CLEO-c entspricht und damit der weltweit größte $\psi(2S)$-Datensatz ist (siehe Abbildung 2.3). 2012 soll die $\psi(2S)$-Ereigniszahl sogar noch vergrößert werden, so dass am Ende der Messzeit ein Datensatz mit bis zu 700 Millionen Ereignissen zur Verfügung steht. In dieser Arbeit wird der Datensatz aus 2009 ausgewertet.

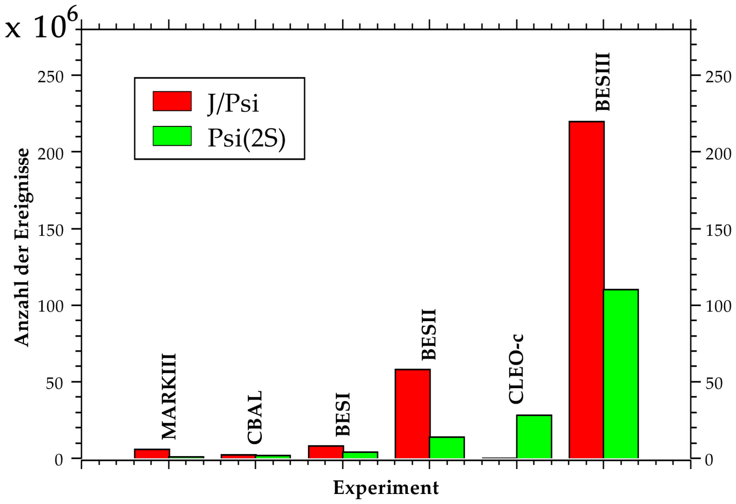


Abb. 2.3: *Anzahl der J/ψ- (rot) bzw. $\psi(2S)$-Ereignisse (grün) an verschiedenen Experimenten [41].*

Im Folgenden werden zunächst die Auswahlkriterien für die Endzustandsteilchen, namentlich Photonen und Kaonen, sowie die grundlegenden Bedingungen an gültige Ereignisse vorgestellt (Kapitel 2.4.1 - 2.4.3). Um den Untergrund zu reduzieren und die Auflösung zu verbessern, wird danach eine kinematische Anpassung durchgeführt, die in Kapitel 2.4.4 erläutert wird. Kapitel 2.4.5 fasst abschließend die Ergebnisse der Datenselektion zusammen.

2.4.1 Auswahlkriterien für Photonen

Die Energie sowie die Winkel θ und ϕ von Photonen werden über das EMC gemessen. Um als Photon erkannt zu werden, muss die Energie des Photons größer als 25 MeV, wenn es im Barrel-EMC einschlägt, bzw. größer als 50 MeV sein, wenn es die EMC-Endkappen trifft. Dadurch wird vermieden, dass Strahl-Untergrund, welcher in den Endkappen ein größeres Problem darstellt als im Barrel, als niederenergetische Photonen fehlerkannt wird und so zum Untergrund beiträgt.
Zudem müssen Photonen in einem Zeitfenster von $0-700$ ns bzw. in Einheiten der TDC-Kanäle $0 \leq T_{\mathrm{EMC}} - T_0 \leq 14$ eintreffen. T_0 ist dabei die Startzeit, die aus den geladenen Spuren deduziert wird. Die Verteilung von T_{EMC} nach Durchführung aller in den folgenden Kapiteln genannten Schnitte sieht aus wie erwartet (siehe Abbildung 2.4); die Schnitte auf $0-750$ ns verwerfen keine Ereignisse.

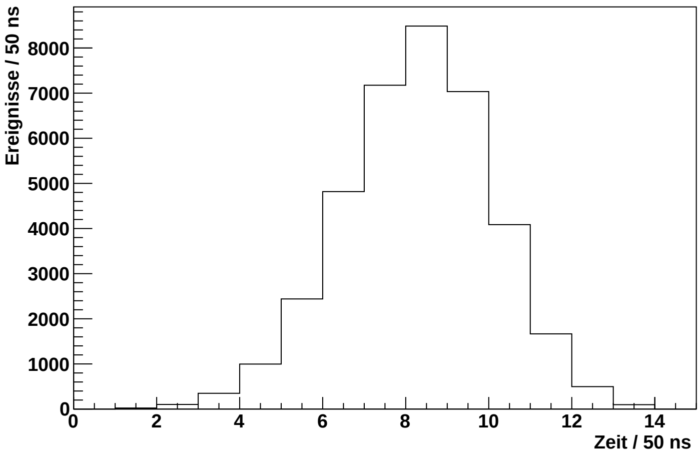


Abb. 2.4: *Eigenschaften der Photonen: T_{EMC}*

2.4.2 Auswahlkriterien für Kaonen

Damit geladene Spuren als Kaonen identifiziert werden, müssen sie zunächst das Kriterium erfüllen, aus unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes zu kommen. Da die Resonanz χ_{c0} extrem kurzlebig ist, kann sie sich in dieser Lebensdauer nicht messbar aus einem Bereich um den Wechselwirkungspunkt entfernen.

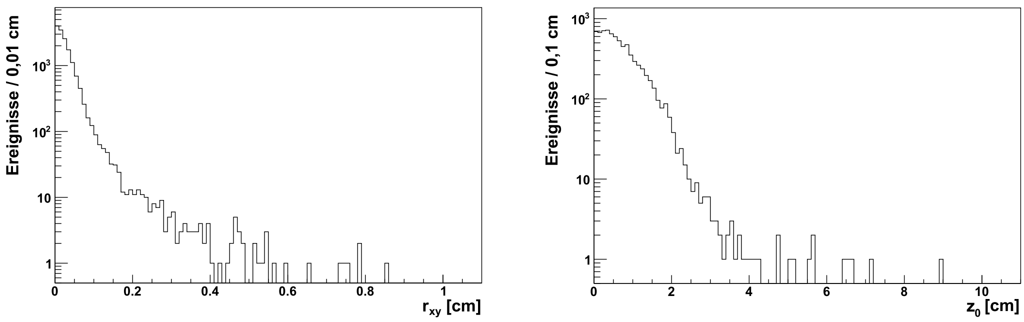


Abb. 2.5: *Minimale Abstände der Kaonen zum Ursprung: r_{xy} (links) und z_0 (rechts)*

Um aufgrund von Messfehlern der Spurdetektoren keine guten Kaon-Kandidaten zu verwerfen und geeignete Bedingungen zu stellen, werden die Standard-Bedingungen der BESIII-Kollaboration an Kaonen verwendet: Die Kaonen müssen aus einem gedachten Schlauch mit dem Radius $r_{xy} = 1\,\mathrm{cm}$ um das Strahlrohr stammen und eine maximale Entfernung ihres Ursprungs in z-Richtung von $z_0 = 10\,\mathrm{cm}$ besitzen. Die Verteilungen von r_{xy} und z_0 nach Durchführung aller in den folgenden Kapiteln genannten Schnitte sind in Abbildung 2.5 dargestellt.
Zudem müssen die Spuren der Kaon-Kandidaten die Bedingung $\cos(\theta) < 0{,}93$ erfüllen (Detektion durch Barrel-Detektoren). Die PID-Information basiert auf dE/dx-Messung sowie der TOF-Information. Die unter Kaon-Hypothese ermittelte Likelihood muss größer als 0,001 sein. Zu-

sätzlich muss die Likelihood unter Pion- oder Proton-Hypothese kleiner sein als die ermittelte Likelihood unter Kaon-Hypothese.
Geladene Teilchen, die obige Bedingungen erfüllen, gelten hiernach als Kaonen identifiziert.

2.4.3 Auswahl der Ereignisse

Im Folgenden sollen die zur Auswahl eines gültigen Ereignisses notwendigen Kriterien erläutert werden.
Damit ein Ereignis als gültiges Ereignis identifiziert wird, muss es zwei entgegengesetzt geladene Spuren, die als Kaonen identifiziert worden sind, sowie fünf bis sieben Cluster, die die Bedingungen zur Photon-Selektion erfüllen, beinhalten. Fünf Photon-Cluster werden mindestens benötigt, da die beiden neutralen Pionen in jeweils zwei Photonen zerfallen und das radiative Photon vom $\psi(2S)$-Zerfall ebenfalls detektiert werden muss. Der Umstand, bis zu sieben Photon-Cluster in einem Ereignis zuzulassen, ist der Tatsache geschuldet, dass durch Rauschen in der EMC-Auslese auch Signale entstehen können, die als gültige Treffer fehlerkannt werden und so zur Photonanzahl beitragen. Um diese Ereignisse nicht verwerfen zu müssen, werden bis zu zwei zusätzliche Photon-Cluster zugelassen, wobei später über die kinematische Anpassung die fünf Kandidaten verwendet werden, die gemeinsam mit den anderen Randbedingungen der Anpassung das kleinste χ^2 ergeben. Die überschüssigen Photonkandidaten, die dann als Untergrundereignisse einzuschätzen sind, werden nicht weiter in Betracht gezogen. Abbildung 2.6 zeigt die statistische Verteilung der Photonanzahlen pro Ereignis. Erwartungsgemäß trägt nach Durchführung aller Selektionsschritte der Anteil der Ereignisse mit fünf Photonen am stärksten bei, aber auch viele Ereignisse mit sechs oder sieben Photonen sind vorhanden. Ereignisse mit noch mehr Photonen werden bei dieser Analyse verworfen, um den Untergrund zu reduzieren.

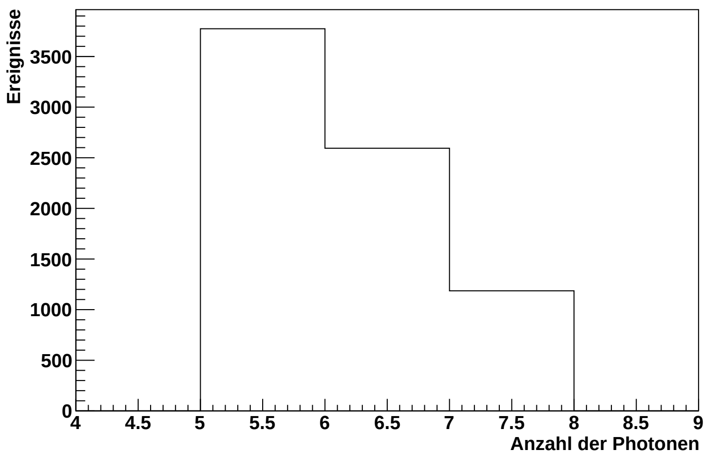


Abb. 2.6: *Anzahl der Photonen pro Ereignis*

Da der radiative Zerfall des $\psi(2S)$ eine günstige Signatur für den Zerfallskanal bietet, wird später auf die Energie des radiativen Photons geschnitten, was äquivalent zu einem Massenfenster der invarianten Masse des $K^+K^-\pi^0\pi^0$-Systems ist. Da die Energieauflösung der EMC-Endkappen nicht optimal ist, wird für das radiative Photon die Detektion im EMC-Barrel verlangt, um die

Auflösung nicht zu verschlechtern. Die Bedingung dafür ist $\cos(\theta_{\gamma_{\mathrm{rad}}}) < 0{,}80$. Um den relevanten Energiebereich aus dem gesamten Energiespektrum der gemessenen radiativen Photonen auszuwählen, wird zunächst eine Energie $E_{\gamma_{\mathrm{rad}}}$ zwischen 50 und 500 MeV verlangt.

2.4.4 Kinematische Anpassung

Bei der Rekonstruktion eines Ereignisses werden die Vierervektoren aller Endzustandsteilchen bestimmt, womit es dann möglich ist, durch die Kombination von Vierervektoren auf den Anfangszustand bzw. auf Zwischenzustände zu schließen. Die Auflösung ist allerdings durch die Messunsicherheit der Eigenschaften der Endzustandsteilchen limitiert. Werden beispielsweise alle Vierervektoren der Endzustandsteilchen addiert, so müsste die invariante Masse des hier untersuchten Zerfallskanals im Rahmen der natürlichen Breite der $\psi(2S)$-Resonanz identisch mit der $\psi(2S)$-Masse sein. Aufgrund von Messunsicherheiten ist die rekonstruierte $\psi(2S)$-Masse jedoch stark um den wahren Wert gestreut.

Um die Auflösung zu verbessern, kann eine kinematische Anpassung durchgeführt werden, die die Vierervektoren im Rahmen ihrer Fehler an bestimmte Randbedingungen anpasst. Die Funktionsweise der kinematischen Anpassung geschieht in der Regel mithilfe der Lagrangeschen Multiplikatoren mittels der Methode zur Minimierung quadratischer Abweichungen [42].

Eine Messung der n Größen $\vec{\eta} = (\eta_1, \ldots, \eta_n)^T$ liefert die gemessenen Messwerte $\vec{y} = (y_1, \ldots, y_n)^T$, die um die normalverteilten Fehler $\vec{\delta} = (\delta_1, \ldots, \delta_n)^T$ von $\vec{\eta}$ abweichen. Ziel der Messung sei die Bestimmung der r unbekannten Größen $\vec{x} = (x_1, \ldots, x_r)^T$. Zusätzlich gelten aber m Randbedingungen, die Abhängigkeiten zwischen $\vec{\eta}$ und $\vec{x}$ repräsentieren. Diese Randbedingungen $\vec{f} = (f_1, \ldots, f_m)$ sind von der Form

$$f_k(\vec{x}, \vec{\eta}) = f_k(\vec{x}, \vec{y} + \vec{\delta}) = 0 \qquad .$$

Wichtig ist nun die Linearisierbarkeit dieser Bedingungen an der Stelle $(\vec{x_0}, \vec{\eta_0})$ durch die Funktionen

$$\vec{f}(\vec{x}, \vec{\eta}) = \vec{f}(\vec{x_0}, \vec{\eta_0}) + \frac{\partial \vec{f}}{\partial(\vec{x}, \vec{\eta})}(\vec{x} - \vec{x_0}, \vec{\eta} - \vec{\eta_0}) \quad ,$$

denn dann ist die Lösung mit der kleinsten quadratischen Abweichung erreicht, wenn

$$\mathcal{L} \equiv \chi^2 = \vec{\delta}^T \mathbf{V}^{-1} \vec{\delta} \quad + \quad 2\vec{\lambda}^T \cdot \left[\mathbf{A}\vec{\xi} + \mathbf{B}\vec{\delta} + \vec{f}(\vec{x_0}, \vec{\eta_0})\right]$$

minimal ist.

Die neuen Symbole müssen zunächst eingeführt werden. $\mathbf{V}$ ist die symmetrische Kovarianzmatrix mit $n \times n$ Elementen. $\vec{\lambda}$ enthält die Lagrange-Multiplikatoren, $\mathbf{A}$ und $\mathbf{B}$ sind Matrizen mit den Ableitungen der Nebenbedingungen an der Stelle $(\vec{x_0}, \vec{\eta_0})$, $\mathbf{A}$ bezüglich $\vec{x}$, $\mathbf{B}$ bezüglich $\vec{\eta}$. Das bedeutet, dass

$$a_{kl} = \left(\frac{\partial f_k}{\partial x_l}\right)_{(\vec{x_0}, \vec{\eta_0})} \qquad \text{und} \quad b_{kl} = \left(\frac{\partial f_k}{\partial \eta_l}\right)_{(\vec{x_0}, \vec{\eta_0})}$$

und

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} a_{11} & \ldots & a_{1r} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m1} & \ldots & a_{mr} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} b_{11} & \ldots & b_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ b_{m1} & \ldots & b_{mn} \end{pmatrix}$$

Die Größen $\vec{\xi}$ und $\vec{\delta}$ sind $\vec{\xi} = \vec{x} - \vec{x_0}$ und $\vec{\delta} = \vec{\eta} - \vec{\eta_0}$, für die sich durch Umformen

$$\vec{\xi} = -\left(\mathbf{A}^T \mathbf{G}_B \mathbf{A}\right)^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{G}_B \vec{f}(\vec{x_0}, \vec{\eta_0})$$

sowie

$$\vec{\delta} = -\mathbf{V}\mathbf{B}^T \mathbf{G}_B \left(\vec{f}(\vec{x_0}, \vec{\eta_0}) + \mathbf{A}\vec{\xi}\right)$$

mit $\mathbf{G}_B = \left(\mathbf{B}^T \mathbf{V}\mathbf{B}\right)^{-1}$ ergibt. Damit ist $\chi^2_{\text{min}} = \vec{\delta}^T \left(\mathbf{B}^T \mathbf{G_B} \mathbf{B}\right) \vec{\delta}$ das Minimum von $\mathcal{L}$.
Sind die Nebenbedingungen $\vec{f} = (f_1, \ldots, f_n)$ linear, so ist das Ergebnis der Minimierung bereits das finale Ergebnis. Bei nicht-linearen Randbedingungen kann der Prozess wiederholt werden, bis ein vorgegebenes Konvergenzkriterium erfüllt ist. Bei diesem iterativen Vorgehen werden dann $\vec{x_0}$ und $\vec{\eta_0}$ durch die in der letzten Iteration bestimmten Werte für $\vec{x}$ und $\vec{\eta}$ ersetzt.
Das χ^2 der kinematischen Anpassung ist ein nützliches Instrument, um die Güte der Anpassung zu beurteilen. Ein großer Wert für χ^2/ndf (ndf $\hat{=}$ *number of degrees of freedom*, also die Anzahl der Freiheitsgrade) deutet auf eine unzureichende Anpassung hin, während ein $\chi^2/\text{ndf} \approx 1$ auf eine gute Anpassung schließen lässt. χ^2 ist also ein Wert, an den Bedingungen bezüglich der Güte der kinematischen Anpassung gestellt werden können. Ist der von der Anpassung berechnete Wert χ^2 größer als ein gesetzter Grenzwert $\chi^2_{\text{Grenzwert}}$, so wird das Ereignis zurückgewiesen.
Zur Rekonstruktion der Reaktion $e^+e^- \to \gamma^* \to \psi(2S) \to \gamma_{\text{rad}}\chi_{cJ} \to \gamma(K^+K^-\pi^0\pi^0)$ werden folgende Randbedingungen gefordert:

- Durch Kenntnis des Viererimpulses des kollidierenden Elektron-Positron-Paares ist auch die zur Verfügung stehende Energie bei Erzeugung der $\psi(2S)$-Resonanz bekannt. Da die Strahlenergie exakt auf die notwendige Energie zur Erzeugung einer $\psi(2S)$-Resonanz abgestimmt ist, kann gefordert werden, dass die Summe aller Vierervektoren den Anfangsvierervektor der $\psi(2S)$-Resonanz ergibt. Die notwendige Energie ist bekannt ($m_{\psi(2S)} = 3{,}686\,\text{GeV}/c^2$) und die drei Elemente des Impulsvektors ergeben sich aus der Strahlenergie und dem Kreuzungswinkel der beiden Strahlen.

- Die invarianten Massen zweier Kombinationen von jeweils zwei Photonen werden auf die π^0-Masse fixiert. Sind die Vierervektoren der Zerfallsteilchen nicht damit kompatibel, wird die kinematische Anpassung fehlschlagen und einen schlechten Rückgabewert (ein hohes χ^2/ndf) liefern. Wegen der geringen intrinsischen Breite des π^0 ist diese Randbedingungen zulässig. Die Masse der π^0-Kandidaten wird auf die wohlbekannte Masse $m_{\pi^0} = 134{,}9766\,\text{MeV}/c^2$ fixiert [2].

Zudem hilft die kinematische Anpassung bei der korrekten Paarung der Photonen aus π^0-Zerfällen.
Dem kinematischen Fit geht ein Vertex-Fit voraus, der die Spuren der Teilchen auf einen gemeinsamen Punkt festlegt. Aufgrund der extrem geringen Lebensdauer der beteiligten Resonanzen wird dieser Punkt auf den Wechselwirkungspunkt festlegt.
Um den optimalen Grenzwert $\chi^2_{\text{Grenzwert}}$ zu finden, bei dem eine optimale Signifikanz erreicht wird, wurde ein Scan der Signifikanz $S/\sqrt{S+B}$ für verschiedene χ^2-Werte durchgeführt. In dieser Analyse diente das χ_{c0}-Signal als Testsignal und das χ_{c0}-Seitenband als Maß für den Untergrund. Das Signal S stammt aus 10^6 phasenraumverteilten χ_{c0}-Monte-Carlo-Ereignissen.

In den $1{,}06 \cdot 10^8$ Ereignissen aus dem realen Datensatz können nur

$$\begin{aligned} n_{\text{sig, erwartet}} &= \mathcal{BR}(\psi(2S) \to \gamma\chi_{c0}) \cdot \mathcal{BR}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0) \cdot \mathcal{BR}(\pi^0 \to \gamma\gamma)^2 \cdot n_{tot} \\ &= (9{,}68 \cdot 10^{-2}) \quad \cdot \quad (5{,}6 \cdot 10^{-3}) \quad \cdot \quad (9{,}882 \cdot 10^{-1})^2 \quad \cdot \quad 1{,}06 \cdot 10^8 \\ &\approx 56100 \end{aligned}$$

Signalereignisse erwartet werden. Da 10^6 χ_{c0}-Monte-Carlo-Ereignisse generiert worden sind, muss die Anzahl der akzeptierten Ereignisse mit dem Faktor $n_{\text{sig, erwartet}}/n_{\text{sig, MC}} = 0{,}00561$ skaliert werden, um die zu erwartende Signal-Ereignisanzahl im verfügbaren $\psi(2S)$-Datensatz zu berücksichtigen.
Als geschätztes Maß für den Untergrund B, der bei einem χ^2-Schnitt akzeptiert wird, dient das χ_{c0}-Seitenband aus dem realen Datensatz. S und B werden für 60 χ^2-Werte mit $\chi^2 \in \{1{,}100\}$ berechnet. Das Ergebnis von $S/\sqrt{S+B}$ aufgetragen gegen $\chi^2_{\text{Grenzwert}}$ ist in Abbildung 2.7 dargestellt.
Bei dieser Optimierung wurde ermittelt, dass die Bedingung $\chi^2 < \chi^2_{\text{Grenzwert}} = 20$ eine optimale Signifikanz erzielt, um eine möglichst hohe Reinheit des Signals bei maximal möglicher Effizienz zu erzielen. Nach Abbildung 2.7 wäre auch ein Grenzwert bei $\chi^2_{\text{Grenzwert}} = 40$ denkbar, da der Verlauf der Kurve erst ab hier asymptotisch zu verlaufen beginnt. Da aber für die spätere Partialwellenanalyse ein möglichst untergrundfreier Datensatz verwendet werden soll, wird der Grenzwert zu $\chi^2_{\text{Grenzwert}} = 20$ gewählt. Ein weiterer Effekt neben der Reduktion des Untergrundes ist, dass zudem die Auflösung der gemessenen Viererimpulse verbessert wird.
Da es verschiedene Kombinationen gibt, das radiative Photon und die Zuordnung der Konstituenten der π^0 auszuwählen, wird nur der beste Kandidat (das kleinste χ^2) aus der Menge der möglichen Kombinationen innerhalb eines Ereignisses ausgewählt.

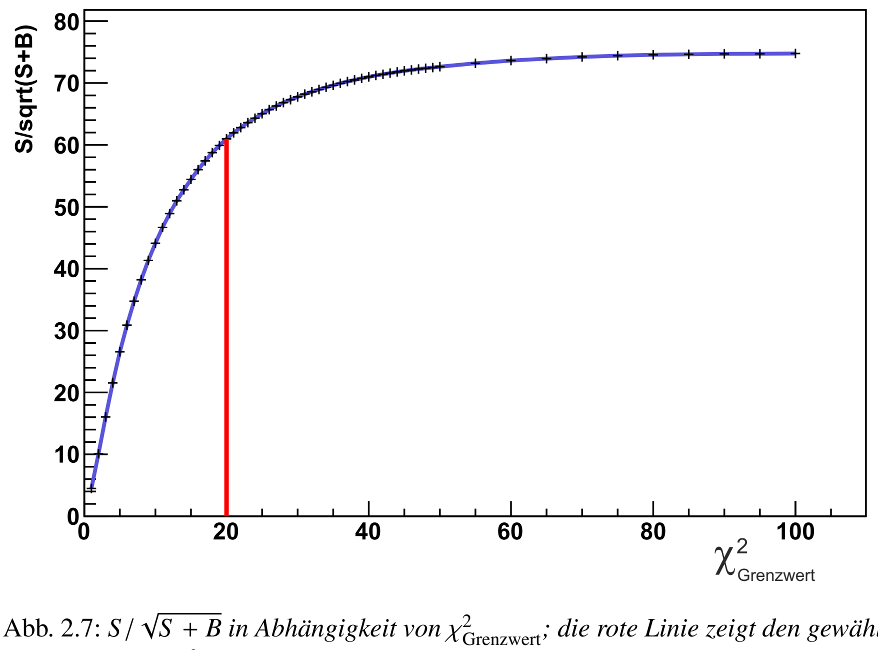


Abb. 2.7: *$S/\sqrt{S+B}$ in Abhängigkeit von $\chi^2_{\text{Grenzwert}}$; die rote Linie zeigt den gewählten Grenzwert $\chi^2_{\text{Grenzwert}} = 20$.*

2.4.5 Zusammenfassung der bisherigen Selektionsschritte

Nach Anwendung aller bisher genannten Auswahlkriterien sieht die invariante $K^+K^-\pi^0\pi^0$-Masse aus wie in Abbildung 2.8 gezeigt. Die drei Überhöhungen der χ_{cJ}-Resonanzen sind deutlich zu erkennen.

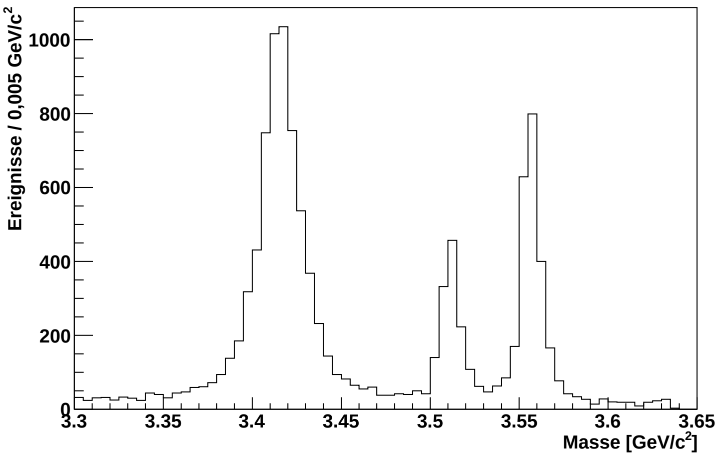


Abb. 2.8: *Invariante $K^+K^-\pi^0\pi^0$-Masse nach Durchführung aller in diesem Abschnitt beschriebenen Selektionsschritte*

Um nun zwischen den verschiedenen χ_{cJ}-Resonanzen zu unterscheiden, wird eine weitere Bedingung an $E_{\gamma_{\text{rad}}}$ gestellt, wie Tabelle 2.8 zu entnehmen ist.

Diese Bedingungen an die Energie des radiativen Photons werden bei Betrachtung von Abbildung 2.9 nachvollziehbar, die die Energien der fünf pro Ereignis selektierten Photonen zeigt. Die drei Erhebungen für den Zerfall von $\psi(2S) \to \gamma_{\text{rad}}\chi_{\text{cJ}}$ sind deutlich bei den in Tabelle 2.8 genannten Energien sichtbar. Die nicht zu den Überhöhungen gehörigen Einträge sind den Photonen aus den π^0-Zerfällen sowie Untergrundereignissen zuzuordnen.

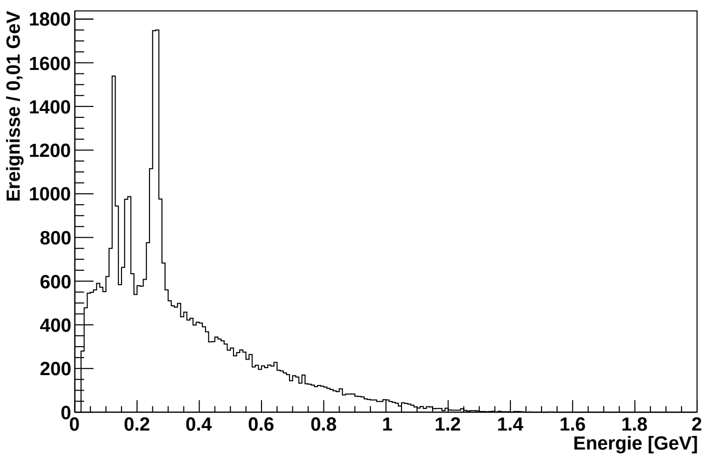
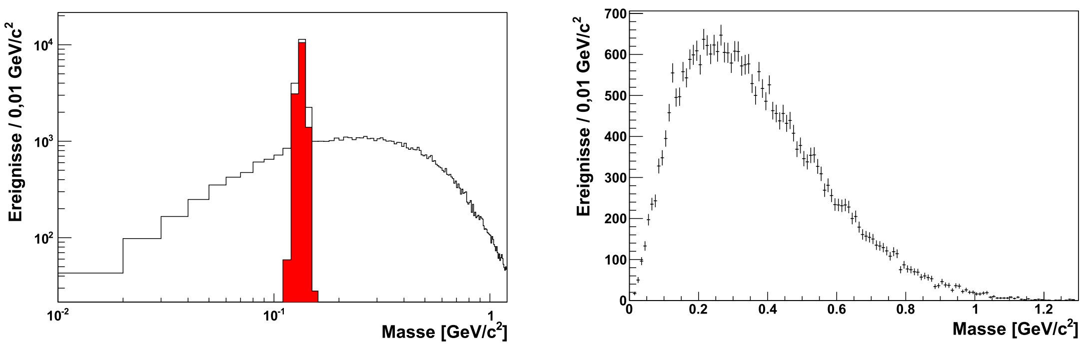


Abb. 2.9: *Energien der fünf ausgewählten Photonen; die drei deutlichen Erhebungen sind den drei χ_{cJ} zuzuordnen.*

Tab. 2.8: *Auswahl der χ_{cJ} über die Forderung bestimmter Energien des radiativen Photons*

	untere Grenze / MeV	obere Grenze / MeV
χ_{c0}	235	285
χ_{c1}	160	180
χ_{c2}	105	145
χ_{c0}-Seitenband	330	380

Inwiefern die korrekte Paarung der Photonen aus π^0-Zerfällen durch die kinematische Anpassung gelingt, ist in Abbildung 2.10(a) gezeigt: alle möglichen 2γ-Kombinationen werden histogrammiert, während die von der kinematischen Anpassung ausgewählten beiden Kombinationen im Histogramm rot dargestellt sind. Das Ergebnis der kinematischen Anpassung ist eine stark untergrundreduzierte π^0-Selektion.
Um zudem zu überprüfen, ob das radiative Photon falsch ausgewählt wurde und eventuell mit einem anderen Photon zu einem π^0 kombinierbar ist, wurde die invariante Masse aller Kombinationen $\gamma_{\text{rad}} + \gamma_i, i \in \{1, \ldots ,4\}$ histogrammiert (siehe Abbildung 2.10(b)). Im Rahmen der Fehler ist keine Überhöhung bei der π^0- oder η-Masse feststellbar.



(a) (b)

Abb. 2.10: *a) Kombinationen* aller *Photonen (weiß) gegenüber der von der kinematischen Anpassung ausgewählten Kombination für zwei π^0; eine weitere Resonanz (beispielsweise η) ist in den Zweierkombinationen aller Photonen nicht erkennbar. b) Kombinationen des radiativen Photons mit den anderen vier Photonen eines Ereignisses. Untergrundereignisse von π^0 oder η sind nicht zu identifizieren.*

2.5 Untergrundbehandlung

2.5.1 Untergrundabschätzung mit inklusiven Monte-Carlo-Daten

Um mögliche Untergrundquellen zu identifizieren, wird ein Monte-Carlo-Datensatz mit $1{,}06 \cdot 10^8$ $\psi(2S)$-Zerfällen verwendet, der am IHEP bereitgestellt wird. Die Ereignisse dieses Datensatzes durchlaufen dieselben Rekonstruktions- und Selektionsalgorithmen sowie Schnitte wie die Ereignisse aus dem realen Datensatz. Da die Monte-Carlo-Truth-Information für jedes Ereignis gespeichert ist, sind die Ereignisse eindeutig nachvollziehbaren Zerfällen zuzuordnen. Die akzeptierten Ereignisse können also nach Signal-Ereignissen und Untergrund getrennt und auch innerhalb dieser zwei Kategorien weiter aufgeteilt werden. Tabelle 2.9 zeigt im linken Teil die Hauptquellen der akzeptierten Ereignisse in Abhängigkeit von dem ausgewählten Energiebereich des radiativen Photons und damit den drei χ_{cJ}. Der rechte Teil der Tabelle fasst die Anzahl der als Signal akzeptierten Ereignisse *nach* Durchlaufen der Veto-Bedingungen, die im Folgenden vorgestellt werden, zusammen.

Tab. 2.9: *Ereignisse aus dem inklusiven Monte-Carlo-Datensatz nach Selektion auf ein bestimmtes χ_{cJ}*

	vor Vetos			**nach Vetos**		
	Signalregion des			Signalregion des		
Zerfallskanal	χ_{c0}	χ_{c1}	χ_{c2}	χ_{c0}	χ_{c1}	χ_{c2}
$\psi(2S) \to \gamma\chi_{c0} \to \gamma K^+K^-\pi^0\pi^0$	955	23	114	802	20	100
$\psi(2S) \to \gamma\chi_{c1} \to \gamma K^+K^-\pi^0\pi^0$	1	586	8	1	513	8
$\psi(2S) \to \gamma\chi_{c2} \to \gamma K^+K^-\pi^0\pi^0$	3	7	705	1	4	584
$\psi(2S) \to$ leichte Hadronen	34	7	29	31	3	25
$\psi(2S) \to J/\psi\,\pi^0$	0	0	1	0	0	1
$\psi(2S) \to J/\psi\,\pi^0\pi^0$	116	34	62	4	2	9
$\psi(2S) \to J/\psi\,\eta$	4	0	1	4	0	1
$\psi(2S) \to \gamma\chi_{cJ} \to \gamma\gamma J/\psi$	0	17	12	0	14	9
$\psi(2S) \to \gamma\chi_{cJ} \to \gamma\,+$ sonstige Hadronen	14	10	20	10	9	16

Die Hauptuntergrundquellen sind die beiden Zerfälle $\psi(2S) \to$ leichte Hadronen sowie $\psi(2S) \to J/\psi\,\pi^0\pi^0$. Zerfälle von $\psi(2S)$ in leichte Hadronen ohne Zerfall über eine Zwischenresonanz wie J/ψ sind nicht klar selektierbar und können daher auch nicht einfach verworfen werden. Zerfälle des Zerfallskanals $\psi(2S) \to J/\psi\,\pi^0\pi^0$ können jedoch unter Umständen anhand bestimmter Merkmale erkannt werden. Die zu stellenden Veto-Bedingungen teilen sich in zwei Teilbedingungen auf:

1. Die invariante Masse des Systems ($\psi(2S) - 2\pi^0$) weist bei Massen zwischen 3,07 GeV$/c^2$ und 3,14 GeV$/c^2$ Überhöhungen auf (Abbildung 2.11). Für $2\pi^0$ werden alle Kombinationsmöglichkeiten der Photonen verwendet, so dass auch das radiative Photon, welches irrtümlich einem π^0-Zerfall zugeordnet worden sein könnte, berücksichtigt wird. Für die weitere Selektion werden Ereignisse mit $3{,}07\,\mathrm{GeV}/c^2 < m(\psi(2S) - 2\pi^0) < 3{,}14\,\mathrm{GeV}/c^2$ verworfen.

2. Wird ein Photon der beiden oben erwähnten π^0 nicht detektiert, würde die invariante Masse $m(\psi(2S) - 2\pi^0)$ kein Maximum bei der J/ψ-Masse besitzen. Um dennoch Ereignisse zu unterdrücken, die über einen J/ψ-Zerfall ablaufen, wird eine weitere Veto-Bedingung auf die invariante Masse des $K^+K^-\pi^0$-Systems angewendet (siehe Abbildung 2.12). Die Veto-Bedingung lautet:

$$3{,}09\,\mathrm{GeV}/c^2 \quad < \quad m(K^+K^-\pi^0) \quad < 3{,}16\,\mathrm{GeV}/c^2 \qquad .$$

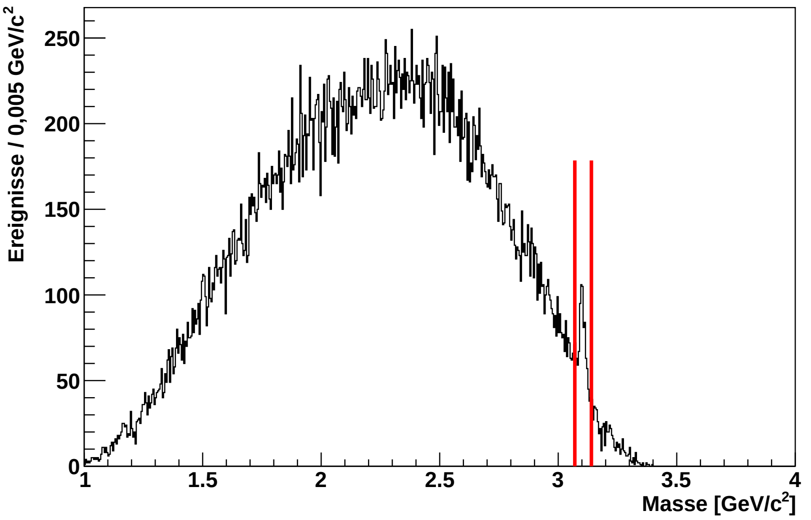


Abb. 2.11: *Invariante Masse des ($\psi(2S) - 2\pi^0$)-Systems mit den Grenzen der Veto-Bedingung (rot)*

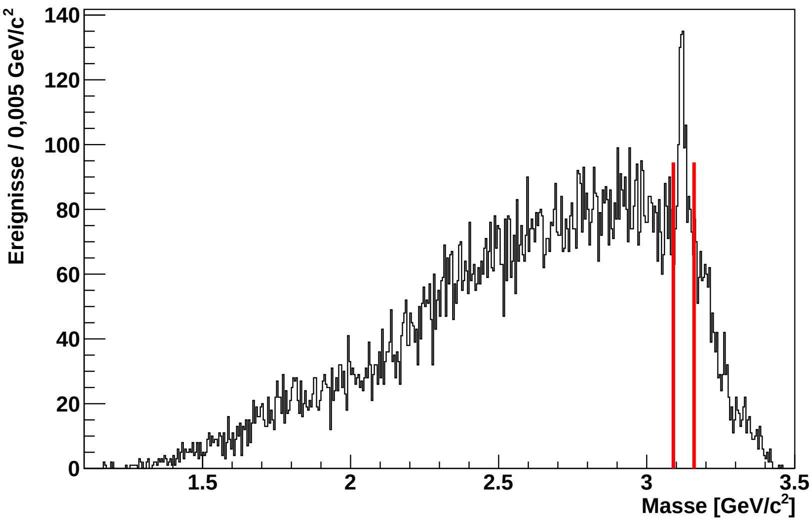


Abb. 2.12: *Invariante Masse des ($K^+K^-\pi^0$)-Systems mit den Grenzen der Veto-Bedingung (rot)*

2.5.2 Überprüfung der Veto-Effizienz mit Monte-Carlo-Ereignissen

Mit diesen beiden Veto-Bedingungen wurde der Hauptuntergrund stark reduziert (siehe rechte Seite in Tabelle 2.9). Um diese Erkenntnis mit einer höheren Ereigniszahl zu bestätigen, wurden zwei Monte-Carlo-Datensätze mit jeweils 10^5 Ereignissen erzeugt. Möglichst viele dieser Ereignisse sollten also durch die Veto-Bedingungen unterdrückt werden.

Untergrundstudien für $\psi(2S) \to \pi^0\pi^0 J/\psi \to \pi^0\pi^0(K^+K^-\gamma)$

Wird kein bestimmtes χ_{cJ} über den Energieschnitt auf das radiative Photon ausgewählt, sondern der volle Energiebereich des radiativen Photons von 50 MeV bis 500 MeV akzeptiert, so passieren 14 Untergrund-Ereignisse des Zerfallskanals $\psi(2S) \to \pi^0\pi^0 J/\psi \to \pi^0\pi^0(K^+K^-\gamma)$ die Datenselektion. Eine Rechnung mit $BR(\psi(2S) \to \pi^0\pi^0 J/\psi) = 1{,}77 \cdot 10^{-1}$, einem geschätzten $BR(J/\psi \to K^+K^-\gamma) \approx 10^{-3}$ [43], $BR(\pi^0 \to \gamma\gamma) = 0{,}98823$ [2] und der totalen $\psi(2S)$-Ereigniszahl im realen Datensatz [40] lässt nur

$$n_{\psi(2S)\to\pi^0\pi^0 J/\psi\to\pi^0\pi^0(K^+K^-\gamma)} = \frac{14}{100000} \cdot 1{,}77 \cdot 10^{-1} \cdot 10^{-3} \cdot (0{,}98823)^2 \cdot 1{,}06 \cdot 10^8 \approx 3$$

Ereignisse aus dieser Untergrundquelle für die realen Daten erwarten. Tabelle 2.10 zeigt zusätzlich die zu erwartenden Untergrundereigniszahlen für die Schnitte auf bestimmte χ_{cJ}. Nach Anwendung dieser Veto-Bedingung kann dieser Untergrundkanal offensichtlich vernachlässigt werden.

Tab. 2.10: *Anzahl der Untergrundereignisse des Zerfallskanals $\psi(2S) \to \pi^0\pi^0 J/\psi \to \pi^0\pi^0(K^+K^-\gamma)$, ermittelt für den realen Datensatz*

Zerfallskanal	gesamter Massenbereich	Signalregion des χ_{c0}	χ_{c1}	χ_{c2}
$\psi(2S) \to \pi^0\pi^0 J/\psi \to \pi^0\pi^0(\gamma K^+K^-)$	2,57	0,18	0,18	0,37

Untergrundstudien für $\psi(2S) \to \pi^0\pi^0 J/\psi \to \pi^0\pi^0(K^+K^-\pi^0)$

Der Zerfall $\psi(2S) \to \pi^0\pi^0 J/\psi \to \pi^0\pi^0(K^+K^-\pi^0)$ stellt wie erläutert eine weitere Untergrundquelle dar. Mit $BR(\psi(2S) \to \pi^0\pi^0 J/\psi) = 1{,}77 \cdot 10^{-1}$, $BR(J/\psi \to K^+K^-\pi^0) = 2{,}8 \cdot 10^{-3}$ [44], $BR(\pi^0 \to \gamma\gamma) = 0{,}98823$ und 63 Ereignissen, die die Datenselektion ohne weiteren Schnitt auf die Energie des radiativen Photons passieren, kann der Untergrund im realen Datensatz zu:

$$n_{\psi(2S)\to\pi^0\pi^0 J/\psi\to\pi^0\pi^0(K^+K^-\pi^0)} = \frac{63}{100000} \cdot 1{,}77 \cdot 10^{-1} \cdot 2{,}8 \cdot 10^{-3} \cdot (0{,}98823)^3 \cdot 1{,}06 \cdot 10^8 \approx 32$$

Ereignissen abgeschätzt werden. Tabelle 2.11 zeigt die zu erwartenden Ereigniszahlen für Schnitte auf bestimmte χ_{cJ}.

Tab. 2.11: *Anzahl der Untergrundereignisse des Zerfallskanals $\psi(2S) \to \pi^0\pi^0 J/\psi \to \pi^0\pi^0(K^+K^-\pi^0)$, ermittelt für den realen Datensatz*

Zerfallskanal	gesamter Massenbereich	Signalregion des χ_{c0}	χ_{c1}	χ_{c2}
$\psi(2S) \to \pi^0\pi^0 J/\psi \to \pi^0\pi^0(K^+K^-\pi^0)$	31,94	4,56	3,04	3,55

Untergrundstudien für $\psi(2S) \to \gamma\chi_{cJ} \to \gamma(\gamma J/\psi) \to \gamma(\gamma(K^+K^-\pi^0$ oder $K^+K^-\pi^0\pi^0))$

Zusätzlich zu den beiden vorangegangenen Monte-Carlo-Datensätzen wurden außerdem Monte-Carlo-Datensätze für die Zerfallskanäle

$$\psi(2S) \to \gamma\chi_{cJ} \to \gamma(\gamma J/\psi) \to \gamma(\gamma(K^+K^-\pi^0))$$

und

$$\psi(2S) \to \gamma\chi_{cJ} \to \gamma(\gamma J/\psi) \to \gamma(\gamma(K^+K^-\pi^0\pi^0))$$

generiert, um den Untergrund aus radiativen χ_{cJ}-Zerfällen abzuschätzen.

Tab. 2.12: *Anzahl der Untergrundereignisse von radiativen χ_{cJ}-Zerfällen nach J/ψ, ermittelt für den realen Datensatz*

Zerfallskanal	gesamter Massenbereich	Signalregion des χ_{c0}	Signalregion des χ_{c1}	Signalregion des χ_{c2}
$\psi(2S) \to \gamma\chi_{c0} \to \gamma(\gamma J/\psi) \to \gamma(\gamma(K^+K^-\pi^0))$	0,35	0,18	0,00	0,00
$\psi(2S) \to \gamma\chi_{c1} \to \gamma(\gamma J/\psi) \to \gamma(\gamma(K^+K^-\pi^0))$	11,42	0,00	2,97	0,00
$\psi(2S) \to \gamma\chi_{c2} \to \gamma(\gamma J/\psi) \to \gamma(\gamma(K^+K^-\pi^0))$	4,65	0,05	0,05	2,45
$\psi(2S) \to \gamma\chi_{c0} \to \gamma(\gamma J/\psi) \to \gamma(\gamma(K^+K^-\pi^0\pi^0))$	0,12	0,03	0,00	0,00
$\psi(2S) \to \gamma\chi_{c1} \to \gamma(\gamma J/\psi) \to \gamma(\gamma(K^+K^-\pi^0\pi^0))$	6,66	0,32	0,88	0,00
$\psi(2S) \to \gamma\chi_{c2} \to \gamma(\gamma J/\psi) \to \gamma(\gamma(K^+K^-\pi^0\pi^0))$	4,02	0,04	0,04	2,12

Tabelle 2.12 zeigt die zu erwartende Ereignisanzahl im realen Datensatz für alle χ_{cJ}-Signalregionen, wobei die jeweiligen Verzweigungsverhältnisse und die Gesamtanzahl der $\psi(2S)$-Ereignisse aus den vorangegangenen Abschnitten verwendet wurden. Da nur sehr wenige Ereignisse die Datenselektion passieren, kann der Untergrund aus dieser Quelle vernachlässigt werden.

2.5.3 Untergrund aus Kontinuumsreaktionen

Untergrund kann nicht nur aus resonanten $\psi(2S)$-Prozessen, sondern auch aus Kontinuumsprozessen stammen, bei denen aus der e^+e^--Kollision nicht-resonant Hadronen erzeugt werden. Um eine Abschätzung für den aus dem Kontinuum stammenden Untergrund zu ermöglichen, wurde ein Datensatz bei 3,650 GeV Strahlenergie aufgenommen, also knapp unterhalb der zur Erzeugung von $\psi(2S)$-Resonanzen notwendigen Energie von 3,686 GeV. Da sich die Produktion von Kontinuumsereignissen bei nahezu gleichem zur Verfügung stehenden Phasenraum nicht unterscheiden sollte, kann von dem hiermit gemessenen Wert auf die Anzahl der Kontinuumsereignisse aus dem $\psi(2S)$-Resonanzpeak geschlossen werden.
Die integrierte Luminosität des Kontinuum-Datensatzes beträgt 27,2 % der Luminosität des realen $\psi(2S)$-Datensatzes (42,6 pb^{-1} gegenüber 156,4 pb^{-1}) [45], so dass die Anzahl der die Selektion passierenden Ereignisse mit dem Faktor

$$f = \frac{L_{\text{on-resonance}}}{L_{\text{Kontinuum}}} \cdot \left(\frac{E_{\text{Kontinuum}}}{E_{\text{on-resonance}}}\right)^2 = \frac{156{,}4\,\text{pb}^{-1}}{42{,}6\,\text{pb}^{-1}} \cdot \left(\frac{3{,}686\,\text{GeV}}{3{,}650\,\text{GeV}}\right) = 3{,}60$$

skaliert werden muss, um die Auswirkungen durch die höhere Luminosität des realen $\psi(2S)$-Datensatzes einschätzen zu können [46].
Nur 13 Ereignisse passieren die Datenselektion, was skaliert auf die Luminosität des realen $\psi(2S)$-Datensatzes 48 Ereignissen entspricht. Im Energiespektrum des radiativen Photons sind die Ereignisse offenbar statistisch verteilt, so dass keine Überhöhungen festzustellen sind. Tabelle 2.13 zeigt die Anzahl der akzeptierten Ereignisse aus dem Kontinuum-Datensatz für die jeweiligen χ_{cJ} sowohl vor als auch nach der Normierung auf die Luminosität des realen Datensatzes. Wie aus den geringen Ereigniszahlen erkenntlich wird, ist der Beitrag zum Untergrund durch Kontinuumsereignisse zu vernachlässigen.

Tab. 2.13: *Anzahl der Kontinuumsereignisse, normiert auf die integrierte Luminosität des realen Datensatzes sowie energiekorrigiert*

	Anzahl der Ereignisse	
	passierend	normiert
gesamter Massenbereich	13	47
χ_{c0}	1	4
χ_{c1}	1	4
χ_{c2}	2	7

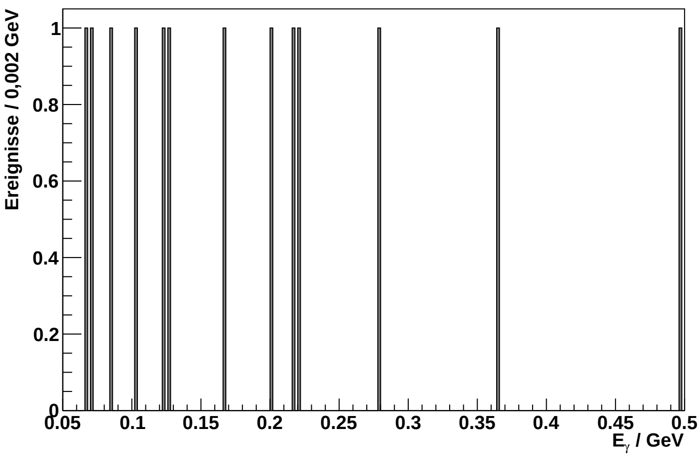


Abb. 2.13: *Untergrund von Kontinuumsereignissen im Energiespektrum des radiativen Photons*

2.6 Bestimmung der Effizienz und $\mathcal{BR}(\chi_{cJ} \to K^+K^-\pi^0\pi^0)$

Um die Effizienz zu bestimmen, wurden 10^6 Monte-Carlo-Ereignisse für jedes χ_{cJ} generiert. Der Zerfall $\psi(2S) \to \gamma\chi_{cJ}$ wurde mit den dafür erwarteten Winkelverteilungen modelliert:

$$\begin{aligned}
\chi_{c0}: &\quad 1 + \cos^2(\theta) \\
\chi_{c1}: &\quad 1 - \frac{1}{3}\cos^2(\theta) \\
\chi_{c2}: &\quad 1 + \frac{1}{13}\cos^2(\theta) \qquad ,
\end{aligned}$$

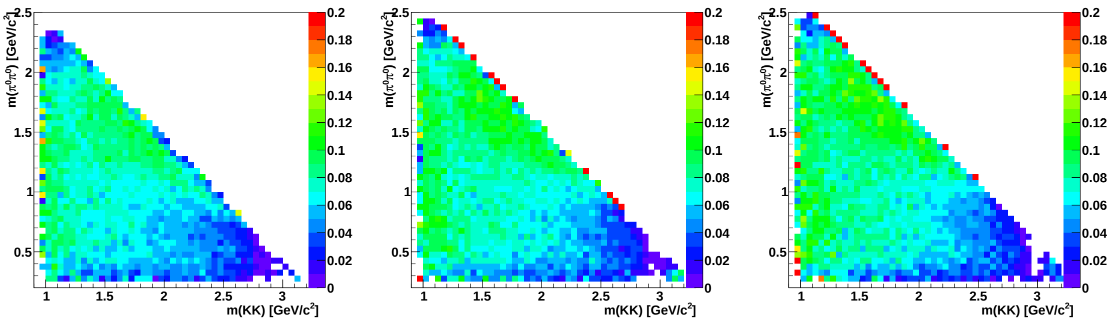
wobei θ der Winkel des radiativen Photons relativ zur Flugrichtung der $\psi(2S)$-Resonanz ist (gemessen im Laborsystem).

Der χ_{cJ}-Zerfall wurde hingegen phasenraumverteilt generiert. Die Vierervektoren der Monte-Carlo-Truth-Daten werden verwendet, um die Histogramme ohne Anwendung irgendeiner Bedingung zu füllen. Das bedeutet, dass alle 10^6 Ereignisse in die Histogramme gefüllt werden. Die Ereignisse, die die Rekonstruktion und die Datenselektion mit allen Schnitten passieren, werden in weitere Histogramme gefüllt. Die Effizienz wird dann für jedes einzelne Bin bestimmt, indem der Inhalt eines jeden Bins der letztgenannten Histogramme durch den Inhalt des korrespondierenden Bins der Histogramme, die die Monte-Carlo-Truth-Daten enthalten, dividiert wird. Der Quotient ist dann die Effizienz im jeweiligen Bin.

Abbildung 2.14 zeigt die Effizienz für das zweidimensionale Histogramm der invarianten K^+K^--Masse gegen die invariante $\pi^0\pi^0$-Masse für die verschiedenen χ_{cJ}. Die Abbildungen sind von links nach rechts nach $J = 0, 1, 2$ geordnet.

Die Tatsache, dass einige Bins eine ungewöhnlich hohe Effizienz zeigen, entstammt statistischen Fluktuationen und ist der geringen Anzahl von Einträgen in diesen Bins geschuldet. Diese Effekte können also vernachlässigt werden, da sie nicht physikalischen Ursprungs sind.

Bei der Kontrolle, ob die Effizienzkorrektur nennenswerten Einfluss auf die Verteilungen hat, stellte sich heraus, dass die beobachteten und im Folgenden diskutierten Strukturen weitgehend unbeeinflusst blieben. Daher werden im kommenden Kapitel die Spektren invarianter Massen ohne Effizienzkorrektur gezeigt.



(a) (b) (c)

Abb. 2.14: *Effizienz für (K^+K^-) versus $(\pi^0\pi^0)$ für die Zerfälle von a) χ_{c0}, b) χ_{c1} und c) χ_{c2}*

Tabelle 2.14 zeigt die Gesamteffizienz für die verschiedenen χ_{cJ}. Die über die drei χ_{cJ}-Resonanzen gemittelte Effizienz liegt bei 7,5 %.

Tab. 2.14: *Gesamteffizienz für die drei χ_{cJ}*

Resonanz	passierende Ereignisse	generierte Ereignisse	Effizienz ε	$\Delta\varepsilon_{\text{stat}}$
χ_{c0}	70 229	1 000 000	7,02 %	0,03 %
χ_{c1}	76 107	1 000 000	7,61 %	0,03 %
χ_{c2}	78 395	1 000 000	7,84 %	0,03 %

Mit den ermittelten Effizienzen können nun zur Kontrolle der bisherigen Analyse die Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle $\chi_{cJ} \to K^+K^-\pi^0\pi^0$ bestimmt werden. Da der Zerfallskanal über verschiedene Subresonanzen stattfindet, wie im Folgenden zu sehen sein wird, ist die oben erfolgte Effizienzbestimmung eine Abschätzung der wahren Effizienz, da unter Einbezug der Subresonanzen beispielsweise bestimmte Impulse der Endzustandsteilchen bevorzugt sein können, für die der Detektor eine andere Akzeptanz besitzt als für Impulse der Endzustandsteilchen aus phasenraumverteilten Ereignissen. Daher kann sich die Berechnung der Effizienz mit phasenraumverteilten Ereignissen auf Verzweigungsverhältnisse auswirken.

Zur Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse wird an das Spektrum der invarianten Masse des $K^+K^-\pi^0\pi^0$-Systems (siehe Abbildung 2.15) eine Funktion angepasst. Um die χ_{cJ}-Resonanzen zu beschreiben, wird jeweils eine Faltung aus einer Gauß-Funktion (zur Beschreibung der Detektorauflösung) und einer relativistischen Breit-Wigner-Funktion (zur Beschreibung der natürlichen Breite des Signals) verwendet, während der Untergrund durch ein Polynom zweiter Ordnung angepasst wird.

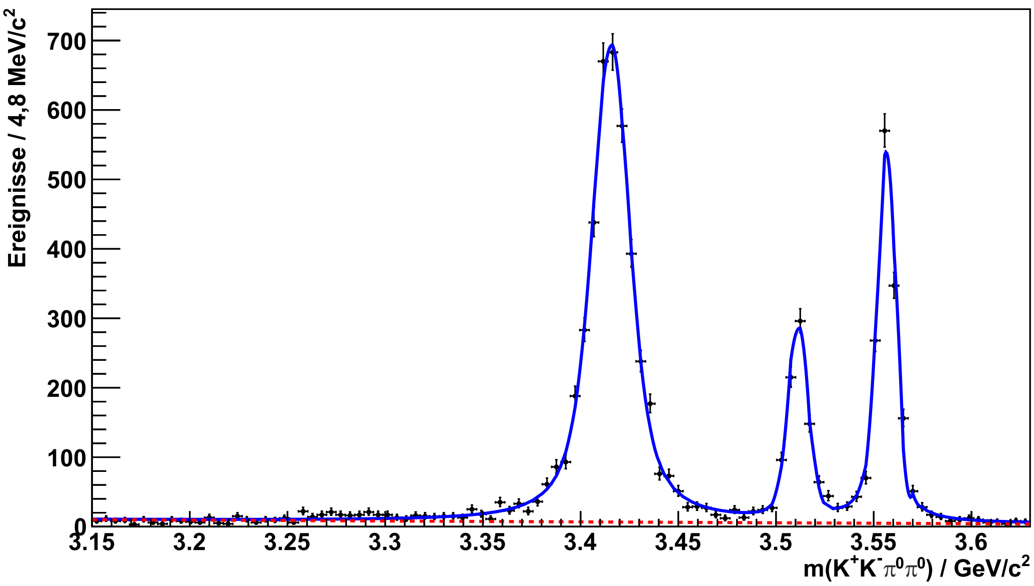


Abb. 2.15: *Invariante $K^+K^-\pi^0\pi^0$-Masse, angepasst mit drei Faltungen aus Gauß- und relativistischer Breit-Wigner-Funktion sowie einem Polynom zweiter Ordnung (rot, gestrichelt). Die Summe der Anpassung ist blau dargestellt.*

Zur Anpassung der Daten wird eine ungebinnte logarithmische Likelihood-Anpassung verwendet. Ziel dieser Anpassung ist es, die Anzahl der Ereignisse zu bestimmen, die in den einzelnen χ_{cJ}-Peaks enthalten ist. Eine Integration der angepassten Funktion liefert 4418, 831 und 1597 Signalereignisse für χ_{c0}, χ_{c1} und χ_{c2}. Die verwendete Formel zur Berechnung der Verzweigungsverhältnisse mit der Effizienz $\varepsilon_{\chi_{cJ}}$ lautet

$$\mathcal{BR}(\chi_{cJ} \to K^+K^-\pi^0\pi^0) = \frac{n_{\text{Ereignisse}}}{n_{\psi(2S)} \cdot \mathcal{BR}(\psi(2S) \to \gamma\chi_{cJ}) \cdot (\mathcal{BR}(\pi^0 \to \gamma\gamma))^2} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{\chi_{cJ}}}$$

Dabei ist $n_{\text{Ereignisse}}$ die gemessene Ereigniszahl und $n_{\psi(2S)}$ die Anzahl der $\psi(2S)$-Ereignisse im verwendeten Datensatz. Die Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{BR}(\psi(2S) \to \gamma\chi_{cJ})$ und $\mathcal{BR}(\pi^0 \to \gamma\gamma)$ wurden [2] entnommen.

Die mit diesen Anzahlen und obiger Formel berechneten Verzweigungsverhältnisse von $\chi_{cJ} \to K^+K^-\pi^0\pi^0$ stimmen im Rahmen der Fehler sehr gut mit den Werten aus [2] überein (siehe Tabelle 2.15). Der statistische Fehler, der sich aus dem Fehler der Funktionsanpassung für das Integral sowie dem statistischen Fehler der Effizienz ergibt, wird noch durch systematische Fehler ergänzt, wobei an dieser Stelle auf eine detaillierte Untersuchung der systematischen Fehler verzichtet wird. Großen Anteil hat hierbei die Unsicherheit der Anzahl von $\psi(2S)$-Ereignissen im verwendeten Datensatz, die laut [40] mit $n_{\psi(2S)} = (106 \pm 4) \cdot 10^6$ etwa 3,8 % beträgt. Zudem wurden die Unsicherheiten der drei Verzweigungsverhältnisse $\psi(2S) \to \gamma\chi_{cJ}$ aus [2] berücksichtigt. Beide systematischen Fehler wurden quadratisch addiert. Der systematische Fehler der Effizienzbestimmung wird durch den später in Kapitel 3.9.3 durch die die korrekte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion berücksichtigende Effizienz zu $\Delta\varepsilon_{syst} = 0{,}16\,\%$ abgeschätzt, fließt hier aber aufgrund der hohen Unsicherheit dieses Wertes nicht in den systematischen Gesamtfehler ein.

Tab. 2.15: *Verzweigungsverhältnisse für $\chi_{cJ} \to K^+K^-\pi^0\pi^0$ aus der Analyse im Vergleich mit den Werten aus [2]*

	Ereignisse	$\mathcal{BR}_{\text{Analyse}} \pm \Delta\mathcal{BR}_{\text{stat}} \pm \Delta\mathcal{BR}_{\text{syst}}$	$\mathcal{BR}_{\text{PDG}}$
χ_{c0}	4418 ± 76	$(6{,}32 \pm 0{,}11 \pm 0{,}31) \cdot 10^{-3}$	$(5{,}6 \pm 0{,}9 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-3}$
χ_{c1}	831 ± 37	$(1{,}15 \pm 0{,}05 \pm 0{,}06) \cdot 10^{-3}$	$(1{,}18 \pm 0{,}27 \pm 0{,}005) \cdot 10^{-3}$
χ_{c2}	1597 ± 50	$(2{,}25 \pm 0{,}07 \pm 0{,}12) \cdot 10^{-3}$	$(2{,}2 \pm 0{,}4 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-3}$

2.7 Analyse von Spektren invarianter Massen

Die Ereignisse, die die voranstehenden Bedingungen erfüllt haben, werden für die Untersuchung weiterverwendet und in Form von Spektren invarianter Massen histogrammiert, um einen Überblick über die Häufigkeitsverteilungen und damit möglicherweise enthaltene Resonanzen zu erlangen. Die in den χ_{cJ}-Zerfällen enthaltene Resonanzstruktur ist sehr komplex, weshalb die Betrachtung in diesem Abschnitt nur tentativ erfolgt. Für eine detaillierte Analyse der Resonanzstruktur ist eine Partialwellenanalyse unerlässlich.

Zunächst wird nach dem Isobar-Modell davon ausgegangen, dass jede Resonanz in zwei Tochterteilchen zerfällt (siehe auch Kapitel 3.1). Daher wird im Folgenden der Zerfall der χ_{cJ}-Resonanzen in zwei Subsysteme untersucht, wobei die Subsysteme selbstverständlich ihrerseits wiederum zerfallen können. Allen Zerfällen gemein ist nur, dass im Endzustand das radiative Photon, zwei geladene Kaonen und zwei neutrale Pionen zu finden sind, wobei letztere in jeweils zwei Photonen zerfallen.

Der Zerfall eines χ_{cJ} in vier Tochterteilchen kann über Zwischenresonanzen geschehen, die sich über unterschiedliche Kombinationen der Tochterteilchen zusammensetzen. Bei der Betrachtung von Resonanzen mit offener Strangeness ergeben sich folgende Möglichkeiten:

- $\chi_{cJ} \quad \to \quad (K^{\pm}\pi^0) \quad (K^{\mp}\pi^0)$
- $\chi_{cJ} \quad \to \quad (K^{\pm}\pi^0\pi^0) \quad (K^{\mp})$

Außerdem kann der Zerfall natürlich ohne offene Strangeness stattfinden, also über die Zerfälle

- $\chi_{cJ} \quad \to \quad (K^+K^-) \quad (\pi^0\pi^0)$
- $\chi_{cJ} \quad \to \quad (K^+K^-\pi^0) \quad (\pi^0)$

Eine Resonanz, die sich aus drei Endzustandsteilchen zusammensetzt, kann sequentiell über eine weitere Zwischenresonanz zerfallen, die offene oder versteckte Strangeness besitzt. Die Resonanz, die Ursprung der Teilchengruppe $K^{\pm}\pi^0\pi^0$ ist, kann also über $(K^{\pm}\pi^0)\pi^0$ oder $K^{\pm}(\pi^0\pi^0)$ zerfallen, während die Resonanz, die Ursprung der Teilchengruppe $K^+K^-\pi^0$ ist, in $(K^+K^-)\pi^0$ oder $K^{\pm}(K^{\mp}\pi^0)$ zerfallen kann. Somit ergeben sich $1 + 2 + 1 + 2 = 6$ verschiedene Szenarien, die im Folgenden für jedes χ_{cJ} separat untersucht werden.

Wie im späteren Verlauf zu sehen sein wird, haben K^*-Resonanzen einen starken Beitrag am Gesamtzerfall. Für die Untersuchung der Spektren, bei denen K^*-Resonanzen keine Rolle spielen, sorgen die K^*-Resonanzen dementsprechend für Untergrund, der die Erkennung von Resonanzen in diesen Spektren erschwert. Es kann daher sinnvoll sein, bei den entsprechenden Spektren auf bestimmte invariante Massen zu schneiden. Dies hat allerdings den Nachteil, dass ein beträchtlicher Teil des zur Verfügung stehenden Phasenraums ebenfalls entfernt wird. Die Ergebnisse unter Anwendung eines solchen Schnittes werden in Anhang A.1 gezeigt. Die in diesem Abschnitt gezeigten Histogramme werden *ohne* diesen Schnitt dargestellt.

Die Zerfälle der drei χ_{cJ} werden im Folgenden getrennt untersucht. Um die Lesbarkeit zu verbessern, wurden die sechs zweidimensionalen Histogramme jeweils am Ende eines Abschnitts eingefügt.

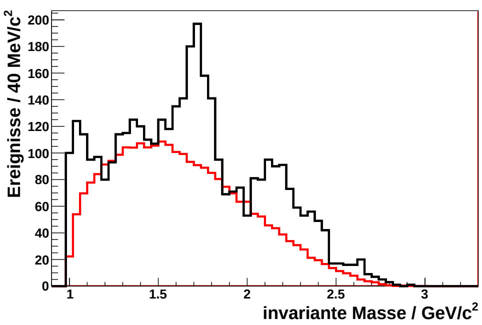
2.7.1 Untersuchung von $\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0$

Um Ereignisse auszuwählen, die aus dem Zerfall eines χ_{c0} stammen, wird eine Energie des radiativen Photons zwischen 0,235 GeV und 0,285 GeV gefordert. 3832 Ereignisse passieren dieses Kriterium.

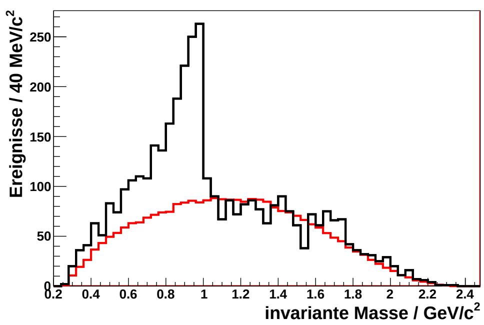
Ein erster Hinweis auf enthaltene Resonanzen kann aus dem Vergleich zwischen den rekonstruierten Daten und phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen erfolgen (siehe Abbildung 2.16).

Im K^+K^--Spektrum (Abbildung 2.16(a)) sind deutliche Überhöhungen bei 1 GeV/c^2, 1,7 GeV/c^2 sowie etwa 2,2 GeV/c^2 zu erkennen. Im $\pi^0\pi^0$-Spektrum (Abbildung 2.16(b)) wird nur eine einzige, aber dafür starke Überhöhung bei etwa 1 GeV/c^2 sichtbar. Bei all diesen genannten Überhöhungen könnte es sich um f-Resonanzen handeln.

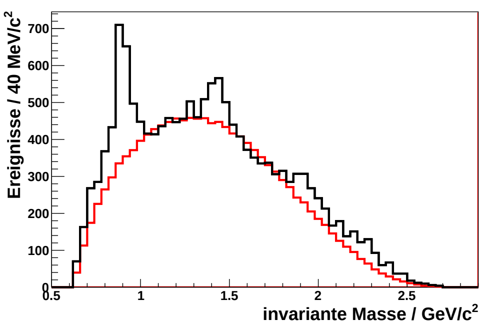
Das $K^\pm\pi^0$-Spektrum (Abbildung 2.16(c)) enthält einen klaren Beitrag bei 0,9 GeV/c^2 sowie einen kleineren, aber dennoch deutlich sichtbaren Beitrag bei 1,4 GeV/c^2. Auch in höheren Massen sind schwache Überhöhungen zu erkennen. Das $K^\pm\pi^0\pi^0$-Spektrum (Abbildung 2.16(d)) zeigt eine Überhöhung im Bereich von 1,4 GeV/c^2 sowie ebenfalls leichte Beiträge bei höheren Massen.



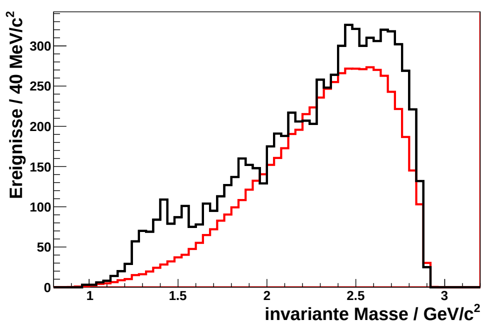
(a) K^+K^-



(b) $\pi^0\pi^0$



(c) $K^\pm\pi^0$



(d) $K^\pm\pi^0\pi^0$

Abb. 2.16: χ_{c0}: *Vergleich von invarianten Massen aus rekonstruierten Daten (schwarz) und phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen (rot)*

$\chi_{c0} \to (K^{\pm}\pi^0)\,(K^{\mp}\pi^0)$
In dem zweidimensionalen Histogramm der invarianten Massen von $K^{\pm}\pi^0$ und $K^{\mp}\pi^0$ können deutlich zwei starke Bänder ausgemacht werden (siehe Abbildung 2.17), die mit der Resonanz $K^*(892)^{\pm}$ identifiziert werden können. Der Kreuzungspunkt bei etwa 0,9 GeV/c^2 wird also mit dem Zerfall $\chi_{c0} \to K^*(892)^{\pm}\,K^*(892)^{\mp}$ in Verbindung gebracht. Zudem ist eine Überhöhung bei etwa 1,4 GeV/c^2 sichtbar, die mit dem Zerfall $\chi_{c0} \to K^*_J(\approx 1400)^{\pm}\,K^*_J(\approx 1400)^{\mp}$ identifiziert wird, wobei für die Überhöhung $K^*_J(\approx 1400)^{\pm}$ mehrere bekannte Resonanzen infrage kommen. Zu den wahrscheinlichsten Kandidaten zählen unter Berücksichtigung der möglichen Quantenzahlen $K^*(1410)^{\pm}$ mit $J^P = 1^-$, $K^*_0(1430)^{\pm}$ mit $J^P = 0^+$ sowie $K^*_2(1430)^{\pm}$ mit $J^P = 2^+$.
Bei näherer Betrachtung des $K^*(892)^{\pm}$-Bandes fällt eine leichte Überhöhung bei etwa 2 GeV/c^2 auf, welche beispielsweise durch die Resonanz $K^*_0(1950)^{\pm}$ hervorgerufen werden könnte.

$\chi_{c0} \to ((K^{\pm}\pi^0)\pi^0)\,K^{\mp}$
Strangehaltige Resonanzen können auch im Zerfall nach $K^*(892)^{\pm}\pi^0$ beobachtet werden. Abbildung 2.18 zeigt ein Histogramm der invarianten Masse von $K^{\pm}\pi^0\pi^0$ gegenüber $K^{\pm}\pi^0$.
Es fällt eine deutliche Überhöhung im Bereich von 1,3 - 1,5 GeV/c^2 in der invarianten Masse des $K^{\pm}\pi^0\pi^0$-Systems auf, die sich ebenfalls im Band von $K^*(892)^{\pm}$ in der $K^{\pm}\pi^0$-Masse befindet. Als Resonanzen kämen hier mit passenden Quantenzahlen folgende Kandidaten in Frage: $K_1(1270)^{\pm}$, $K_1(1400)^{\pm}$ sowie $K(1460)^{\pm}$. Diese Überhöhung entspräche beispielsweise dem Zerfall von $\chi_{c0} \to K_J(\approx 1400)^{\pm}\,K^{\mp} \to (K^*(892)^{\pm}\pi^0)\,K^{\mp}$.

$\chi_{c0} \to (K^{\pm}(\pi^0\pi^0))\,K^{\mp}$
Abbildung 2.19 zeigt die invarianten Massen von $K^{\pm}\pi^0\pi^0$ gegenüber $\pi^0\pi^0$. Überhöhungen können in diesem Histogramm also bei einem Zerfall einer strangehaltigen Resonanz in ein Kaon und eine weitere Resonanz, die ihrerseits in zwei π^0 zerfällt, auftreten. Bei etwa 2,4 GeV/c^2 ist eine starke Überhöhung erkennbar, die sich in einem starken $f_0(980)$-Band befindet. Kein strangehaltiges Teilchen ist in diesem Massenbereich bekannt, so dass der Ursprung dieser Überhöhung zunächst unbekannt bleibt. Möglicherweise handelt es sich um eine Reflexion, was durch eine Partialwellenanalyse geklärt werden könnte.

$\chi_{c0} \to (K^+K^-)\,(\pi^0\pi^0)$
χ_{c0}-Zerfälle in zwei nicht-strangehaltige Teilchen, die jeweils in K^+K^- bzw. $\pi^0\pi^0$ zerfallen, sind in Abbildung 2.20 gezeigt. Als erstes fällt ein sehr starkes Band bei etwa 1 GeV/c^2 in der invarianten Masse des $\pi^0\pi^0$-Systems auf. Diese Resonanz ist auch klar in der Projektion zu beobachten. Entlang dieses $f_0(980)$-Bandes können mehrere Überhöhungen in der K^+K^--Masse ausgemacht werden: bei 1,0 GeV/c^2, bei 1,7 GeV/c^2 und bei etwa 2,2 GeV/c^2. Während die Resonanz bei 1,0 GeV/c^2 als $f_0(980)$ und die Resonanz bei 1,7 GeV/c^2 wahrscheinlich als $f_0(1710)$ identifiziert werden können, ist bei der Überhöhung bei etwa 2,2 GeV/c^2 keine solch einfache Benennung möglich. Es kann sich beispielsweise um das $f_0(2200)$ handeln. Außerdem erkennbar ist ein Band in K^+K^- bei einer Masse von etwa 1,7 GeV/c^2 erkennbar, welches durch den Zerfall $\chi_{c0} \to f_0(600)\,f_0(1710)$ verursacht werden könnte.

$\chi_{c0} \to (K^{\pm}(K^{\mp}\pi^0))\,\pi^0$
In einem zweidimensionalen Histogramm der Größen $m(K^+K^-\pi^0)$ gegen $m(K^{\mp}\pi^0)$ ist eine klare Überhöhung zu erkennen, die in $K^{\mp}\pi^0$ bei etwa 1,4 GeV/c^2 und in $K^+K^-\pi^0$ bei etwa 2,3 - 2,4 GeV/c^2 liegt (Abbildung 2.21). Dies ließe sich beispielsweise durch den Zerfall eines nicht-strangehaltigen Teilchens mit 2,4 GeV/c^2 in $K^*_J(\approx\ 1400)^{\pm}\,K^{\mp}$ erklären. Entlang des Bandes bei 0,9 GeV/c^2 in $K^{\pm}\pi^0$ sind schwache lokale Überhöhungen zu sehen, die aber nicht signifikant erscheinen. Deutlich ist in diesem Histogramm auch die Veto-Bedingung im Bereich von 3,1 GeV/c^2 zu erkennen, die durch den weißen, horizontalen Bereich zu erkennen ist und für eine Reduzierung der Untergrundes aus J/ψ-Zerfällen sorgt.

$\chi_{c0} \to ((K^+K^-)\pi^0)\,\pi^0$
In Abbildung 2.22 ist ein Band in der invarianten Masse des K^+K^--Systems bei 1,7 GeV/c^2 zu sehen. Dies sind möglicherweise Zerfälle wie $\chi_{c0} \to X\,\pi^0$, wobei als Resonanz X bei 2,4 GeV/c^2 in der invarianten Masse des $K^+K^-\pi^0$-Systems eine Überhöhung zu sehen ist. Aufgrund der Isospin- und Paritätserhaltung für den χ_{c0}-Zerfall kann es sich bei dieser möglichen Resonanz nur um ein π-Meson handeln. Sie könnte aufgrund ihrer Masse und Breite mit der im vorigen Abschnitt beschriebenen Überhöhung bei 2,4 GeV/c^2 zusammenhängen.

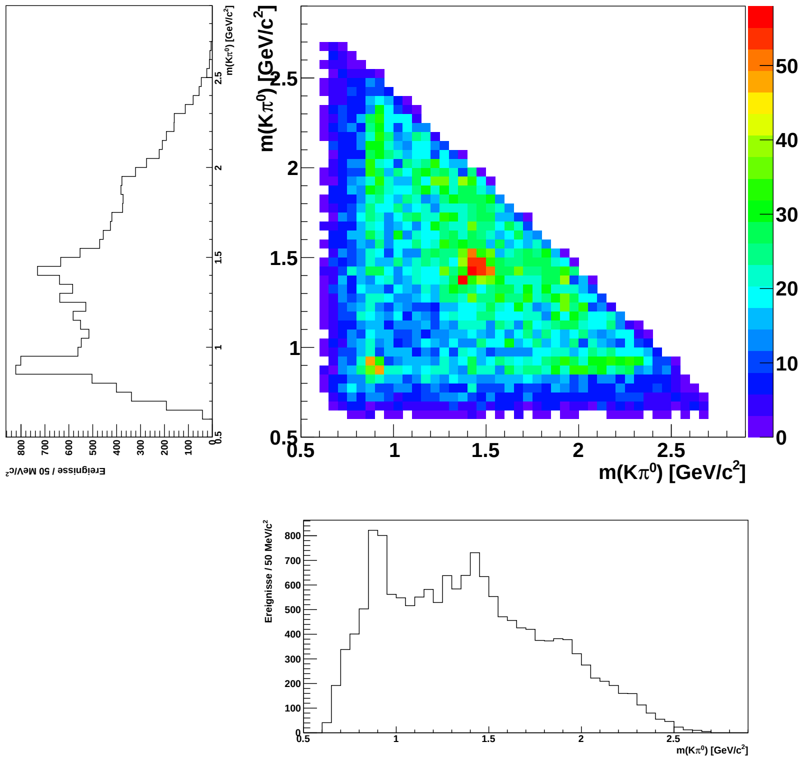


Abb. 2.17: $\chi_{c0} \to (K^{\pm}\pi^0)(K^{\mp}\pi^0)$

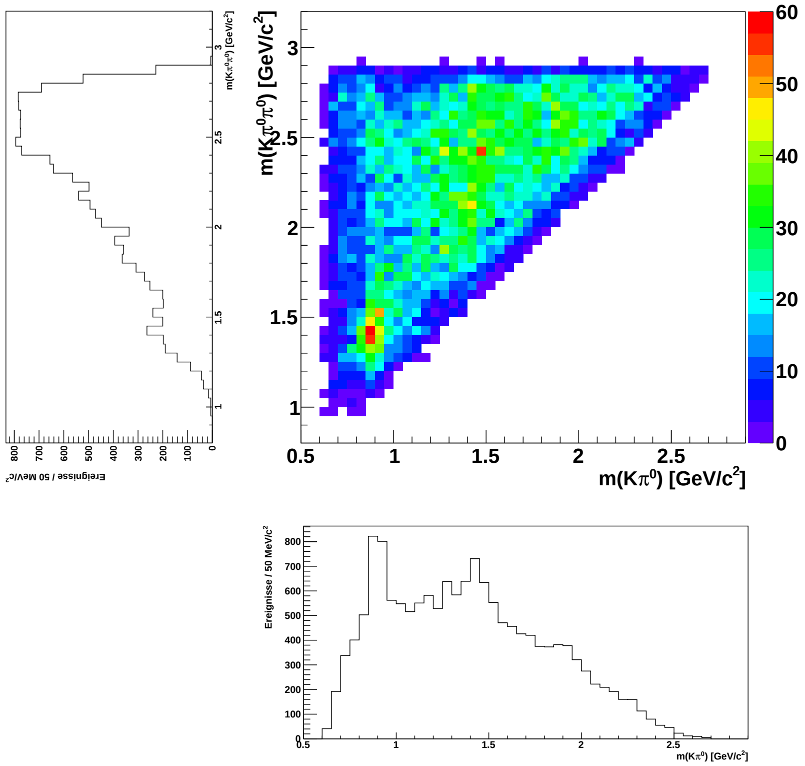


Abb. 2.18: $\chi_{c0} \to ((K^{\pm}\pi^0)\pi^0)\,K^{\mp}$

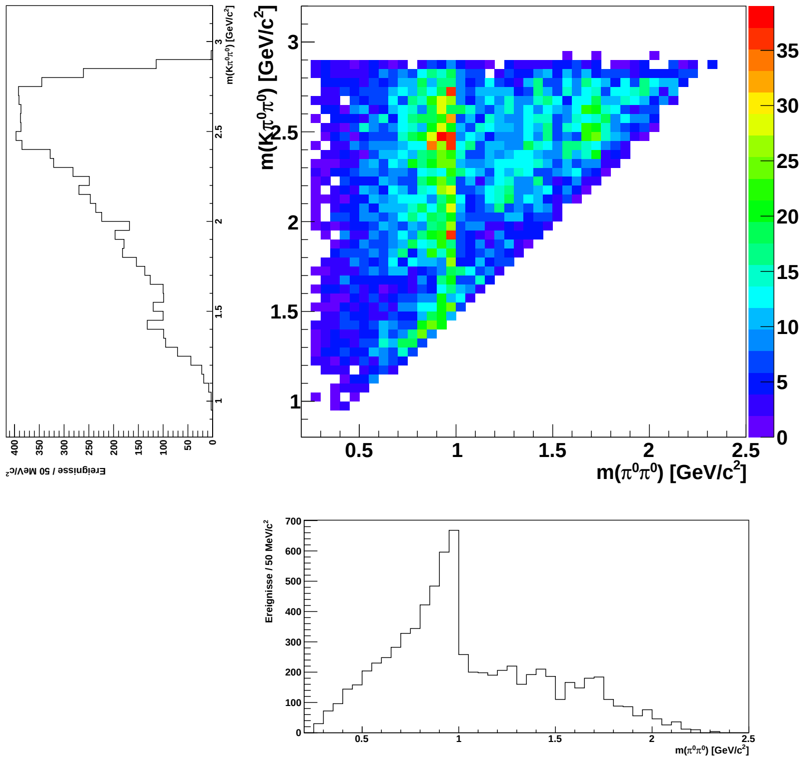


Abb. 2.19: $\chi_{c0} \to (K^{\pm}(\pi^0\pi^0))\,K^{\mp}$

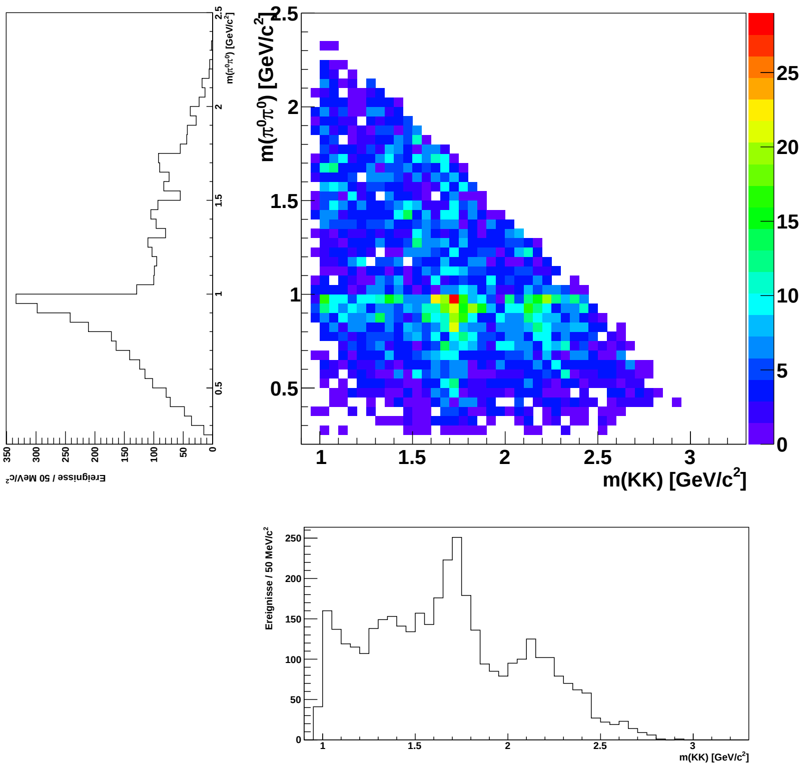


Abb. 2.20: $\chi_{c0} \to (K^+K^-)(\pi^0\pi^0)$

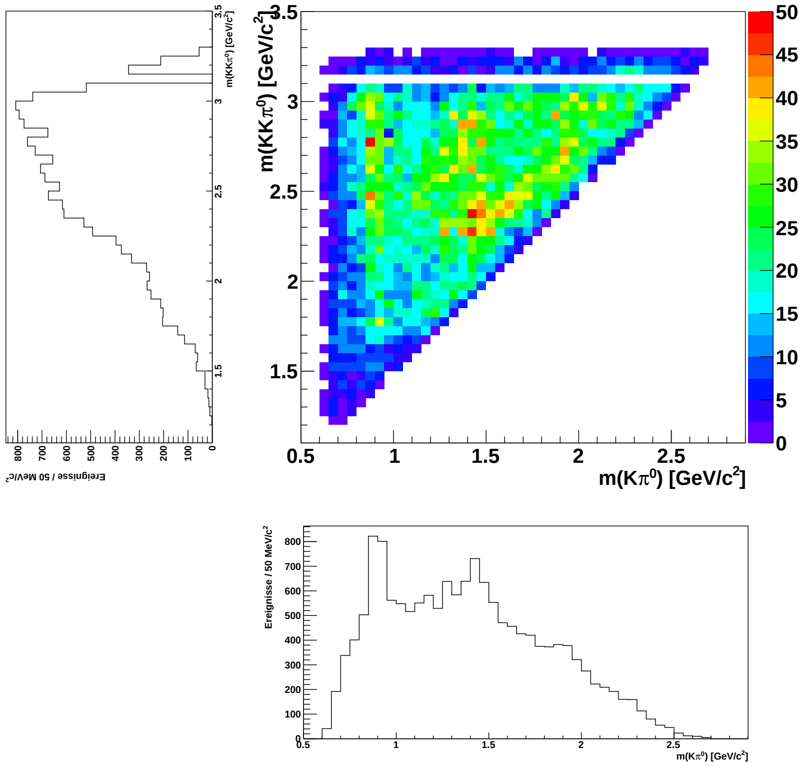


Abb. 2.21: $\chi_{c0} \rightarrow (K^{\pm}(K^{\mp}\pi^0))\,\pi^0$

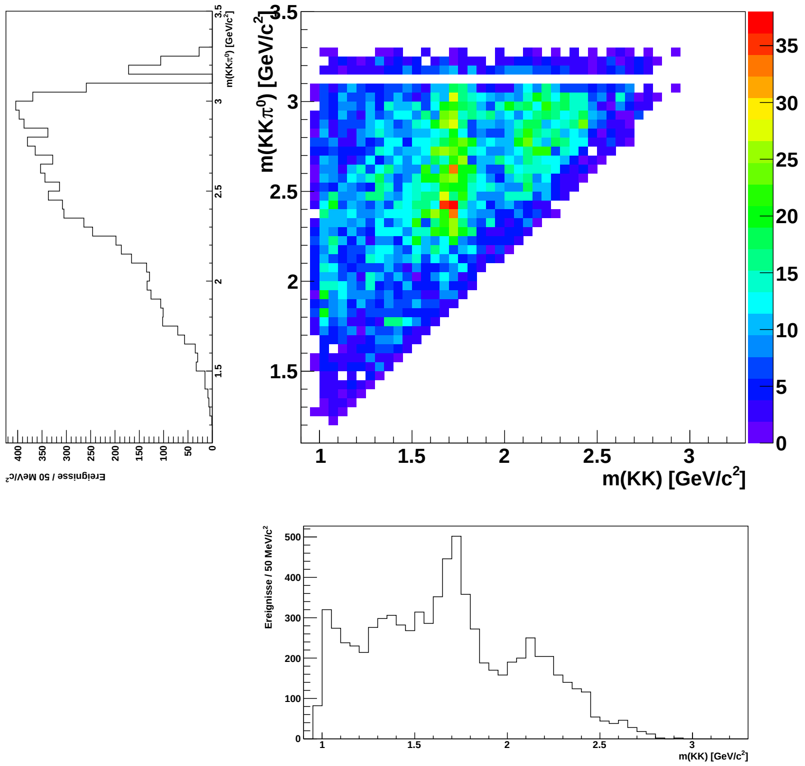
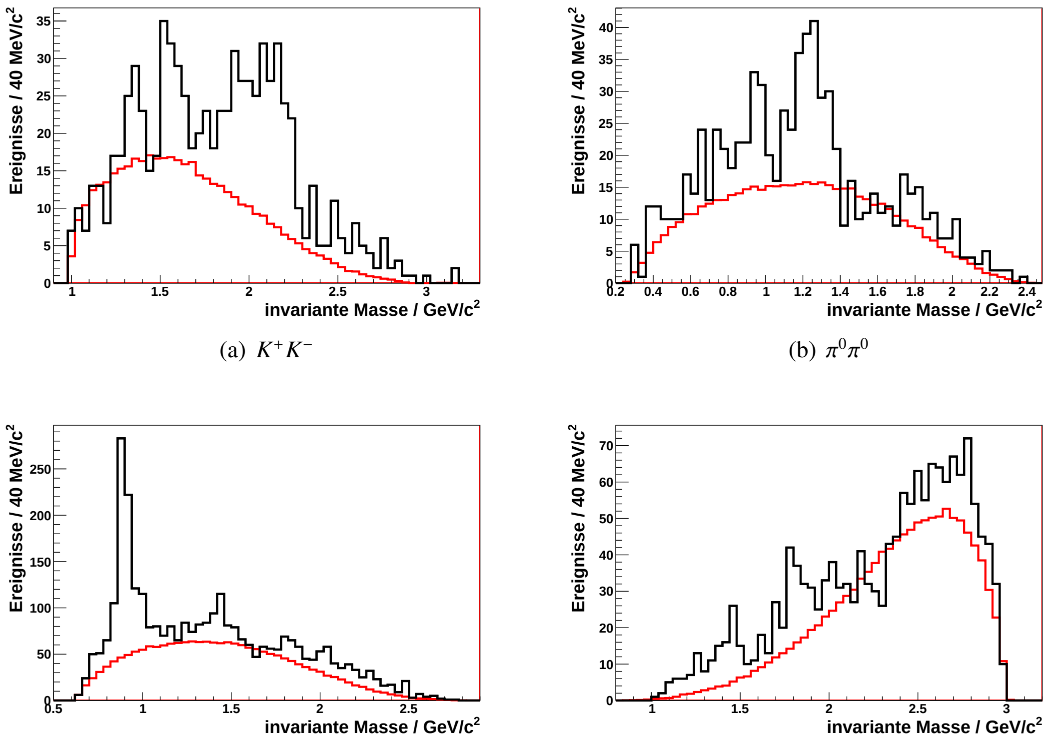


Abb. 2.22: $\chi_{c0} \rightarrow ((K^+K^-)\pi^0)\,\pi^0$

2.7.2 Untersuchung von $\chi_{c1} \to K^+K^-\pi^0\pi^0$

Zerfälle des χ_{c1} werden ausgewählt, indem für das radiative Photon eine Energie zwischen 0,160 GeV und 0,180 GeV gefordert wird. 789 Ereignisse erfüllen diese Bedingung. Wegen der deutlich geringeren Ereigniszahl werden die zweidimensionalen Histogramme in gröbere Abschnitte eingeteilt, so dass nun ein Bin einer Masse von 100 MeV/c^2 statt 50 MeV/c^2 entspricht. Die Vergleiche zwischen den invarianten Massen aus Daten bzw. phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen werden im Folgenden diskutiert.



(a) K^+K^-

(b) $\pi^0\pi^0$

(c) $K^\pm\pi^0$

(d) $K^\pm\pi^0\pi^0$

Abb. 2.23: χ_{c1}*: Vergleich von invarianten Massen aus rekonstruierten Daten (schwarz) und phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen (rot)*

Während das K^+K^--Spektrum (Abbildung 2.23(a)) stark sichtbare Beiträge bei 1,35 GeV/c^2, 1,55 GeV/c^2 sowie etwa 2,2 GeV/c^2 besitzt, sind im $\pi^0\pi^0$-Spektrum (Abbildung 2.23(b)) Überhöhungen bei etwa 1,0 GeV/c^2 und 1,25 GeV/c^2 erkennbar. Hier könnte es sich um f-Resonanzen handeln, wobei anders als beim Zerfall des χ_{c0} der Zerfall in zwei f_0-Resonanzen für ein χ_{c1} verboten ist. Daher liegt es nahe, dass es sich bei diesen Überhöhungen um f_2-Resonanzen handelt. Ein möglicher Kandidat für die Resonanz bei 1,25 GeV/c^2, die in zwei π^0 zerfällt, ist das $f_2(1270)$.

In der invarianten Masse des $K^\pm\pi^0$-Systems (Abbildung 2.23(c)) sind wiederum Beiträge bei 0,9 GeV/c^2 und 1,4 GeV/c^2 erkennbar, im $K^\pm\pi^0\pi^0$-Spektrum bei 1,45 GeV/c^2, 1,8 GeV/c^2 sowie Abweichungen zu phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen bei noch höheren Massen (siehe Abbildung 2.23(d)).

$\chi_{c1} \rightarrow (K^{\pm}\pi^{0})\,(K^{\mp}\pi^{0})$
Der Zerfall $\chi_{c1} \rightarrow K^{*}(892)^{\pm}\,K^{*}(892)^{\mp}$ kann deutlich beobachtet werden (siehe Abbildung 2.24). Zudem sind leichte Strukturen bei 1,4 GeV/c^2 erkennbar, welche schon beim χ_{c0}-Zerfall beobachtet werden konnten und dort als $K_J^{*}(\approx 1400)$ bezeichnet wurden. Außerdem sind schwache Hinweise auf eine Überhöhung bei 1,7 GeV/c^2 sichtbar.

$\chi_{c1} \rightarrow ((K^{\pm}\pi^{0})\pi^{0})\,K^{\mp}$
Im Spektrum der invarianten Masse des $K^{\pm}\pi^{0}\pi^{0}$-Systems gegenüber der invarianten Masse des $K^{\pm}\pi^{0}$-Systems können Resonanzen beobachtet werden, die in $K^{*}(892)^{\pm}$ und ein Rückstoß-π^{0} zerfallen (Abbildung 2.25). Eine Überhöhung gibt es bei 1,4 GeV/c^2 in $K^{\pm}\pi^{0}\pi^{0}$.
Auch andere Überhöhungen im $K^{*}(892)^{\pm}$-Band sind bei 1,7 - 1,8 GeV/c^2 sowie 2,7 GeV/c^2 in der invarianten Masse des $K^{\pm}\pi^{0}\pi^{0}$-Systems sichtbar. Ob es sich bei den beiden schwachen Überhöhungen bei $m(K^{\pm}\pi^{0}) \approx 1{,}4$ GeV/c^2 und $m(K^{\pm}\pi^{0}) \approx 1{,}8$ GeV/c^2 um Reflexionen oder eine natürliche Ausprägung des Phasenraums handelt, ist an dieser Stelle nicht abschließend zu klären.

$\chi_{c1} \rightarrow (K^{\pm}(\pi^{0}\pi^{0}))\,K^{\mp}$
Im Histogramm, das die $K^{\pm}\pi^{0}\pi^{0}$-Masse gegen die $\pi^{0}\pi^{0}$-Masse aufträgt, können keine Substrukturen ausgemacht werden (Abbildung 2.26). Möglicherweise ist ein Band bei 1,2 - 1,3 GeV/c^2 in $\pi^{0}\pi^{0}$ zu erkennen, was eine f_J-Resonanz sein könnte. Entlang dieses Bandes treten aber keine eindeutigen Strukturen auf, wobei allerdings stärkere Beiträge bei etwa 2,0 und 2,4 GeV/c^2 in der $K^{\pm}\pi^{0}\pi^{0}$-Masse zu diskutieren wären.

$\chi_{c1} \rightarrow (K^{+}K^{-})\,(\pi^{0}\pi^{0})$
Im Vergleich zu dem entsprechenden χ_{c0}-Zerfall ist das ($f_0(980) \rightarrow \pi^{0}\pi^{0}$)-Band nur schwach ausgeprägt. Die zwei Überhöhungen in $K^{+}K^{-}$ könnten $f_2'(1525)$ und/oder $f_2(1525)$ beziehungsweise $f_2(1950)$ oder $f_2(2010)$ sein.
Außerdem gibt es eine Überhöhung bei 1,3 GeV/c^2 in $\pi^{0}\pi^{0}$ und 2,0 GeV/c^2 in $K^{+}K^{-}$, aber mangels ausreichender Ereigniszahl kann keine weitere Klassifizierung vorgenommen werden (Abbildung 2.27).

$\chi_{c1} \rightarrow (K^{\pm}(K^{\mp}\pi^{0}))\pi^{0}$
Eine Struktur, die in diesem Histogramm deutlich sichtbar ist, ist das starke $K^{*}(892)^{\pm}$-Band in der invarianten Masse des $K^{\pm}\pi^{0}$-Systems (Abbildung 2.28). Entlang dieses Bandes scheint es Überhöhungen in der invarianten Masse des ($K^{+}K^{-}\pi^{0}$)-Systems bei den Massen 1,7 GeV/c^2, 2,3 GeV/c^2 sowie 2,7 - 2,8 GeV/c^2 zu geben.

$\chi_{c1} \rightarrow ((K^{+}K^{-})\pi^{0})\pi^{0}$
Im zweidimensionalen Histogramm, das die invarianten Massen der Systeme $K^{+}K^{-}\pi^{0}$ und $K^{+}K^{-}$ gegeneinander aufträgt (Abbildung 2.29), sind Strukturen bei etwa 2,2 GeV/c^2 in $K^{+}K^{-}$ und 2,8 GeV/c^2 in ($K^{+}K^{-}\pi^{0}$) erkennbar, die voraussichtlich durch den begrenzten Phasenraum zustandekommen.

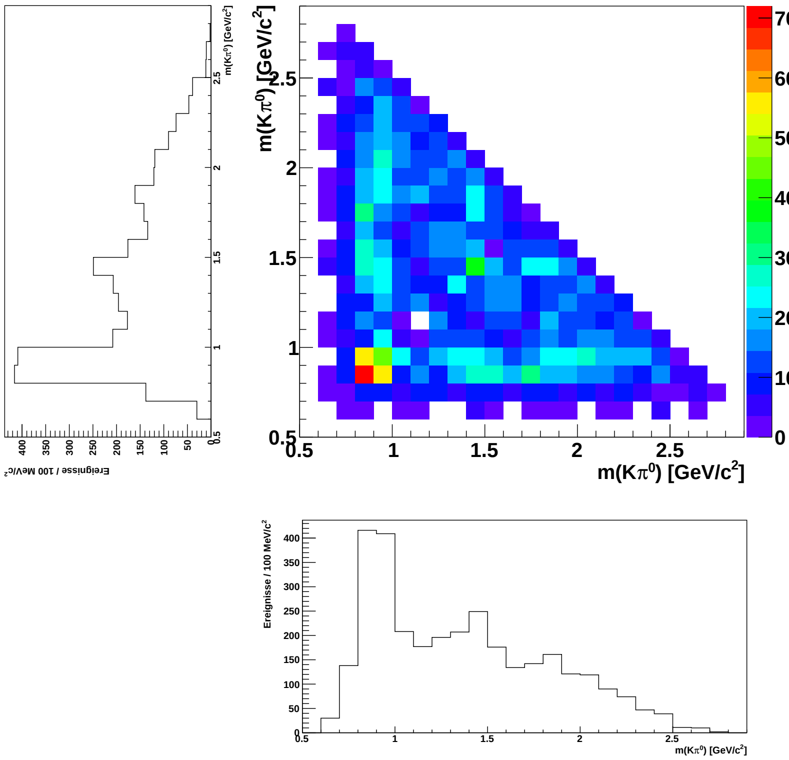


Abb. 2.24: $\chi_{c1} \rightarrow (K^{\pm}\pi^{0})(K^{\mp}\pi^{0})$

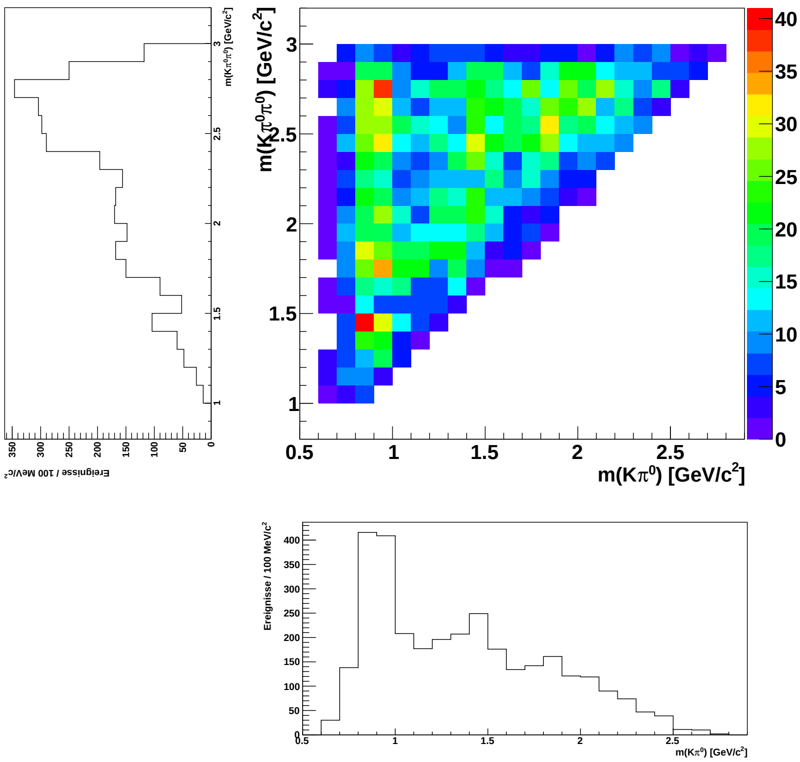


Abb. 2.25: $\chi_{c1} \rightarrow ((K^{\pm}\pi^{0})\pi^{0})\, K^{\mp}$

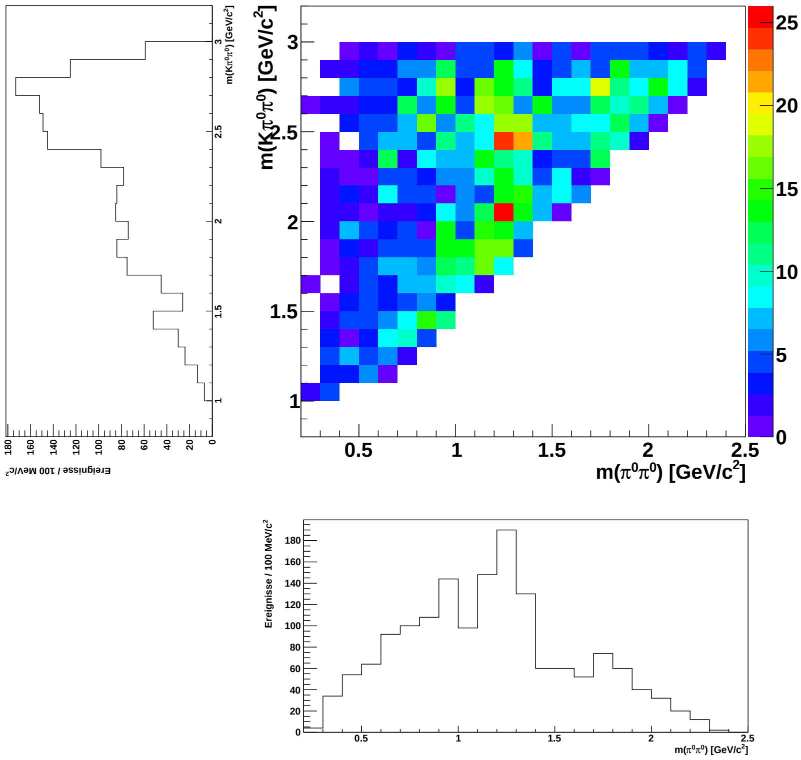


Abb. 2.26: $\chi_{c1} \rightarrow (K^{\pm}(\pi^0\pi^0))\,K^{\mp}$

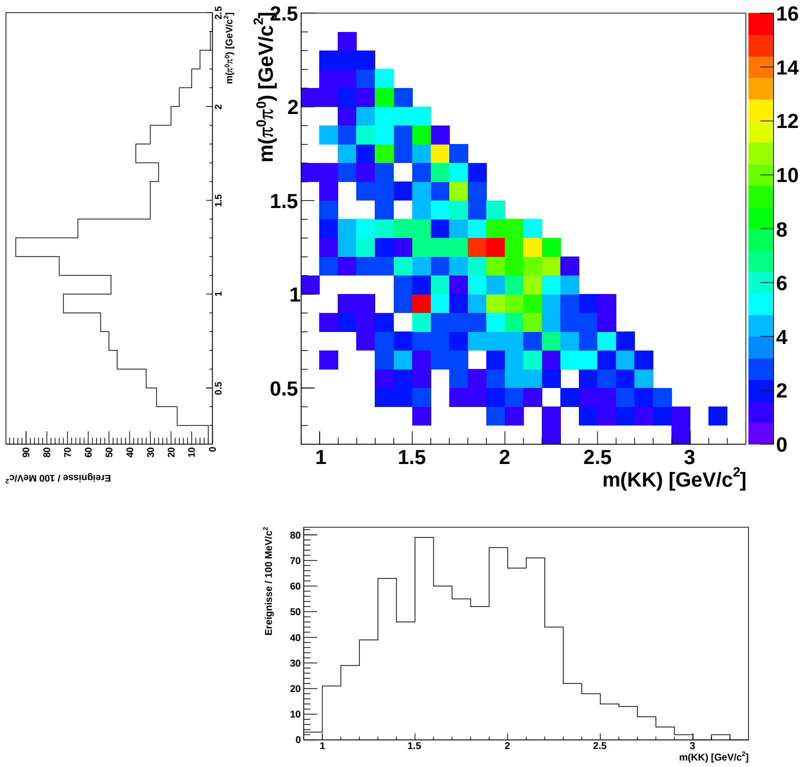


Abb. 2.27: $\chi_{c1} \rightarrow (K^{+}K^{-})(\pi^0\pi^0)$

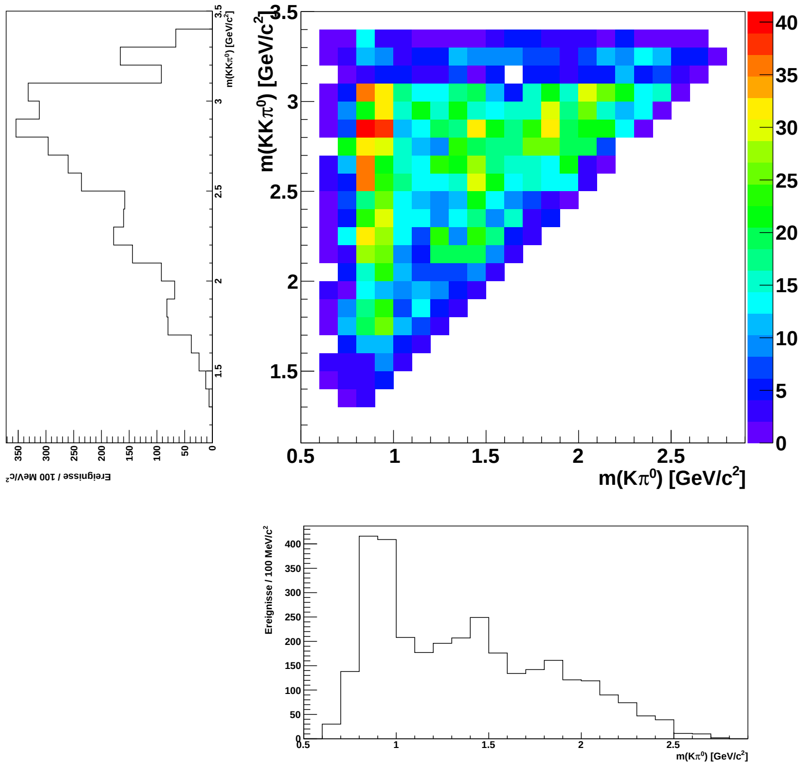


Abb. 2.28: $\chi_{c1} \rightarrow (K^{\pm}(K^{\mp}\pi^0))\pi^0$

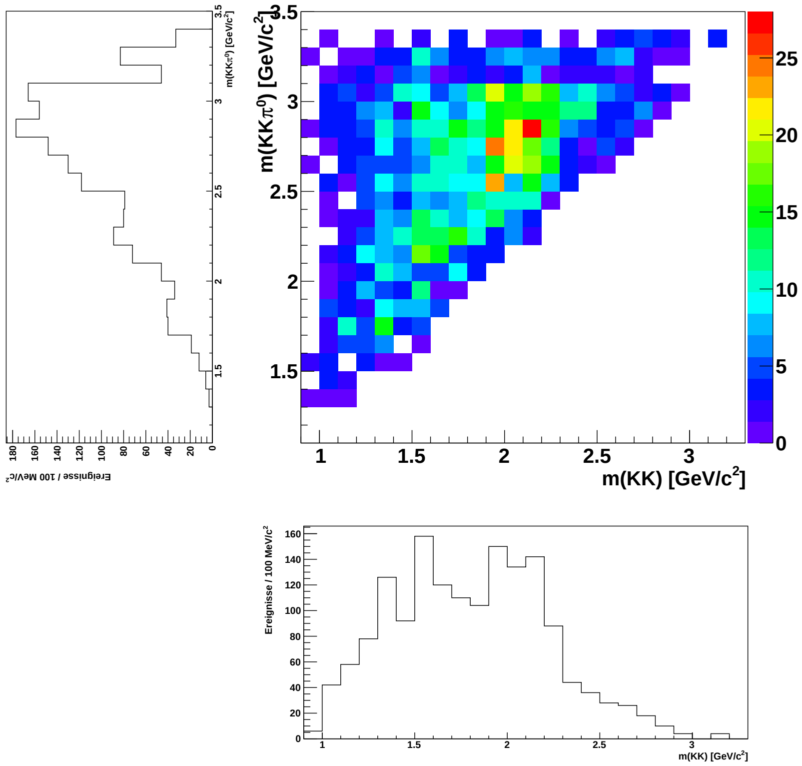
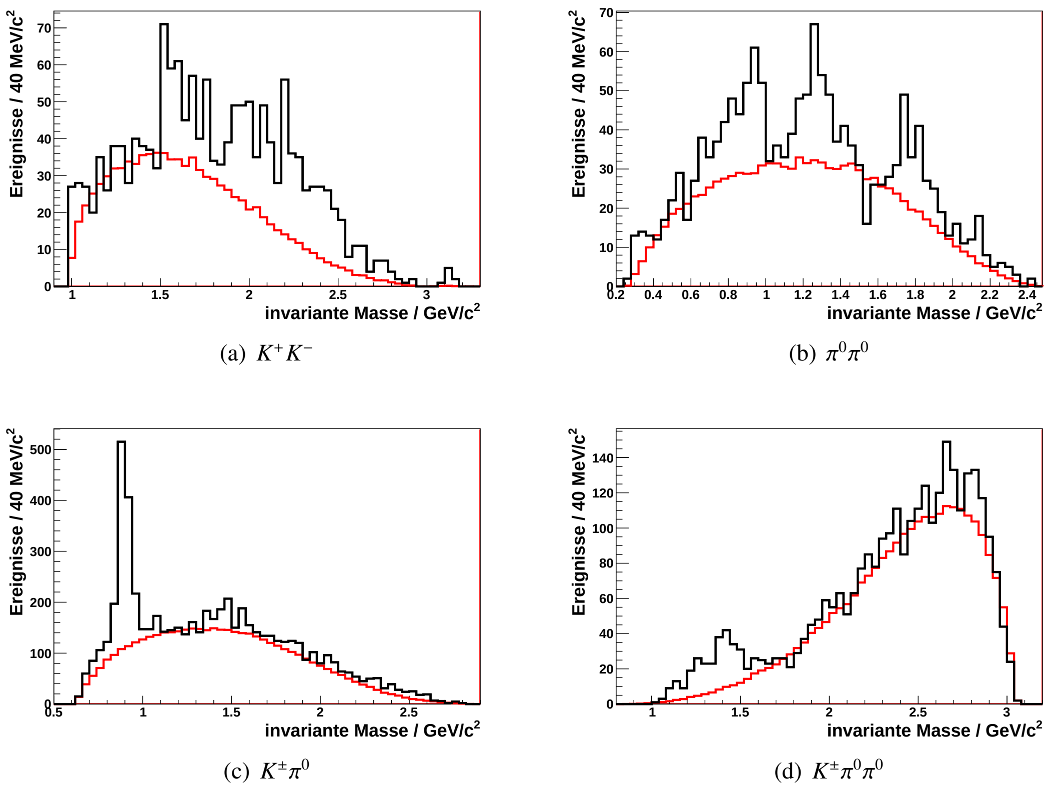


Abb. 2.29: $\chi_{c1} \rightarrow ((K^+K^-)\pi^0)\pi^0$

2.7.3 Untersuchung von $\chi_{c2} \to K^+K^-\pi^0\pi^0$

Zur Selektion von χ_{c2}-Ereignissen wird eine Energie von 0,105 GeV $< E_{\gamma_{rad}} <$ 0,145 GeV gefordert. 1545 Ereignisse passieren diese Selektion.



(a) K^+K^- (b) $\pi^0\pi^0$

(c) $K^\pm\pi^0$ (d) $K^\pm\pi^0\pi^0$

Abb. 2.30: χ_{c2}: *Vergleich von invarianten Massen aus rekonstruierten Daten (schwarz) und phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen (rot)*

In der invarianten K^+K^--Masse (Abbildung 2.30(a)) sind Erhebungen über dem Phasenraum bei etwa 1 GeV/c^2, 1,6 GeV/c^2 sowie eine sehr breite Überhöhung im Bereich zwischen 1,8 GeV/c^2 und 2,5 GeV/c^2 erkennbar. Das $\pi^0\pi^0$-Spektrum (Abbildung 2.16(b)) enthält Überhöhungen bei etwa 0,95 GeV/c^2, 1,3 GeV/c^2 und etwa 1,8 GeV/c^2. Wie schon bei den Zerfällen aus χ_{c0} und χ_{c1} gibt es auch beim χ_{c2} im $K^\pm\pi^0$-Spektrum (Abbildung 2.16(c)) Überhöhungen bei den gleichen Massen: bei etwa 0,9 GeV/c^2 sowie 1,4 GeV/c^2, wobei letztere deutlich weniger signifikant ist als bei χ_{c0}. Auch beim $K^\pm\pi^0\pi^0$-Spektrum (Abbildung 2.16(d)) finden sich starke Ähnlichkeiten: die Erhebung bei 1,4 GeV/c^2 ist klar sichtbar. Weitere Hinweise auf Resonanzen finden sich hier jedoch nicht.

$\chi_{c2} \to (K^\pm\pi^0)(K^\mp\pi^0)$

Analog zu den $\chi_{c0,1}$-Zerfällen kann ein starker Beitrag durch $K^*(892)^\pm\, K^*(892)^\mp$ festgestellt werden (Abbildung 2.31). Zusätzlich können auch Resonanzen im Bereich von 1,4 GeV/c^2 eine Rolle spielen. Wie schon bei χ_{c0} kommen hier die Resonanzen $K^*(1410)^\pm$ mit $J^P = 1^-$, $K_0^*(1430)^\pm$ mit $J^P = 0^+$ sowie $K_2^*(1430)^\pm$ mit $J^P = 2^+$ infrage.

$\chi_{c2} \to ((K^{\pm}\pi^0)\pi^0)\,K^{\mp}$
Bei Betrachtung des Histogramms, bei dem $m(K^{\pm}\pi^0\pi^0)$ gegen $m(K^{\pm}\pi^0)$ aufgetragen wird, können verschiedene Überhöhungen beobachtet werden. Es ist ein starkes $K^*(892)^{\pm}$-Band sichtbar, welches gemeinsam mit Überhöhungen bei 1,3 - 1,4 GeV/c^2 auftritt. Des Weiteren zeigt sich eine deutliche Überhöhung im Massenbereich zwischen 2,3 - 3,0 GeV/c^2. Hierbei könnte es sich um schwere K^*-Resonanzen handeln, die gemeinsam mit $K^*(892)^{\pm}$ produziert werden.

$\chi_{c2} \to (K^{\pm}(\pi^0\pi^0))\,K^{\mp}$
In diesem Histogramm, in dem die invarianten Massen der Systeme $K^{\pm}\pi^0\pi^0$ gegen $\pi^0\pi^0$ aufgetragen sind, ist eine signifikante Struktur sichtbar. Bei einer Masse von etwa 1,3 GeV/c^2 in $\pi^0\pi^0$ und etwa 2,5 GeV/c^2 in $K^{\pm}\pi^0\pi^0$ (Abbildung 2.33) ist eine deutliche Überhöhung erkennbar. Keine strangehaltige Resonanz mit einer Masse von 2,5 GeV/c^2 ist bekannt, die in $K^{\pm}\pi^0\pi^0$ zerfällt.
Zudem könnte es eine signifikante Überhöhung bei etwa 1,8 - 1,9 GeV/c^2 in $\pi^0\pi^0$ geben, aber da in diesem Bereich für den Rest der Reaktion nur geringer Phasenraum verfügbar ist, kann hier nicht von einer Resonanz in der $K^{\pm}\pi^0\pi^0$-Masse bei 2,6 GeV/c^2 gesprochen werden. Der Beitrag einer Resonanz bei 1,7 - 1,8 GeV/c^2 in $\pi^0\pi^0$ ist jedoch in der eindimensionalen Projektion deutlich erkennbar.

$\chi_{c2} \to (K^+K^-)\,(\pi^0\pi^0)$
Im Histogramm, welches den Zerfall $\chi_{c0} \to (K^+K^-)(\pi^0\pi^0)$ zeigt, sind einige Kandidaten für Resonanzen sichtbar (Abbildung 2.34). Im Bereich von 1,5 GeV/c^2 in K^+K^- und 1,3 GeV/c^2 sowie 1,8 GeV/c^2 in $\pi^0\pi^0$ sind Überhöhungen ebenso erkennbar wie bei 2,0 GeV/c^2 in K^+K^- und 1,3 GeV/c^2 in $\pi^0\pi^0$. Zudem ist bei 1,3 GeV/c^2 in K^+K^- als auch in $\pi^0\pi^0$ eine Überhöhung zu erkennen. Dies könnte die Zerfallskette $\chi_{c2} \to f_2(1270)\,f_2(1270)$ widerspiegeln.

$\chi_{c2} \to (K^{\pm}(K^{\mp}\pi^0))\,\pi^0$
Es gibt eine breite Überhöhung im $K^*(892)^{\pm}$-Band bei einer Masse zwischen 2,2 und 3,0 GeV/c^2, aber keine Resonanz wurde jemals eindeutig in diesem Massenbereich beobachtet, die in $K^+K^-\pi^0$ zerfällt. Höchstwahrscheinlich sind mehrere Resonanzen beteiligt, und da diese Resonanz gegen ein Rückstoß-π^0 stattfindet, handelt es sich vermutlich um π-Resonanzen.
Auch im Bereich von 1,4 GeV/c^2 in der $K^{\pm}\pi^0$-Masse und bei 2,4 GeV/c^2 in der $K^+K^-\pi^0$-Masse ist eine Überhöhung sichtbar (Abbildung 2.35).

$\chi_{c2} \to ((K^+K^-)\pi^0)\,\pi^0$
In diesem Histogramm, welches die invarianten Massen der Systeme $K^+K^-\pi^0$ und K^+K^- gegeneinander aufträgt (Abbildung 2.36), ist keine klare Resonanzstruktur sichtbar. Möglicherweise existieren im Massenbereich 2,5 GeV/c^2 bis 2,9 GeV/c^2 in $K^+K^-\pi^0$ einige Überhöhungen, die beispielsweise mit Resonanzen bei 1,5 GeV/c^2, 2,0 GeV/c^2 sowie 2,3 GeV/c^2 in K^+K^- assoziiert sind.

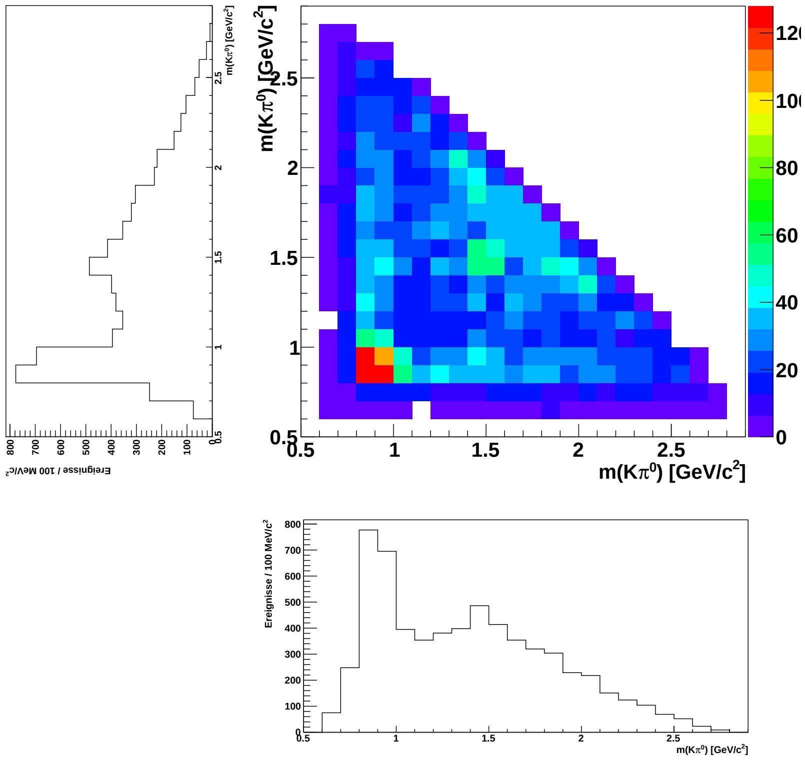


Abb. 2.31: $\chi_{c2} \rightarrow (K^{\pm}\pi^0)(K^{\mp}\pi^0)$

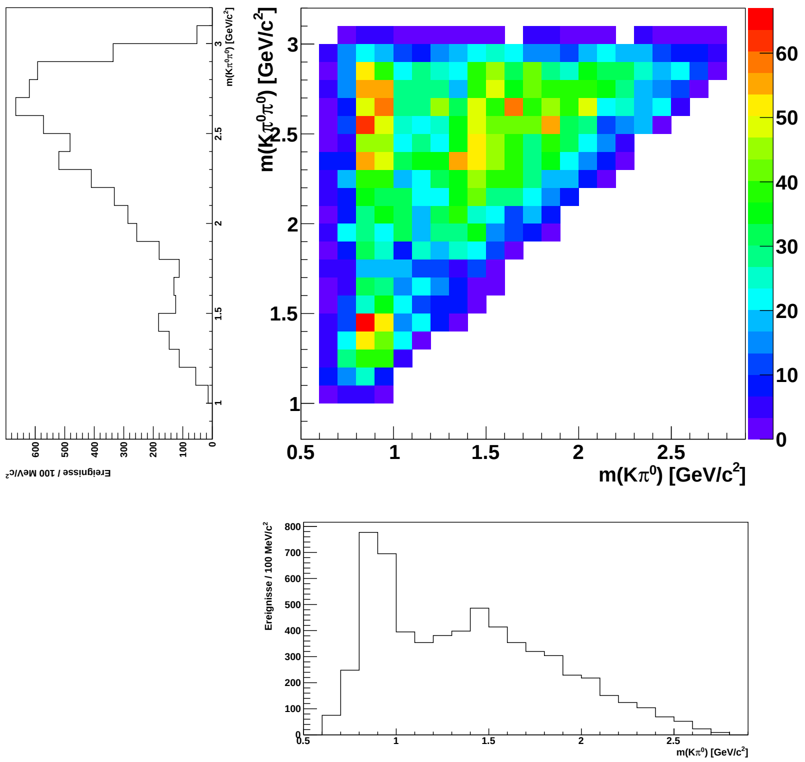


Abb. 2.32: $\chi_{c2} \rightarrow ((K^{\pm}\pi^0)\pi^0)\,K^{\mp}$

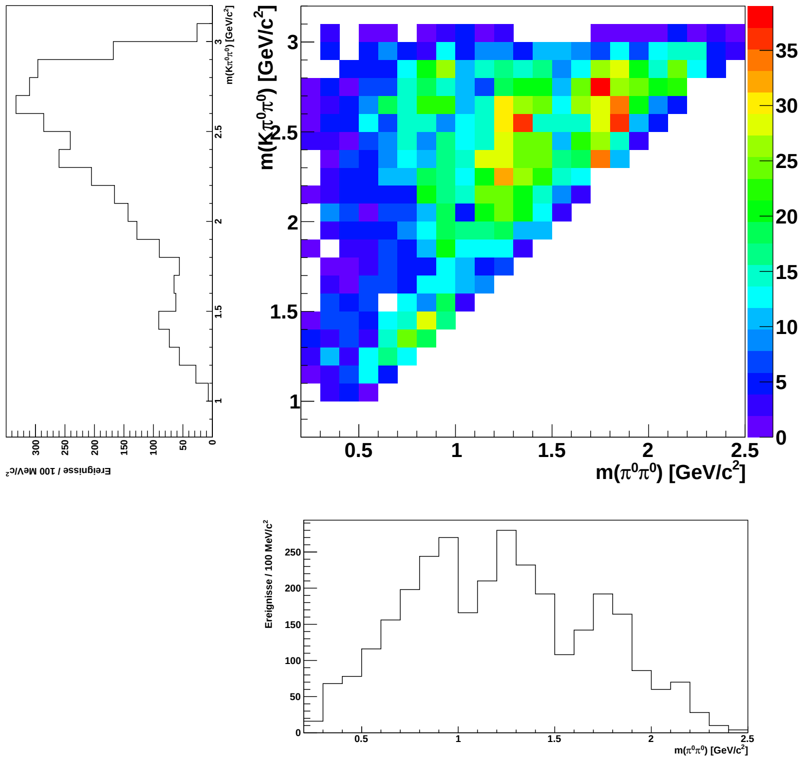


Abb. 2.33: $\chi_{c2} \rightarrow (K^{\pm}(\pi^0\pi^0))\,K^{\mp}$

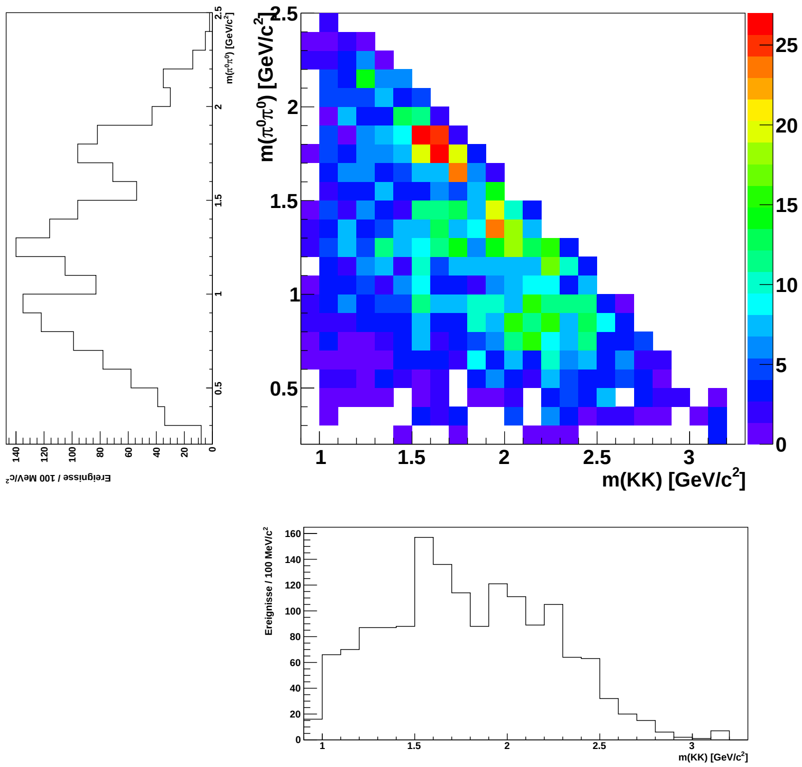


Abb. 2.34: $\chi_{c2} \rightarrow (K^+K^-)(\pi^0\pi^0)$

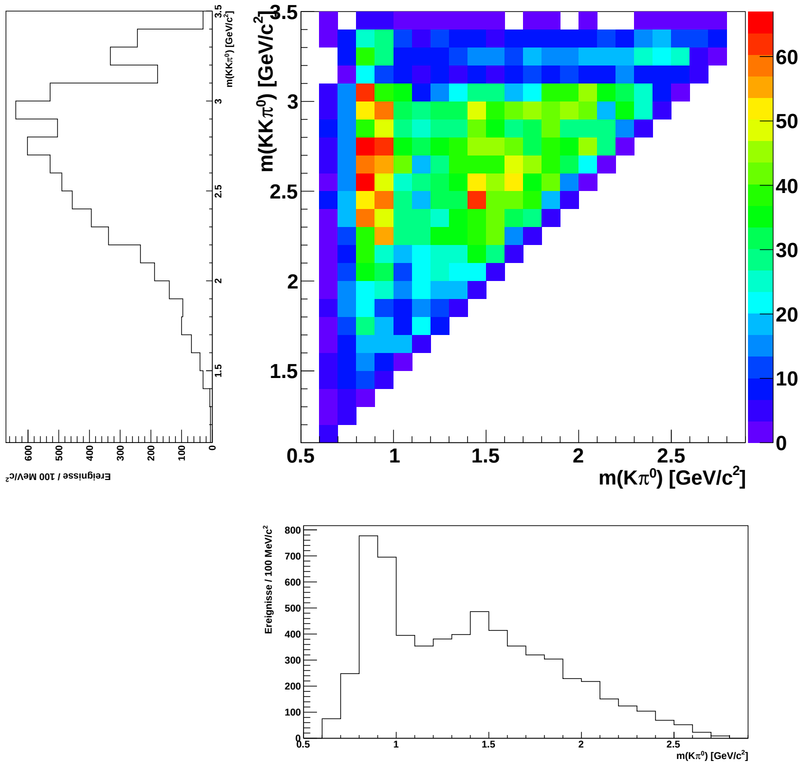


Abb. 2.35: $\chi_{c2} \to (K^{\pm}(K^{\mp}\pi^0))\,\pi^0$

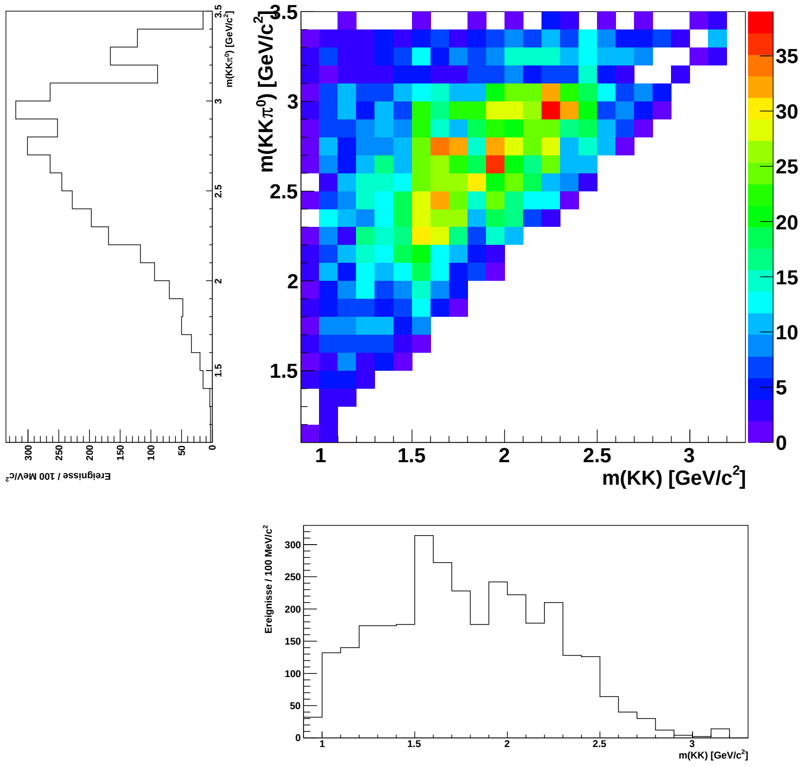


Abb. 2.36: $\chi_{c2} \to ((K^+K^-)\pi^0)\,\pi^0$

2.8 Zwischenfazit

Bei der Untersuchung des Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$ mit $J \in \{0,1,2\}$ anhand eines 106 Millionen $\psi(2S)$-Ereignisse umfassenden Datensatzes des BESIII-Experimentes konnten die drei χ_{cJ}-Resonanzen eindeutig rekonstruiert werden.
Die Untergrundanalyse zeigt, dass die Hauptbeiträge durch die Zerfälle $\psi(2S) \rightarrow \pi^0\pi^0 J/\psi \rightarrow \pi^0\pi^0(K^+K^-\gamma)$ sowie $\psi(2S) \rightarrow \pi^0\pi^0 J/\psi \rightarrow \pi^0\pi^0(K^+K^-\pi^0)$ ausreichend stark unterdrückt werden können. Untergrund aus Kontinuumsereignissen kann aufgrund der hohen Untergrundunterdrückung vernachlässigt werden. Der Untergrund durch $\psi(2S)$-Zerfälle in andere Endzustände kann nicht unterdrückt werden, da diese Ereignisse keine klare Signatur haben und somit keine zuverlässige Veto-Bedingung aufgestellt werden kann.
Die Effizienzuntersuchungen haben gezeigt, dass der Zerfall mit einer über die drei χ_{cJ}-Resonanzen gemittelte Effizienz von 7,5 % rekonstruiert werden kann. Die berechneten Abschätzungen für die Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{BR}(\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0)$ stimmen im Rahmen der Fehler mit den Werten aus [2] sehr gut überein.
Dank der hohen Ereignisanzahl können erstmals zahlreiche Kandidaten für Subresonanzen ausgemacht werden. Besonders stark werden Zerfälle in f_J-Resonanzen beobachtet, aber auch Zerfälle in K^*-Resonanzen sind sehr häufig vertreten, wobei $K^*(892)^\pm$ dominant ist.
Der Datensatz für χ_{c0} wird in Kapitel 3 einer Partialwellenanalyse unterzogen, da dieser gegenüber den Datensätzen für χ_{c1} und χ_{c2} die meisten Ereignisse aufweist und deshalb mögliche Resonanzbeiträge am besten identifiziert werden können.

3 Partialwellenanalyse des Zerfallskanals $\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0$

Nach eingehender Betrachtung der invarianten Massenspektren der Zerfallskanäle $\chi_{c(0,1,2)} \to K^+K^-\pi^0\pi^0$ sind starke Substrukturen auszumachen, die beispielsweise von f_0- und f_2-Resonanzen sowie angeregten Kaon-Resonanzen zu stammen scheinen. Eine genaue Bestimmung mittels der Analyse invarianter Massen ist schon allein deshalb nicht zielführend, weil viele Resonanzen mit ähnlichen Massen infrage kommen sind, die sich nur in ihren Quantenzahlen unterscheiden. Zudem können die Resonanzen auch untereinander interferieren oder zu Reflexionen führen, was in den invarianten Massenspektren nicht ersichtlich wäre, da diese lediglich eine Projektion auf eine Dimension des Phasenraums darstellen. Zur vollständigen Beschreibung ist deshalb die Betrachtung aller Dimensionen des gesamten Phasenraumes notwendig.

Um die beteiligten Resonanzen zu bestimmen, ist daher eine Partialwellenanalyse (PWA) unverzichtbar. Dabei werden die gemessenen Intensitätsverteilungen angepasst, indem jedem Ort im Phasenraum ein Gewicht zuordnet wird, welches sich aus der von der PWA-Software berechneten komplexen Amplitude ergibt. Aufgrund der Vielzahl von Kombinationsmöglichkeiten der fünf Teilchen im Endzustand ist in diesem Fall eine Partialwellenanalyse äußerst anspruchsvoll. Zudem ist eine hohe Ereigniszahl notwendig, um statistische Fluktuationen zu minimieren und damit signifikante Ergebnisse erzielen zu können. Die höchste Anzahl an Ereignissen liegt mit $n_{\chi_{c0}} = 3832$ für den Kanal $\psi(2S) \to \gamma\chi_{c0} \to \gamma(K^+K^-\pi^0\pi^0)$ vor. Die Partialwellenanalyse beschäftigt sich im Folgenden ausschließlich mit dieser Zerfallstopologie.

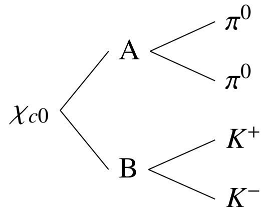
Um die Reinheit dieses Zerfallskanals weiter zu erhöhen, wird für die Präparation der Daten zusätzlich eine Randbedingung für die kinematische Anpassung gefordert: die invariante Masse des $(K^+K^-\pi^0\pi^0)$-Systems wird auf die Masse des $\chi_{c0,\mathrm{PDG}} = 3414{,}75\,\mathrm{MeV}/c^2$ aus [2] fixiert. Der reale Datensatz wird dadurch von weiterem Untergrund befreit und die Qualität sowie die Fehler der Messwerte werden für jedes Ereignis verbessert. Die Anzahl der die Analyse passierenden Ereignisse sinkt hingegen auf $n_{\chi_{c0},\,\mathrm{Fit}} = 2874$. Diese Ereigniszahl ist für eine Partialwellenanalyse noch immer ausreichend.

Zunächst werden einige Grundlagen des Verfahrens sowie der verwendeten Formalismen erläutert. Die Analyse wird im Rahmen der Software PAWIAN durchgeführt, die zur Anpassung eines Monte-Carlo-Datensatzes mit phasenraumverteilten Ereignissen an die realen Daten die Maximum-Likelihood-Methode verwendet. Werden in der PWA die verwendeten Zerfallshypothesen variiert, können die Daten unterschiedlich gut angepasst werden. Aus der Differenz der Likelihood-Werte kann auf die Signifikanz der Beiträge geschlossen werden. Um zu kontrollieren, ob die Daten mit dem finalen Hypothesensatz hinreichend gut beschrieben werden, werden in Kapitel 3.7 die Ergebnisse der Mixed-Sample-Methode vorgestellt. Abschließend werden die angepassten Massen und Breiten vorgestellt, Hinweise auf f_2-Resonanzen untersucht sowie das Verzweigungsverhältnis $\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0$ und die Verzweigungsverhältnisse von χ_{c0} in die in diesem Zerfallskanal dominanten Subresonanzen ermittelt.

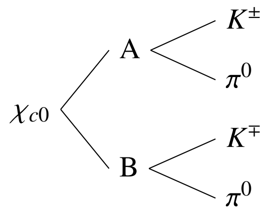
3.1 Das Isobar-Modell

Bei den meisten bisher beobachteten kurzlebigen Resonanzen (Ausnahmen bilden beispielsweise η und ω mit Zerfällen in 3π) hat sich gezeigt, dass diese hauptsächlich in zwei Tochterteilchen zerfallen. Deshalb wird im Rahmen der Partialwellenanalyse das sogenannte *Isobar-Modell*

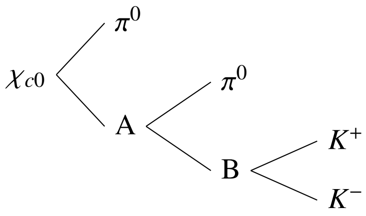
angewendet. Demnach werden alle Zerfälle als sequentielle Zweikörperzerfälle angesehen. Das Mutterteilchen (in diesem Fall χ_{c0}) zerfällt in zwei Resonanzen A und B, die dann ihrerseits in weitere Tochterteilchen zerfallen, die danach wiederum zerfallen können [47].
Abbildung 3.1 zeigt die in diesem Zerfallskanal möglichen Zerfallstypen.



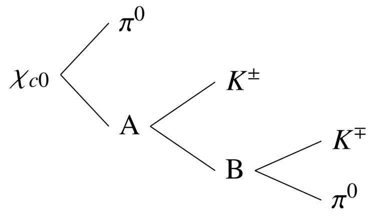
(a) $\chi_{c0} \rightarrow AB \rightarrow (\pi^0\pi^0)(K^+K^-)$



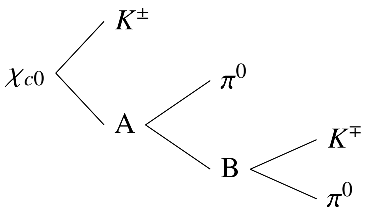
(b) $\chi_{c0} \rightarrow AB \rightarrow (K^\pm\pi^0)(K^\mp\pi^0)$



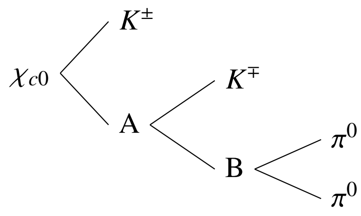
(c) $\chi_{c0} \rightarrow A\pi^0 \rightarrow (\pi^0(K^+K^-))\pi^0$



(d) $\chi_{c0} \rightarrow A\pi^0 \rightarrow (K^\pm(K^\mp\pi^0))\pi^0$



(e) $\chi_{c0} \rightarrow AK^\pm \rightarrow (\pi^0(K^\mp\pi^0))K^\pm$



(f) $\chi_{c0} \rightarrow AK^\pm \rightarrow (K^\mp(\pi^0\pi^0))K^\pm$

Abb. 3.1: *Mögliche Zerfallstypen nach dem Isobar-Modell*

Kategorie a) beinhaltet beispielsweise Zerfälle in $f_0\, f_0$, $f_0\, f_2$ oder $f_2\, f_2$, von denen jeweils eine Resonanz nach $\pi^0\pi^0$ und die andere Resonanz nach K^+K^- zerfällt. Hier könnten also möglicherweise Kandidaten für skalare und auch Tensor-Gluebälle beobachtet werden.
In Kategorie b) fallen alle Zerfälle, bei denen zwei angeregte Kaon-Resonanzen gebildet werden, die dann jeweils in den Endzustand $K^\pm\pi^0$ zerfallen. Dies ist die einzige Kategorie, in der zwei angeregte Kaon-Resonanzen vorkommen können. Beispiele für Zerfälle dieser Kategorie sind $K^*(892)^\pm\, K^*(892)^\mp$ oder $K_J^*(1430)^\pm\, K_J^*(1430)^\mp$.
Die anderen Kategorien c) bis f) unterscheiden sich von den beiden erstgenannten Kategorien insofern, als die ihnen zugeordneten Zerfälle über eine weitere Zwischenresonanz stattfinden. Kategorie c) und d) sind die Zerfälle zugeordnet, in denen das χ_{c0} in ein Teilchen A und ein Rückstoß-Pion zerfällt. Bei A kann es sich aufgrund von Isospin- und Paritätserhaltung nur um eine Pion-Resonanz handeln. Diese zerfällt dann über eine weitere Zwischenresonanz B und ein Rückstoß-Teilchen in die verbleibenden Endzustandsteilchen K^+, K^- sowie π^0. In Kategorie c)

zerfällt A in ein Rückstoß-Pion und B in K^+K^-, wobei es sich bei B um f_J-Resonanzen handelt. In Kategorie d) zerfällt A hingegen in ein Rückstoß-Kaon $K^\pm$ und B (welches infolgedessen auch Strangeness $S = 1$ besitzen muss) in $K^\mp\pi^0$. Bei B handelt es sich also um eine angeregte Kaon-Resonanz.
Die Kategorien e) und f) beinhalten diejenigen χ_{c0}-Zerfälle, die ein Rückstoß-Kaon $K^\pm$ und eine Resonanz A mit Strangeness $S = 1$ als Tochterteilchen besitzen. Die Kaon-Resonanz A kann dann über zwei verschiedene Wege in die verbleibenden Endzustandsteilchen $K^\mp$, π^0 und π^0 zerfallen: in Kategorie e) zerfällt A in ein Rückstoß-Pion und die Resonanz B, die ihrerseits in $K^\mp\pi^0$ zerfällt. Bei B handelt es sich also in diesem Fall um eine angeregte Kaon-Resonanz. Die andere Möglichkeit ist Kategorie f) zuzuordnen: hier zerfällt A in ein Rückstoß-Kaon $K^\mp$ und die nicht-strangehaltige Resonanz B, die in $\pi^0\pi^0$ zerfällt. In diesem Fall handelt es sich bei B um eine f_J-Resonanz.

3.2 Die verwendeten Formalismen

Der hier angewendeten Partialwellenanalyse liegt der sogenannte Helizitätsformalismus zugrunde, der die Beschreibung von Zerfallswinkelverteilungen von Resonanzen vereinfacht. Zur Sicherstellung der Paritätserhaltung sowie zur Berücksichtigung der vom Bahndrehimpuls L der Zerfallsteilchen abhängigen Dynamik werden die Amplituden zudem in das kanonische System transformiert. Dabei wird der vollständige Zerfallsbaum, also auch der radiative Zerfall $\psi(2S) \to \gamma\chi_{c0}$, angepasst, wodurch eine korrekte Akteptanzkorrektur gewährleistet ist.
Als Helizität λ einer Resonanz wird die Projektion des Drehimpulses $\vec{J}$ auf die Flugrichtung $\hat{e}_p$ bezeichnet. Hierbei wird die Flugrichtung (also $\hat{e}_p$) als Quantisierungsachse verwendet. Da L senkrecht zur Flugrichtung des Teilchens steht, hängt die Helizität einzig vom Spin des Teilchens S ab. Es gilt also

$$\lambda = \vec{J} \cdot \hat{e}_p = \underbrace{\vec{L} \cdot \hat{e}_p}_{=0} + \vec{S} \cdot \hat{e}_p = m_S$$

mit $-|\vec{s}| \leq m_S \leq |\vec{s}|$.
Die Töchterteilchen B und C der Resonanz A tragen den Impuls von A aus Gründen der Impulserhaltung weiter. Im *Schwerpunktsystem* der Resonanz A zerfallen die beiden Töchter B und C hingegen mit genau entgegengesetzten Impulsen. Die Winkelverteilung der Winkel θ und ϕ zwischen der Flugrichtung von Resonanz A und einer ihrer Töchter B oder C ist dann abhängig von den Quantenzahlen der Mutterresonanz A.
Die Zerfallshelizitätsamplitude ist gegeben durch

$$A^{JM}_{\lambda_B\lambda_C} = N_J \cdot f^J_{\lambda_B\lambda_C} \cdot D^{J*}_{M\lambda} \qquad \text{mit } \lambda = \lambda_B - \lambda_C$$

Dabei ist N_J ein Normierungsfaktor, der nur vom Gesamtdrehimpuls J abhängt:

$$N_J = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}}$$

Die Amplitude wird durch die Funktion $f^J_{\lambda_B\lambda_C}$ beschrieben, während die Winkelverteilung des Zerfalls über die im Folgenden beschriebene Wigner-D-Funktion berechnet wird.
Um ein Koordinatensystem in ein anderes Koordinatensystem zu überführen (um die z-Achse parallel zur Flugrichtung der Resonanz auszurichten), sind zwei Drehungen um zwei der drei

Eulerwinkel notwendig. Während eine Rotation um ϕ das Koordinatensystem 1 um die z-Achse rotiert und so die x- und y-Achsen von x_1 und y_1 in x_2 und y_2 überführt, sorgt eine anschließende Rotation um die neue y-Achse y_2 um den Winkel θ für eine Änderung der x- und z-Achsen von x_2 und $z_1 = z_2$ in x_3 und z_3. Eine weitere Rotation um den dritten Eulerwinkel ψ um die neue z-Achse z_3 ändert nicht die zur Flugrichtung der Resonanz parallele Ausrichtung und spielt daher keine Rolle. $\psi = 0$ ist daher eine gültige Wahl. Diese Drehung kann auch als

$$R(\theta,\phi,0) = R_{y_2}(\theta)\,R_{z_1}(\phi) = e^{i\theta J_y} \cdot e^{i\phi J_z}$$

notiert werden. In Schreibweise unter Verwendung der d-Funktionen kann die Drehung dann in einen ϕ- und einen θ-abhängigen Teil aufgetrennt werden:

$$R(\theta,\phi,0) = D^J_{M\,\lambda}(\theta,\phi,0) = e^{i\lambda\phi} \cdot d^J_{M\,\lambda}(\theta) \quad .$$

Die Funktionen $d^J_{M\,\lambda}(\theta)$ sind in [2] notiert. Als Beispiele seien die Winkelverteilungen von Resonanzen mit $J \in \{0, 1, 2\}$ in zwei Tochterteilchen mit $J = 0$ gegeben:

$$\begin{aligned} d^0_{0,0} &= 1 \\ d^1_{0,0} &= \cos\theta \\ d^2_{0,0} &= \left(\frac{3}{2}\cos^2\theta - \frac{1}{2}\right) \end{aligned}$$

Nach der Beschreibung des Wirkungsquerschnitts im Helizitätssystem werden die Amplituden nach L und S entwickelt und somit in das kanonische System mit den Amplituden a^J_{LS} überführt:

$$N_J \cdot f^J_{\lambda_B\,\lambda_C} = \sum_{L,S} \sqrt{2L+1}\,(L\;0\;S\;\;\lambda\,|\,J\;\lambda)\;(s\;\lambda_B\;t\;(-\lambda_C)\,|\,S\;\;\lambda)\,a^J_{LS}$$

Über die Blatt-Weisskopf-Barrier-Faktoren (siehe Abschnitt 3.2.1), die die Kenntnis des Bahndrehimpulses L der zerfallenden Resonanz voraussetzen, kann die Dynamik einer Resonanz realistisch beschrieben werden. Zudem kann mittels L die Paritätserhaltung sichergestellt werden, die allein durch den Helizitätsformalismus nicht gegeben wäre.

3.2.1 Die Breit-Wigner-Parametrisierung

Der dynamische Anteil einer Resonanz wird in der Regel über eine relativistische Breit-Wigner-Funktion beschrieben. Die Funktionsvorschrift für die Beschreibung einer Resonanz mit Nominalmasse m_0, Nominalbreite Γ_0 und Nominalzerfallsimpuls q_0 lautet:

$$BW(m) = \frac{B_L(q)}{B_L(q_0)} \cdot \frac{m_0 \cdot \Gamma_0}{m_0^2 - m^2 - i m_0 \Gamma_L(q)} \quad ,$$

wobei $\Gamma_L(q)$ definiert ist als

$$\Gamma_L(q) = \Gamma_0 \cdot \frac{m_0}{m}\,\frac{q}{q_0}\,\frac{B_L^2(q)}{B_L^2(q_0)} \quad .$$

Die Linienform eines invarianten Massenspektrums ist abhängig vom Bahndrehimpuls des Zerfalls. Diese Abhängigkeit wird durch die Blatt-Weisskopf-Barrier-Faktoren B_L beschrieben. Dies ist notwendig, da langsame Tochterteilchen mit einem Stoßparameter in der Größenordnung eines Meson-Radius (≈ 1 fm) Schwierigkeiten haben können, den Drehimpuls der Mutterresonanz zu erhalten [30]. Es wird daher auch von der Zentrifugalbarriere gesprochen. Durch Verwendung der Blatt-Weisskopf-Barrier-Faktoren wird dieser vom Bahndrehimpuls L abhängige Effekt berücksichtigt. Die Blatt-Weisskopf-Barrier-Faktoren sind definiert als

$$\begin{aligned} B_0(q) &= 1 \\ B_1(q) &= \sqrt{\frac{2z}{1+z}} \\ B_2(q) &= \sqrt{\frac{13z^2}{(z-3)^2+9z}} \\ B_3(q) &= \sqrt{\frac{277z^3}{z(z-15)^2+9(2z-5)^2}} \end{aligned}$$

Dabei ist $z = (qR)^2$, wobei q der Zweikörper-Zerfallsimpuls ist. R ist ein Skalenparameter, der die räumliche Ausdehnung der Mesonen beschreibt. Blatt-Weisskopf-Barrier-Faktoren für $L \geq 4$ werden hier nicht verwendet, da in diesem Zerfallskanal mit derart hohen Bahndrehimpulsen nicht zu rechnen ist.

3.2.2 Der Flatté-Formalismus

Für Resonanzen, deren Massen sich in der Nähe von Massenschwellen befinden, ist die Beschreibung mit der Breit-Wigner-Parametrisierung in der Regel unzureichend. Daher wird die Linienform der $f_0(980)$-Resonanz mit den beiden möglichen Zerfällen in $\pi^0\pi^0$ bzw. in K^+K^- mit dem Flatté-Formalismus beschrieben, da die K^+K^--Schwelle mit $m(K^+K^-) = m(K^+) + m(K^-) \approx 987{,}4\,\mathrm{MeV}/c^2$ innerhalb des Massenbereiches der $f_0(980)$-Resonanz mit $m_{f_0(980)} = (980 \pm 10)\,\mathrm{MeV}/c^2$ und einer Breite von $\Gamma_{f_0(980)} = (40 - 100)\,\mathrm{MeV}/c^2$ liegt [2]. Oberhalb von $m(K^+K^-)$ steht dem $f_0(980)$ ein weiterer Zerfallskanal in K^+K^- zur Verfügung, während es (bei den hier betrachteten Endzustandsteilchen) unterhalb von $m(K^+K^-)$ nur in $\pi^0\pi^0$ zerfallen kann. Mathematisch lässt sich dies folgendermaßen formulieren [48]:

$$Fl_i(m) = \frac{m_0 \cdot \sqrt{\Gamma_{\pi\pi} + \Gamma_i}}{m_0^2 - m^2 - i m_0(\Gamma_{\pi\pi} + \Gamma_{KK})} \quad \text{, mit } i = \pi\pi \text{ oder } i = KK$$

mit den beiden Zerfallsbreiten $\Gamma_{\pi\pi}$ und Γ_{KK}, die aufgrund des Schwelleneffektes nicht identisch sind. Die Zerfallsbreiten Γ_i setzen sich aus den sogenannten $\overline{g}_i$-Faktoren und den komplexen Phasenraumfaktoren γ_i zusammen:

$$\Gamma_i = \overline{g}_i \cdot \gamma_i \quad .$$

Dabei gilt für den Zerfallskanal in die Tochterteilchen a und b:

$$\gamma_{ab} = \sqrt{\left(1 - \left(\frac{m_a + m_b}{m}\right)^2\right) \cdot \left(1 - \left(\frac{m_a - m_b}{m}\right)^2\right)} \cdot \frac{m}{2}$$

Die Linienform des $f_0(980)$ in beiden verschiedenen Zerfallskanälen ist exemplarisch in Abbildung 3.2 dargestellt.

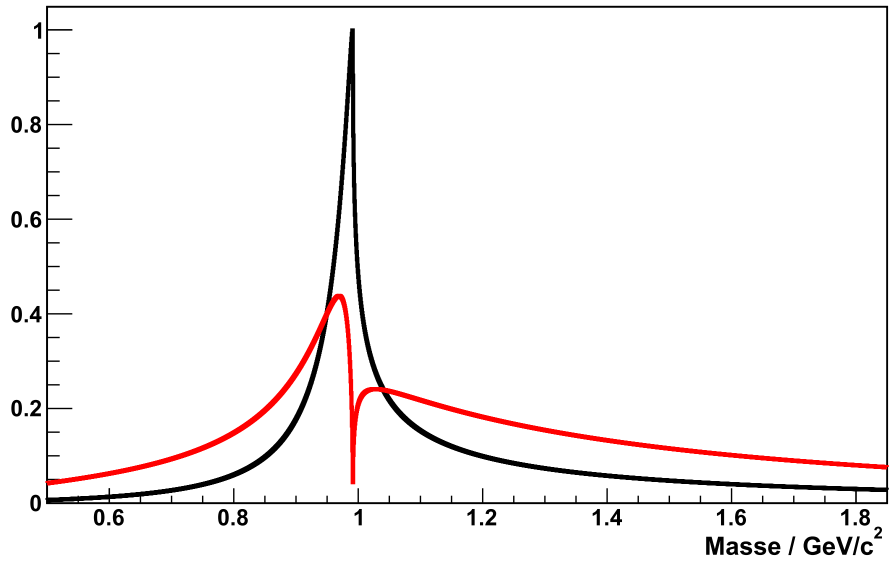


Abb. 3.2: *Linienform der Flatté-Parametrisierung für den Zerfall des* $f_0(980)$ *in* $\pi^0\pi^0$ *(schwarz) und in* K^+K^- *(rot). Die Linienform für den Zerfall in* K^+K^- *hat unterhalb der* $f_0(980)$*-Masse keine physikalische Bedeutung.*

3.3 Die Software PAWIAN

Für die in dieser Arbeit durchgeführte Partialwellenanalyse wurde das in Bochum entwickelte Software-Paket PAWIAN (PArtial Wave Interactive ANalysis) verwendet, welches die Analyse der später von $\overline{\text{P}}$ANDA gemessenen Daten ermöglichen soll. Neben Daten von Crystal Barrel ist auch die Analyse von BESIII-Daten Gegenstand aktueller Untersuchungen mit PAWIAN .

Der Programmcode von PAWIAN basiert auf C++ und verwendet zusätzlich die Bibliotheken HEPMC, GENEVA, QFT++, MINUIT2 sowie die BOOST-Library. PAWIAN beinhaltet grundlegende Mathematik-Tools, Parser für Setup-Dateien, einen thread-sicheren Error-Logger sowie einen Event-Reader, mit dem die Ereignisse aus den Datensätzen eingelesen werden können. Zudem kann mit PAWIAN ein Monte-Carlo-Datensatz auf Basis der PWA-Ergebnisse erstellt werden, indem phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse mit der in der PWA ermittelten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion gefiltert werden. Dieses Werkzeug findet auch Anwendung bei der Beurteilung der Ergebnisqualität in Kapitel 3.7 sowie bei der Bestimmung der Effizienz in Kapitel 3.9.3.

PAWIAN unterstützt alle üblichen Formalismen wie den Helizitätsformalismus und den kanonischen Formalismus, die in der hier vorgestellten Analyse Anwendung finden, aber auch den kovarianten Tensor-Formalismus. Die zur Anpassung an die Daten verwendete Methode, die Maximum-Likelihood-Methode, wird im Folgenden kurz vorgestellt.

3.4 Die Maximum-Likelihood-Methode

Für die Anpassung der Fit-Parameter an die Daten wird in PAWIAN die Maximum-Likelihood-Methode verwendet [49].

Jedes der n_{Daten} gemessenen Ereignisse ist einem wohldefinierten Ort x_i im Phasenraum zuzuordnen. Die Wahrscheinlichkeit, das Ereignis am Ort x_i vorzufinden, sei p_i. Dann gilt für n_{Daten} Ereignisse, dass die Wahrscheinlichkeit P, die n_{Daten} Ereignisse am jeweiligen Ort im Phasenraum anzutreffen, gegeben ist durch das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten p_i, multipliziert mit dem Vorfaktor $(n_{\text{Daten}})!$, da die Reihenfolge der Ereignisse irrelevant ist. Die Wahrscheinlichkeit am Ort x_i des Phasenraums ist proportional zur Intensitätsverteilung $|f(x_i;\vec{\phi})|^2$, wobei f die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist. Ziel ist die Beschreibung der Daten durch $f(x;\vec{\phi})$ und damit die Bestimmung der Parameter $\vec{\phi}$. Dann ist die Likelihood definiert durch

$$\mathcal{L} = (n_{\text{Daten}})! \prod_{i=1}^{n_{\text{Daten}}} \frac{|f(x_i;\vec{\phi})|^2\,\varepsilon(x_i)}{\int |f(x_i;\vec{\phi})|^2\,\varepsilon(x_i)\,dx}$$

Das Integral

$$\Theta = \int |f(x_i;\vec{\phi})|^2\,\varepsilon(x_i)\,dx$$

im Nenner der Funktion deckt den gesamten Phasenraum ab und sorgt für die Normierung. Dabei ist das Integral nicht analytisch bestimmbar, sondern wird numerisch durch die Summe über die Gewichte von n_{MC} Monte-Carlo-Ereignissen beschrieben. Da sowohl die realen Daten als auch der Monte-Carlo-Datensatz dieselben Selektionskriterien der Analyse passiert haben, ist die Effizienz $\varepsilon(x_i)$ am Ort x_i im Phasenraum für beide Datensätze identisch und wird somit automatisch berücksichtigt. Damit wird das Phasenraumintegral zu

$$\Theta = \frac{n_{\text{Daten}}}{n_{\text{MC}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{MC}}} |f_{\text{MC}}(x_j;\vec{\phi})|^2 \quad ,$$

wobei jedes Monte-Carlo-Ereignis im Durchschnitt das Gewicht 1 erhält.

Eine Schwierigkeit bei der Berechnung des Produktes ist, dass das Produkt derart vieler Wahrscheinlichkeiten sehr nahe bei Null liegen kann. Diese Problematik kann umgangen werden, indem nicht $\mathcal{L}$, sondern der natürliche Logarithmus von $\mathcal{L}$, also $\ln\mathcal{L}$, maximiert wird. Zudem wird die Anpassung mit der MINUIT2-Bibliothek durchgeführt; da der Minimierer MIGRAD ein Minimum und kein Maximum sucht, wird der Ausdruck $-\ln\mathcal{L}$ numerisch minimiert.

Werden alle konstanten Beiträge verworfen, da sie die Position des Minimums nicht beeinflussen, ergibt sich $\mathcal{L}$ zu:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{n_{\text{Daten}}} \left(\frac{|f_{\text{Daten}}(x_i;\vec{\phi})|^2}{\sum_{j=1}^{n_{\text{MC}}} |f_{\text{MC}}(x_j;\vec{\phi})|^2} \right)$$

Daher wird der Ausdruck $-\ln\,\mathcal{L}$ zu

$$-\ln\,\mathcal{L} = -\sum_{i=1}^{n_{\text{Daten}}} \ln |f_{\text{Daten}}(x_i;\vec{\phi})|^2 + n_{\text{Daten}} \cdot \ln \sum_{j=1}^{n_{\text{MC}}} |f_{\text{MC}}(x_j;\vec{\phi})|^2 \quad . \tag{3.1}$$

PAWIAN minimiert den Ausdruck

$$f = \frac{n_{\text{Daten}}}{2} \cdot \left(\frac{\sum_{j=1}^{n_{\text{MC}}} |f_{\text{MC}}(x_j;\vec{\phi})|^2}{n_{\text{MC}}} - 1 \right)^2 \underbrace{- \sum_{i=1}^{n_{\text{Daten}}} \ln |f_{\text{Daten}}(x_i;\vec{\phi})|^2 + n_{\text{Daten}} \cdot \ln \sum_{j=1}^{n_{\text{MC}}} |f_{\text{MC}}(x_j;\vec{\phi})|^2}_{-\ln \mathcal{L}}$$

Hierbei entsprechen die beiden letzten Summanden exakt Gleichung 3.1. Die einzige Ergänzung ist der erste Summand, der im Falle einer Konvergenz verschwindet, da dann das Integral über den gesamten Phasenraum der phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignisse der Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse entspricht.
In vielen Fällen ist es sehr schwierig, diesen Ausdruck partiell nach $\vec{\phi}$ abzuleiten und so analytisch das Minimum zu bestimmen. Der Gradient wird deshalb mittels des Gradientenabstiegsverfahrens numerisch ermittelt, indem die Parameter $\vec{\phi}$ variiert werden und die Änderung von $-\ln \mathcal{L}$ betrachtet wird.

3.5 Methode zur Signifikanzprüfung einzelner Beiträge

Um zu überprüfen, mit welcher Signifikanz einzelne Hypothesen zur gesamten Anpassung beitragen, wird die Signifikanz in Einheiten von σ berechnet. Dabei hilft das Wilksche Theorem: die Anpassung mit dem vollständigen Parametersatz $\hat{\phi}$ liefert eine bestimmte Likelihood $\mathcal{L}_{\text{comp}}$. Wird nun eine Hypothese entfernt, so entfallen m Parameter (typischerweise nur Amplitude und Phase des Zerfalls, eventuell auch Masse und Breite einer Resonanz) und es ergibt sich eine verminderte Likelihood $\mathcal{L}_{\text{red}}$. Diese ist naturgemäß kleiner als $\mathcal{L}_{\text{best}}$, da die Daten mit mehr freien Parametern besser angepasst werden können. Es gilt also

$$0 \quad \leq \quad \Lambda = \frac{\mathcal{L}(\phi)}{\mathcal{L}(\hat{\phi})} = \frac{\mathcal{L}_{\text{red}}}{\mathcal{L}_{\text{comp}}} \quad \leq \quad 1$$

Unter der Annahme, dass die Likelihood $\mathcal{L}$ normalverteilt ist (hier wird zunächst der eindimensionale Fall betrachtet), gilt bei großen Stichproben mit ebenfalls normalverteilten Zufallsvariablen x:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &\sim \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\cdot\sigma^2}\right) \\ &\sim \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right) \qquad \text{mit}\, \chi = \frac{\mathrm{x}-\mathrm{x}_0}{\sigma} \end{aligned}$$

und somit

$$-\ln \mathcal{L} \quad \sim \quad \frac{\chi^2}{2} \quad .$$

Dies bedeutet, dass die statistische Größe $-\ln \mathcal{L}$ und damit auch

$$\mathcal{LR} = -2 \cdot \ln \Lambda = -2 \cdot [\ln \mathcal{L}(\phi) - \ln \mathcal{L}(\hat{\phi})] \sim \chi^2$$

näherungsweise einer χ^2-Statistik mit m Freiheitsgraden folgt. Je größer $\mathcal{LR}$, desto größer ist auch die Signifikanz σ der deaktivierten Hypothese.

Die Wahrscheinlichkeit, dass der wahre Wert von $\mathcal{L}$ aus statistischen Gründen *außerhalb* des Konfidenzintervalls mit der Breite $\pm\delta = \pm n \cdot \sigma$ liegt, ist

$$\begin{aligned} p &= 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{x_0-\delta}^{x_0+\delta} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right) dx \\ &= 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{x_0-\delta}^{x_0+\delta} \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right) dx \\ &= 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\delta}{\sqrt{2}\sigma}\right) \qquad . \end{aligned} \tag{3.2}$$

Zur Umrechnung in ein Konfidenzintervall $\pm\delta$ wird die zu Gleichung 3.2 komplementäre Funktion verwendet, die die inverse Funktion der kumulativen χ^2-Verteilungsfunktion ist.
In technischer Hinsicht werden zur Berechnung die ROOT-Implementierungen dieser Funktionen genutzt. p berechnet sich mit der in ROOT implementierten Funktion Prob$\left(\chi^2, n_{\text{dof}}\right)$, wobei für χ^2 der Ausdruck $\mathcal{LR}$ verwendet wird. Die Anzahl der Freiheitsgrade n_{dof} ergibt sich aus der schon oben genannten Differenz m der Parameterzahl in den Parametersätzen $\hat{\phi}$ und ϕ. Als inverse Funktion zur kumulativen χ^2-Verteilungsfunktion wird die Funktion chisquared_quantile_c() verwendet, deren Wurzel den Faktor $n = \delta/\sigma$ ermittelt (also die Anzahl der Standardabweichungen, die das Ergebnis mit weniger Hypothesen von dem Ergebnis mit der vollständigen Hypothese abweicht). Die zur Berechnung mittels ROOT verwendete Formel lautet also

$$n = \sqrt{\text{chisquared\_quantile\_c}(\text{Prob}(\mathcal{LR}, n_{\text{dof}}), 1)} \qquad .$$

Diese Verknüpfung einer Veränderung in der Likelihood mit einem Konfidenzniveau (in Einheiten von σ) ermöglicht eine Bestimmung der Signifikanz von Beiträgen bestimmter Hypothesen. Beiträge von $n < 4$ werden in dieser Arbeit als insignifikant erachtet. Ist $n \geq 4$, so gilt der Beitrag als signifikant.

3.6 Wahl der Hypothesen

Für die Partialwellenanalyse muss eine geeignete Auswahl an Hypothesen getroffen werden, die eine erste Basis zur Beschreibung der vorhandenen Zerfälle und eine Abschätzung der Resonanzmassen und -breiten darstellen.
In Kapitel 2.7.1 konnten durch die Betrachtung von Spektren invarianter Massen Überhöhungen festgestellt werden, die auf mögliche Resonanzen zurückzuführen sind. Im zweidimensionalen Histogramm der invarianten Massen $K^\pm\pi^0$ und $K^\mp\pi^0$ (siehe Abbildung 2.17) gibt es deutliche Hinweise auf $K^*(892)^\pm$-Zerfälle. Zudem wurden in diesem Histogramm Überhöhungen gesehen, die vom Zerfall $\chi_{c0} \to K^*_J(\approx 1400)^\pm\, K^*_J(\approx 1400)^\mp$ stammen können. Es kann angenommen werden, dass diese Überhöhungen von den Zerfällen in $K^*_0(1430)^\pm\, K^*_0(1430)^\mp$, $K^*_0(1430)^\pm\, K^*_2(1430)^\mp$ und $K^*_2(1430)^\pm\, K^*_2(1430)^\mp$ herrühren, so dass diese Zerfälle in einer ersten Hypothese enthalten sein sollten.
Die Überhöhung, die in Abbildung 2.18 bei etwa 1,3 - 1,5 GeV/c^2 in der $K^\pm\pi^0\pi^0$-Masse und im $K^*(892)^\pm$-Band in der $K^\pm\pi^0$-Masse sichtbar ist, wird als die bekannte Resonanz $K_1(1270)^\pm$ angenommen. Ihre Zerfälle $K_1(1270)^\pm \to K^*(892)^\pm\pi^0$ sowie $K_1(1270)^\pm \to K^*_0(1430)^\pm\pi^0$, welcher

nur aufgrund der großen Breite des $K_0^*(1430)^\pm$ möglich ist, werden in den Basis-Hypothesensatz aufgenommen.

Weitere starke Überhöhungen, die aus den Zerfällen $\chi_{c0} \to f_0(980)\,f_0(980)$ oder auch $\chi_{c0} \to f_0(980)\,f_0(1710)$ bestehen könnten, sind in Abbildung 2.20 sichtbar. Obwohl hier nur ein starker Beitrag mit $f_0(980) \to \pi^0\pi^0$ und $f_0(1710) \to K^+K^-$ sichtbar ist, wurde ebenfalls der umgekehrte Fall mit $f_0(980) \to K^+K^-$ und $f_0(1710) \to \pi^0\pi^0$ in den Basis-Hypothesensatz integriert. Die Überhöhung im $f_0(980) \to \pi^0\pi^0$-Band bei etwa 2,2 GeV/c^2 ist zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht identifizierbar und wird deshalb zunächst nicht als Hypothese aufgenommen.

Eine weitere Informationsquelle zur Erkennung der hauptsächlich beitragenden Hypothesen sind ähnliche Zerfallskanäle, die bereits untersucht worden sind. Von BESII wurde beispielsweise der Zerfall $\psi(2S) \to \gamma\chi_{c0} \to \gamma(K^+K^-\pi^+\pi^-)$ analysiert [50]. Wegen der Ähnlichkeit zu dem in dieser Arbeit untersuchten Zerfall (der einzige Unterschied sind die beiden geladenen anstatt neutralen Pionen) liefert diese Untersuchung erste Hinweise auf möglicherweise enthaltene Subresonanzen. Betrachtet man die Systeme K^+K^- und $\pi^+\pi^-$, so sind die Beiträge der Zerfälle in $f_0(980)\,f_0(980)$, $f_0(980)\,f_0(2200)$ und $f_0(1370)\,f_0(1710)$ signifikant. Für die beiden ersten Zerfälle gibt es ebenfalls Hinweise in den Spektren invarianter Massen in Kapitel 2.7. Der dritte Zerfall hingegen ist nicht direkt erkennbar.

Ebenfalls wurden in [50] Kaon-Resonanzen gemessen, die in die Systeme $K^\pm\pi^\mp$ und $K^\mp\pi^\pm$ zerfallen: $K^*(892)^0\,\overline{K}^*(892)^0$, $K_0^*(1430)^0\,\overline{K}_0^*(1430)^0$ sowie $K_0^*(1430)^0\,\overline{K}_2^*(1430)^0$. Auch diese Resonanzkandidaten konnten, allerdings in ihren geladenen Varianten, in dieser Arbeit beobachtet werden.

Die Beobachtung des Zerfalls in $K_1(1270)^\pm K^\mp$ in [50] stimmt mit dem in dieser Arbeit beobachteten Zerfall einer strangehaltigen Resonanz bei etwa 1,3 - 1,5 GeV/c^2 in $K^*(892)^\pm\pi^0$ überein (siehe Abbildung 2.18).

Einige der hier besprochenen Zerfälle wurden in den Hypothesensatz aufgenommen und dienen als Basis für eine erste Anpassung durch die PWA. Zusätzlich zu den hier genannten Resonanzhypothesen wird der Phasenraum beschrieben, um so mögliche nicht-resonante Zerfälle sowie Untergrund anzupassen.

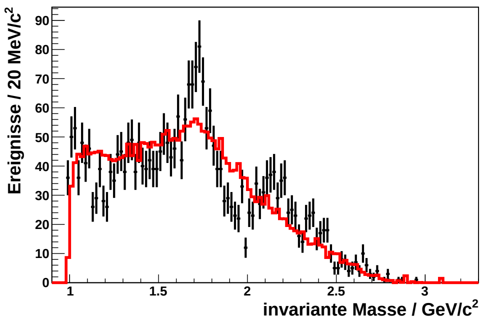
3.6.1 Der Basis-Hypothesensatz

Aufbauend auf den Ergebnissen aus Kapitel 2 sowie aus den Überlegungen des obigen Abschnittes werden die vermuteten Hauptbeiträge als erste Basis verwendet. Die logarithmische Likelihood $\ln\mathcal{L}$ beträgt für diese Hypothese $\ln\mathcal{L} = 631$. Der Hypothesensatz ist in Tabelle 3.1 dargestellt.

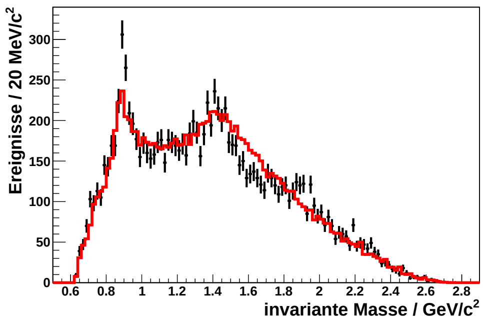
Abbildung 3.3 zeigt die Vergleiche verschiedener invarianter Massen aus den Daten (schwarz, mit Fehlerbalken) und durch die PWA gewichtete Monte-Carlo-Ereignisse (rot). Deutliche Diskrepanzen zwischen beiden Histogrammen und damit zwischen dem Basis-Hypothesensatz und den Daten sind erkennbar. So wird die Überhöhung im K^+K^--Spektrum bei einer Masse von etwa 1,7 GeV/c^2 viel zu breit angepasst, und die Erhöhung im Bereich von 2,1 - 2,2 GeV/c^2 in K^+K^- bleibt unberücksichtigt (siehe Abbildung 3.3(a)). Diese Überhöhung wird offenbar nicht durch Reflexionen der bereits implementierten Resonanzen verursacht, sondern scheint in der Tat physikalischen Ursprungs zu sein.

Tab. 3.1: *Basis-Hypothese: χ_{c0} zerfällt in die Subresonanzen X und Y*

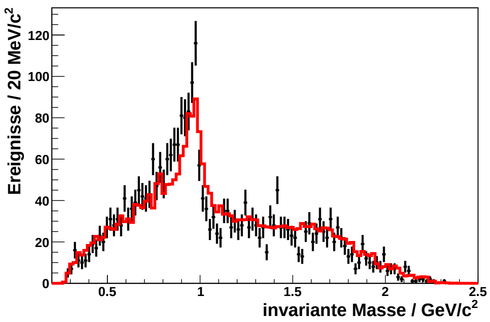
X	**Y**
$K^*(892)^{\pm} \to K^{\pm}\pi^0$	$K^*(892)^{\mp} \to K^{\mp}\pi^0$
$K_0^*(1430)^{\pm} \to K^{\pm}\pi^0$	$K_0^*(1430)^{\mp} \to K^{\mp}\pi^0$
$K_2^*(1430)^{\pm} \to K^{\pm}\pi^0$	$K_2^*(1430)^{\mp} \to K^{\mp}\pi^0$
$K_0^*(1430)^{\pm} \to K^{\pm}\pi^0$	$K_2^*(1430)^{\mp} \to K^{\mp}\pi^0$
$K_1(1270)^{\pm} \to K^*(892)^{\pm}\pi^0$	$K^{\mp}$
$K_1(1270)^{\pm} \to K_0^*(1430)^{\pm}\pi^0$	$K^{\mp}$
$f_0(980) \to \pi^0\pi^0$	$f_0(980) \to K^+K^-$
$f_0(980) \to \pi^0\pi^0$	$f_0(1710) \to K^+K^-$
$f_0(980) \to K^+K^-$	$f_0(1710) \to \pi^0\pi^0$



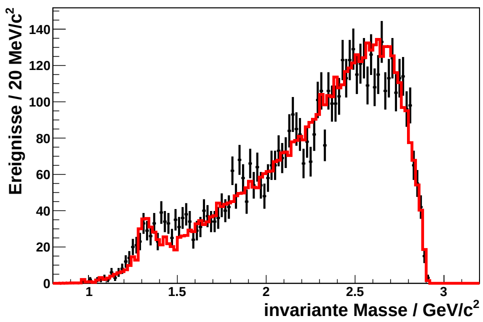
(a) K^+K^-



(b) $K^{\pm}\pi^0$



(c) $\pi^0\pi^0$



(d) $K^{\pm}\pi^0\pi^0$

Abb. 3.3: *Vergleich der invarianten Massen aus rekonstruierten Daten (schwarz mit Fehlerbalken) und durch die PWA gewichtete Monte-Carlo-Ereignisse (rot) nach der Basis-Hypothese. a) K^+K^-; b) $K^{\pm}\pi^0$, c) $\pi^0\pi^0$ und d) $K^{\pm}\pi^0\pi^0$*

Im $K^{\pm}\pi^0$-Massenspektrum ist zu erkennen, dass die Anhäufung bei 0,9 GeV/c^2 noch nicht ausreichend beschrieben wird (Abbildung 3.3(b)). Ebenfalls wird die rechte Flanke der Erhöhung zwischen 1,4 - 1,6 GeV/c^2 schlecht angepasst, so dass hier davon auszugehen ist, dass weitere Resonanzen beitragen, die bislang in der Hypothese fehlen. Das Spektrum zeigt zudem eine Erhöhung bei 1,9 GeV/c^2, die durch die bisherigen Hypothesen ebenfalls nicht erfasst wird.

Abbildung 3.3(c) zeigt das $\pi^0\pi^0$-Massenspektrum; die Resonanz bei etwa 1,0 GeV/c^2, die als $f_0(980)$ angenommen wird, wird insgesamt schon recht gut beschrieben, allerdings werden die Daten zu niedrigeren Massen systematisch unterschätzt. Die Übereinstimmung bei größeren Massen ist im Rahmen der Fehler in Ordnung.
Die invariante Masse des $K^\pm\pi^0\pi^0$-Systems ist in Abbildung 3.3(d) dargestellt. Die prominente Überhöhung bei 1,4 GeV/c^2, die in dieser Hypothese durch ein $K_1(1270)^\pm$ beschrieben wird, wird deutlich zu schmal angepasst. Auch bei höheren Massen werden einige Überhöhungen in den Daten (beispielsweise bei 1,8 GeV/c^2) nicht gut beschrieben.
Es ist offensichtlich, dass die Hypothesen ergänzt werden müssen, um weitere Resonanzen und ihre Interaktionen zuzulassen.

3.6.2 Der beste Hypothesensatz

Um die im vorherigen Abschnitt offenbar gewordenen Defizite in der Anpassung der phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignisse an die Daten zu reduzieren, wurde eine Vielzahl von neuen Zerfallshypothesen hinzugefügt. Die vollständige Beschreibung der Physik ist bei diesem Zerfallskanal mit fünf Teilchen im Endzustand äußerst komplex und mit der hier vorhandenen Ereigniszahl kaum zu bewältigen. Deshalb ist zunächst das Ziel, einen Hypothesensatz zu finden, der die Daten hinreichend gut beschreiben kann. Anschließend wird versucht, die in diesem Hypothesensatz stärksten Beiträge zu identifizieren und deren Eigenschaften zu quantifizieren, da zumindest diese vermutlich die reale Physik widerspiegeln.
Zunächst wurde ein weiteres f_0 bei einer Masse von 2,2 GeV/c^2 in Kombination mit einem $f_0(980)$ eingebunden, welches die Überhöhung im invarianten Massenspektrum der K^+K^--Masse (Abbildung 3.3(a)) beschreiben soll. Da nicht klar ist, welche Resonanz in diesem Massenbereich tatsächlich beiträgt, wird diese Hypothese im Folgenden mit $\chi_{c0} \to f_0(980)\, f_0(\approx 2150)$ bezeichnet. Zudem wird der Zerfall $\chi_{c0} \to f_0(1710)\, f_0(\approx 2150)$ hinzugefügt, wobei die Summe der beiden Nominalmassen außerhalb des erreichbaren Phasenraumes liegt. Durch die natürlichen Breiten der Resonanzen kann mit den niedermassigen Flanken jedoch ein erreichbarer Phasenraumbereich beschrieben werden.
Das Hinzufügen von f_2-Resonanzen im Zusammenspiel mit f_0- oder anderen f_2-Resonanzen dient ebenfalls der besseren Beschreibung der $\pi^0\pi^0$- oder K^+K^--Systeme. So wurden die Zerfallshypothesen $\chi_{c0} \to f_0(980)\, f_2(1270)$, $\chi_{c0} \to f_0(980)\, f_2(\approx 1700)$, $\chi_{c0} \to f_0(980)\, f_2(1950)$, $\chi_{c0} \to f_0(980)\, f_2(2010)$ und $\chi_{c0} \to f_0(1710)\, f_2(\approx 1700)$ eingebunden, um den Zerfall eines χ_{c0} in eine f_0- und eine f_2-Resonanz mit Bahndrehimpuls $L = 2$ zu beschreiben.
Auch die Kombinationen von f_2-Resonanzen mit f_2-Resonanzen wurden eingebunden: $\chi_{c0} \to f_2(1270)\, f_2(1270)$ ($L \in \{0, 2, 4\}$), $\chi_{c0} \to f_2(1270)\, f_2(1950)$, $\chi_{c0} \to f_2(1270)\, f_2(2010)$ sowie $\chi_{c0} \to f_2(1950)\, f_2(1950)$. Wegen des geringen zur Verfügung stehenden Phasenraumes wurden die drei letztgenannten Hypothesen nur mit einem Bahndrehimpuls von $L = 0$ zugelassen, da nicht erwartet wird, dass genügend Phasenraum für höhere Bahndrehimpulse zur Verfügung steht.
In Abbildung 3.3(c) ist zu sehen, dass im unteren $\pi^0\pi^0$-Massenbereich die zum $f_0(980)$ ansteigende Flanke nur schlecht beschrieben wird. Dies ist auf das bisherige Fehlen einer Beschreibung für die S-Welle des $\pi^0\pi^0$-Systems zurückzuführen, die als σ bzw. laut PDG als $f_0(600)$ bezeichnet wird [2]. Das $f_0(600)$ wird zunächst in Kombination mit den f_0-Resonanzen

$f_0(980)$, $f_0(1710)$ und $f_0(\approx 2150)$, aber auch in Kombination mit f_2-Resonanzen eingebunden. So wurden die Zerfallshypothesen $\chi_{c0} \to f_0(600)\,f_2(\approx 1700)$, $\chi_{c0} \to f_0(600)\,f_2(1950)$, $\chi_{c0} \to f_0(600)\,f_2(2010)$ sowie $\chi_{c0} \to f_0(600)\,f_2(\approx 2300)$ hinzugefügt, wobei hier ein Drehimpuls von $L = 2$ notwendig ist.
Eine Übersicht der in der besten Hypothese zusätzlich ergänzten Zerfallshypothesen in f_J-Resonanzen wird in Tabelle 3.2 gegeben. Die Masse und Breite des $f_2(1950)$ wurden auf die Werte $m = 1{,}944\,\mathrm{GeV}/c^2$ und $\Gamma = 0{,}472\,\mathrm{GeV}/c^2$ fixiert [2].
Für alle f_J-Resonanzen (bis auf $f_0(600)$, da es sich hierbei um eine $\pi\pi$-S-Welle handelt) wurde sowohl ihr Zerfall nach K^+K^- als auch nach $\pi^0\pi^0$ eingebunden.

Tab. 3.2: *Beste Hypothese: zusätzliche Zerfallshypothesen mit f_J-Resonanzen. a) Zerfallshypothesen mit $f_0(600)$; b) Zerfallshypothesen mit f_0 und f_0/f_2; c) Zerfallshypothesen mit f_2 und f_2*

(a)

X	**Y**
$f_0(600)$	$f_0(980)$
$f_0(600)$	$f_0(1710)$
$f_0(600)$	$f_0(\approx 2150)$
$f_0(600)$	$f_2(\approx 1700)$
$f_0(600)$	$f_2(1950)$
$f_0(600)$	$f_2(2010)$
$f_0(600)$	$f_2(\approx 2300)$

(b)

X	**Y**
$f_0(980)$	$f_0(\approx 2150)$
$f_0(980)$	$f_2(1270)$
$f_0(980)$	$f_2(\approx 1700)$
$f_0(980)$	$f_2(1950)$
$f_0(980)$	$f_2(2010)$
$f_0(980)$	$f_2(\approx 2300)$
$f_0(1710)$	$f_0(\approx 2150)$
$f_0(1710)$	$f_2(\approx 1700)$

(c)

X	**Y**
$f_2(1270)$	$f_2(1270)$
$f_2(1270)$	$f_2(1950)$
$f_2(1270)$	$f_2(2010)$
$f_2(1950)$	$f_2(1950)$

Es wurden sämtliche K^*-Resonanzen, die im PDG aufgeführt sind, getestet und in den Hypothesensatz aufgenommen, falls sie zu einer möglichen signifikanten Verbesserung führten. Ebenfalls wurden einige Zerfälle in $\kappa^\pm X^\mp$ hinzugefügt. Die zur Basishypothese zusätzlichen Zerfallshypothesen sind in Tabelle 3.3 aufgeführt.

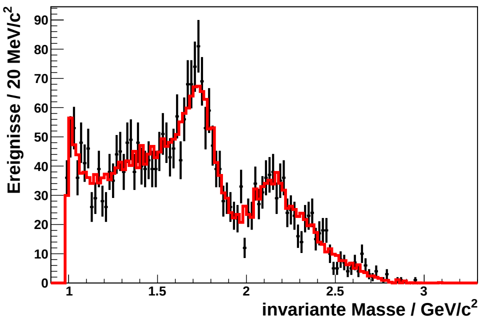
Tab. 3.3: *Beste Hypothese: zusätzliche Zerfallshypothesen mit $\kappa^\pm$- oder $K^{*\pm}$-Resonanzen*

X	**Y**
$\kappa^\pm$	$\kappa^\mp$
$\kappa^\pm$	$K^*(892)^\mp$
$\kappa^\pm$	$K_0^*(1430)^\mp$
$K^*(892)^\pm$	$K_2^*(1430)^\mp$
$K^*(892)^\pm$	$K^*(1410)^\mp$
$K^*(892)^\pm$	$K^*(1680)^\mp$
$K^*(1410)^\pm$	$K^*(1410)^\mp$
$K_0^*(1430)^\pm$	$K_0^*(1950)^\mp$

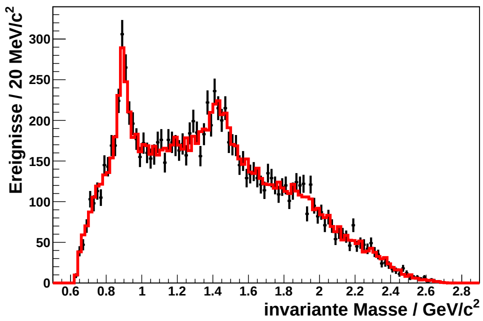
Die Masse bzw. Breite des $K^*(1680)^\pm$ wurde hierbei auf die Werte $m = 1{,}717\,\mathrm{GeV}/c^2$ und $\Gamma = 0{,}322\,\mathrm{GeV}/c^2$ fixiert [2].
Im $K^\pm\pi^0\pi^0$-Spektrum fielen weitere Überhöhungen auf, die Resonanzen aus dem Zerfall $\chi_{c0} \to$

$K_X^{\pm}K^{\mp}$ sein könnten. Daher wurden die Zerfälle $\chi_{c0} \to K_0(1460)^{\pm} K^{\mp}$ (mit den sequentiellen Zerfällen $K_0(1460)^{\pm} \to K^*(892)^{\pm}\pi^0$ und $K_0(1460)^{\pm} \to K_0^*(1430)^{\pm}\pi^0$), $\chi_{c0} \to K_1(1650)^{\pm} K^{\mp}$ (mit $K_1(1650)^{\pm} \to K^*(892)^{\pm}\pi^0$ und $K_1(1650)^{\pm} \to K_0^*(1430)^{\pm}\pi^0$) sowie $\chi_{c0} \to K_0(1830)^{\pm} K^{\mp}$ (mit $K_0(1830)^{\pm} \to K^*(892)^{\pm}\pi^0$ und $K_0(1830)^{\pm} \to K_0^*(1430)^{\pm}\pi^0$ hinzugefügt, wobei die Masse und Breite des $K_0(1830)^{\pm}$ auf die Werte $m = 1{,}83\,\mathrm{GeV}/c^2$ und $\Gamma = 0{,}25\,\mathrm{GeV}/c^2$ fixiert wurden. Zusätzlich wurde der Zerfallskanal $K_0(1460)^{\pm} \to f_0(600)\,K^{\pm}$ eingebunden.
Im zweidimensionalen Histogramm der invarianten Massen $K^+K^-\pi^0$ gegen $K^{\pm}\pi^0$ sowie gegen K^+K^- (siehe Abbildungen 2.21 und 2.22) konnten Überhöhungen bei den Massen 1,8 GeV/c^2 sowie 2,4 GeV/c^2 ausgemacht werden. Ebenfalls wurden bei noch höheren Massen (etwa 3 GeV/c^2) Strukturen beobachtet. Diesen Beobachtungen wird durch das Einfügen neuer Zerfallshypothesen Rechnung getragen. Da das $K^+K^-\pi^0$-System gemeinsam mit dem zweiten π^0 erzeugt wird, muss es sich aus Gründen der Isospin- und Paritätserhaltung um eine π-Resonanz handeln. Drei Kandidaten, das $\pi(1800)$, das $\pi_2(2285)$ sowie das $\pi(3000)$ wurden hierfür vorgesehen. Die Zerfallshypothesen lauten $\chi_{c0} \to \pi(1800)\,\pi^0$ (mit $\pi(1800) \to \kappa^{\pm}\,K^*(892)^{\mp}$ und $\pi(1800) \to f_0(980)\,\pi^0$), $\chi_{c0} \to \pi_2(2285)\,\pi^0$ (mit $\pi_2(2285) \to K^*(892)^{\pm}\,K^{\mp}$ und $\pi_2(2285) \to K_2^*(1430)^{\pm}\,K^{\mp}$ mit $L \in \{0, 2, 4\}$) sowie $\chi_{c0} \to \pi(3000)\,\pi^0$ (mit $\pi(3000) \to K^*(892)^{\pm}\,K^{\mp}$ und $\pi(3000) \to K_0^*(1950)^{\pm}\,K^{\mp}$).
Zudem wurde in Abbildung 2.19 in der invarianten Masse des $K^{\pm}\pi^0\pi^0$-Systems eine Überhöhung bei 2,4 GeV/c^2 beobachtet, die mit $f_0(980)$ und, schwächer, mit $f_0(1710)$ assoziiert sein könnte, wobei die f-Resonanzen in $\pi^0\pi^0$ zerfallen. Daher wurde eine Resonanz mit Strangeness $S = 1$ eingebaut, die in dieser Arbeit als $K_1(2400)$ bezeichnet wird. Entsprechend obiger Beobachtungen wurde die Zerfallshypothese $\chi_{c0} \to K_1(2400)^{\pm}\,K^{\mp}$ (mit $K_1(2400)^{\pm} \to f_0(980)\,K^{\pm}$ und $K_1(2400)^{\pm} \to f_0(1710)\,K^{\pm}$) hinzugefügt.
Bevor in Kapitel 3.7 mit der Mixed-Sample-Methode überprüft wird, ob die Daten durch die beste Hypothese in der Tat gut beschrieben werden, kann anhand der Vergleiche der Spektren invarianter Massen aus Abbildung 3.4 mit den Spektren der Basis-Hypothese (Abbildung 3.3) eine erste Beurteilung stattfinden.
In Abbildung 3.4(a) fällt sofort auf, dass das K^+K^--Spektrum deutlich besser angepasst wird. Die Überhöhung direkt an der Schwelle, die dem $f_0(980)$ zugerechnet wird, wird, anders als bei der Basis-Hypothese, gut beschrieben. Auch das $f_0(1710)$ wird jetzt gut wiedergegeben. Die Überhöhung im Massenbereich über 2 GeV/c^2 wird ebenfalls sehr gut beschrieben. Ein Kritikpunkt im K^+K^--Spektrum ist die nicht optimale Beschreibung des Bereichs zwischen 1,1 und 1,6 GeV/c^2. Möglicherweise sind auch hier weitere Resonanzen enthalten, die in der Partialwellenanalyse nicht implementiert waren. Es bleibt aber festzuhalten, dass die Beschreibung dieses Bereichs im Rahmen der Fehler dennoch gut passt.
Deutliche Verbesserungen sind auch im $K^{\pm}\pi^0$-Spektrum (Abbildung 3.4(b)) zu verzeichnen. Die $K^*(892)^{\pm}$-Resonanz wird, wie auch die Überhöhung bei 1,4 GeV/c^2, sehr gut beschrieben. Die schwache Überhöhung bei 1,8 - 1,9 GeV/c^2 wird ebenfalls besser angepasst als mit der Basis-Hypothese (siehe Abbildung 3.3(b)).
Im $\pi^0\pi^0$-Spektrum (Abbildung 3.4(c)) wird sowohl die nieder- als auch die hochmassige Flanke der $f_0(980)$-Resonanz gut angepasst; bei etwa 1,25 GeV/c^2 wird die leichte Überhöhung in Daten durch die gewichteten Monte-Carlo-Ereignisse gut wiedergegeben; es handelt sich hierbei um die $f_2(1270)$-Resonanz. Auch höhere Massen werden augenscheinlich gut beschrieben.
Vergleicht man die $K^{\pm}\pi^0\pi^0$-Masse aus der besten Hypothese (Abbildung 3.4(d)) mit dem kor-

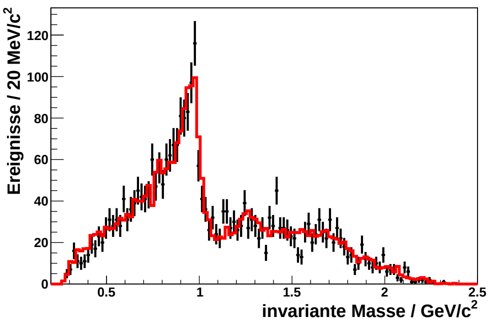
respondierenden Spektrum der Basis-Hypothese (Abbildung 3.3(d)), so fällt auf, dass die Überhöhung bei 1,3 - 1,4 GeV/c^2 besser beschrieben wird. Auch bei 1,8 GeV/c^2 werden die Daten besser angepasst.



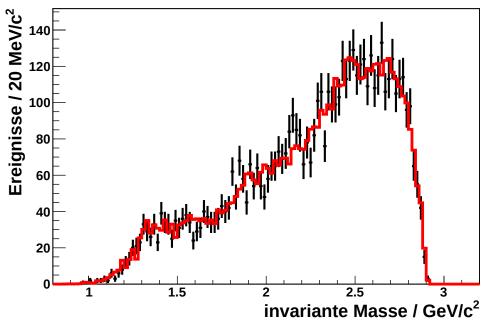
(a) K^+K^-



(b) $K^\pm\pi^0$



(c) $\pi^0\pi^0$



(d) $K^\pm\pi^0\pi^0$

Abb. 3.4: *Vergleich der invarianten Massen aus rekonstruierten Daten (schwarz mit Fehlerbalken) und durch die PWA gewichtete Monte-Carlo-Ereignisse (rot) aus der besten Hypothese. a) K^+K^-; b) $K^\pm\pi^0$, c) $\pi^0\pi^0$ und d) $K^\pm\pi^0\pi^0$*

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Spektren invarianter Massen aus Abbildung 3.4 gut beschrieben werden. Inwiefern sich diese Vermutung bestätigen lässt, ist Teil der Untersuchungen im folgenden Abschnitt. Der beste Hypothesensatz nimmt aber nicht für sich in Anspruch, ausschließlich real existierende Physik zu beschreiben, sondern bezieht seine Qualität aus der Tatsache, dass er eine gute Anpassung der Daten liefert. Es wird sich aber zeigen (siehe Kapitel 3.9.1), dass Massen und Breiten der stark beitragenden Resonanzen sehr gut angepasst werden können. Dies bestätigt die Annahme, dass die stärksten Beiträge dieses Hypothesensatzes die Physik widerspiegeln.

3.7 Beurteilung der Ergebnisqualität

Im Anschluss an die erfolgte Anpassung der phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignisse an die realen Daten muss überprüft werden, inwieweit die aus der PWA erzielten Ergebnisse die realen Daten beschreiben können. Im Gegensatz zur χ^2-Minimierung liefert die ereignisbasierte Maximum-Likelihood-Methode kein Urteil über die Güte der Anpassung an die Daten. Daher

muss ein Verfahren gefunden werden, das die Qualität der Anpassung beschreiben kann.
Eines der vertrauenswürdigsten Verfahren ist die Mixed-Sample-Methode, die aufgrund der Durchmischung zweier Datensätze beurteilt, ob die beiden Datensätze derselben Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (WDF) entstammen. Ergibt diese Prüfung, dass der reale Datensatz mit einem Datensatz, der allein auf den Ergebnissen der PWA basiert, im Rahmen der Fehler übereinstimmt, kann von einer gelungenen Anpassung der Daten durch die PWA gesprochen werden.

3.7.1 Grundlagen der Mixed-Sample-Methode

Die Mixed-Sample-Methode ist ein Verfahren, mit dem überprüft werden kann, ob zwei Datensätze durch dieselbe WDF beschrieben werden können. Der Vorteil dieser Methode ist, dass die WDF der beiden Verteilungen nicht bekannt sein müssen. Das Verfahren orientiert sich an der in [51] diskutierten Methode. Sie eignet sich besonders für große lokale Abweichungen zwischen Datensätzen, während geringfügige, aber dafür über einen großen Bereich verlaufende Abweichungen oft unentdeckt bleiben. Dies ist besonders für die hier betrachtete Analyse von Vorteil, da insbesondere Resonanzen mit geringer Breite wie zum Beispiel das $K^*(892)^\pm$ oder das $f_0(980)$ nur in einem kleinen Bereich des Phasenraums lokalisiert sind.
Sei $f(x)$ die WDF der gemessenen Daten und f_0 die aus der PWA ermittelte WDF, die die Daten möglichst präzise beschreiben soll. Ist $f(x) = f_0(x)$, so sind die Ereignisse der beiden Datensätze in einem multidimensionalen Raum homogen durchmischt.
Die beiden Datensätze sind also zum einen der für die PWA verwendete Datensatz aus realen Daten mit $n_{\text{data}} = 2874$ sowie ein Vergleichsdatensatz aus Monte-Carlo-Ereignissen, der die durch die PWA angepasste WDF wiedergibt. Der Vergleichsdatensatz aus Monte-Carlo-Ereignissen durchläuft dieselben Selektionsschritte wie die realen Daten.
Beide Datensätze werden zu einem gemeinsamen Datensatz zusammengefasst, wobei gekennzeichnet wird, welchem Datensatz das jeweilige Ereignis angehört. Danach werden für jedes Ereignis, ungeachtet seiner Herkunft, die n_k nächsten Nachbarn im Phasenraum bestimmt. Dafür ist es notwendig, eine Metrik aufzustellen, die den Abstand zwischen zwei Ereignissen definiert. Der Ort eines Ereignisses im Phasenraum ist durch Kenntnis des Anfangszustandes sowie der Vierervektoren aller Endzustandsteilchen vollständig bekannt. Da die Masse durch PID bekannt ist, verbleiben nur noch drei Freiheitsgrade pro Endzustandsteilchen. Zudem ist der Anfangszustand bekannt und die Masse des χ_{c0} wurde in der kinematischen Anpassung fixiert. Daher verbleiben bei $n = 5$ Endzustandsteilchen nur noch $M = 3n - 4 - 1 = 10$ Freiheitsgrade. Folglich muss zur Beschreibung eines Abstandes ein Satz von zehn voneinander unabhängigen Beobachtungsgrößen p_m gefunden werden. Zur Definition eines Abstandes werden folgende linear unabhängige Größen verwendet:

- $\cos(\theta)$ und ϕ des χ_{c0} im Laborsystem
- $\cos(\theta)$ und ϕ des $K^+\pi^0\pi^0$-Systems im Helizitätssystem des χ_{c0}
- $\cos(\theta)$ und ϕ des $\pi^0\pi^0$-Systems im Helizitätssystem des $K^+\pi^0\pi^0$
- $\cos(\theta)$ und ϕ eines π^0 im Helizitätssystem des $\pi^0\pi^0$
- die invariante Masse des $K^+\pi^0\pi^0$-Systems

- die invariante Masse des $\pi^0\pi^0$-Systems .

Exemplarisch ist ein Vergleich der zehn linear unabhängigen Größen zwischen den Daten und der besten Anpassung in Abbildung 3.5 dargestellt.

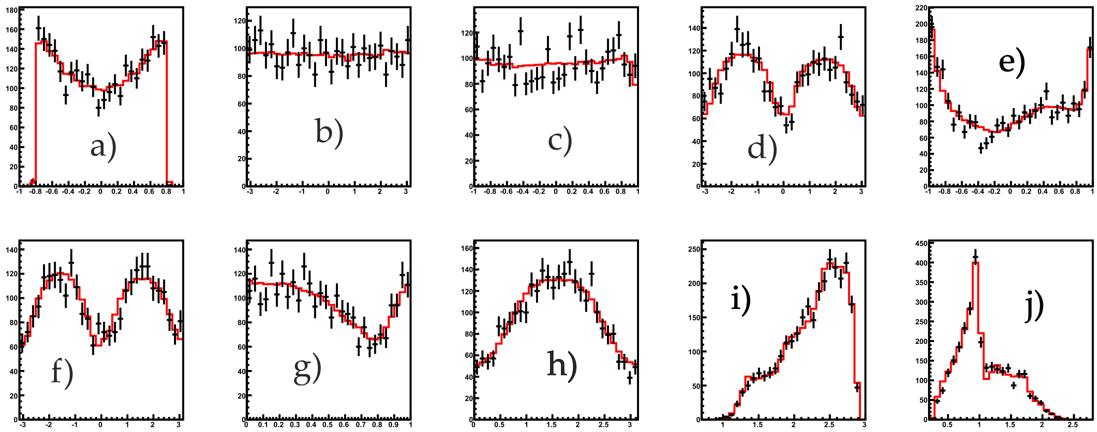


Abb. 3.5: *Vergleich der zehn linear unabhängigen Größen zwischen Daten (schwarz mit Fehlerbalken) und den Monte-Carlo-Ereignissen der besten Hypothese (rot). a) und b):* $\cos(\theta)$ *bzw.* ϕ *des* χ_{c0} *im Laborsystem; c) und d):* $\cos(\theta)$ *bzw.* ϕ *des* $K^+\pi^0\pi^0$*-Systems im Helizitätssystem des* χ_{c0}*; e) und f):* $\cos(\theta)$ *bzw.* ϕ *des* $\pi^0\pi^0$*-Systems im Helizitätssystem des* $K^+\pi^0\pi^0$*; g) und h):* $\cos(\theta)$ *bzw.* ϕ *eines* π^0 *im Helizitätssystem des* $\pi^0\pi^0$*; i) und j): die invariante Masse des* $K^+\pi^0\pi^0$*- bzw.* $\pi^0\pi^0$*-Systems*

Der Abstand $d_{i,j}$ zwischen zwei Ereignissen i und j in diesem zehndimensionalen Raum ist durch den normierten euklidischen Abstand gegeben:

$$d_{i,j} = \sqrt{\sum_{m=1}^{M} \left(\frac{p_{i,m} - p_{j,m}}{c_m} \right)^2}$$

Dabei sorgen die Normierungskonstanten c_m für eine gleichwertige Gewichtung der Abstände, indem c_m den insgesamt möglichen Wertebereich in der Dimension D_m angibt. Für $\cos(\theta)$ ist $c_m = 2$, für ϕ gilt $c_m = 2\pi$ und für invariante Massen nimmt c_m die Werte $m_{\max} - m_{\min}$ an.
Für jedes Ereignis wird überprüft, wie viele der n_k nächsten Nachbarn dem eigenen Datensatz angehören: für jeden Nachbarn, der dem eigenen Datensatz angehört, wird die Zählvariable T um $\Delta T = 1$ erhöht.
Dieses Verfahren wird für alle $n_{\text{total}} = n_{\text{data}} + n_{\text{pwamc}}$ Ereignisse durchgeführt, woraufhin die auf die Anzahl der betrachteten Nachbarn n_k und Ereigniszahl n_{total} normierte Größe

$$T_{\text{norm}} = \frac{1}{n_k \cdot n_{\text{total}}} \cdot T$$

berechnet wird. Entstammen die Datensätze derselben Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion, also gilt $f(x) = f_0(x)$, und ist $n_{\text{data}} = n_{\text{pwamc}}$, so müsste im Durchschnitt jeder zweite nächste Nachbar zum eigenen Datensatz gehören. Der Erwartungswert $\mu_{T_{\text{norm}}}$ für T_{norm} wäre dann ungefähr 0,5 [1].

[1] Nur ungefähr, da das betrachtete Ereignis, von dem aus die Abstände berechnet werden, die Zahl der zur Verfügung stehenden Nachbarn um 1 verringert.

Falls die Datensätze nicht gut durchmischt sind ($f(x) \neq f_0(x)$), ist T_{norm} größer als 0,5, da mehr als die Hälfte der nächsten Nachbarn zum eigenen Datensatz gehören.
Der Erwartungswert $\mu_{T_{\text{norm}}}$ lässt sich auch für jede andere Datensatzgröße berechnen:

$$\mu_{T_{\text{norm}}} = \frac{n_{\text{data}} \cdot (n_{\text{data}} - 1) + n_{\text{pwamc}} \cdot (n_{\text{pwamc}} - 1)}{n_{\text{total}} \cdot (n_{\text{total}} - 1)}$$

Die Varianz dieser Größe ist

$$\lim_{n_{\text{total}}, n_k, D \to \infty} \sigma^2_{T_{norm}} = \frac{1}{n_{\text{total}} \cdot n_k} \cdot \left(\frac{n_{\text{data}} \cdot n_{\text{pwamc}}}{n^2_{\text{total}}} + 4 \cdot \frac{n^2_{\text{data}} \cdot n^2_{\text{pwamc}}}{n^4_{\text{total}}} \right) ,$$

wobei eine hinreichend gute Konvergenz laut [51] unter bestimmten Umständen schon für $D = 2$ erfüllt ist. In dem hier betrachteten Fall gilt $D = 10$, wobei immer die $n_k = 10$ nächsten Nachbarn eines Ereignisses untersucht werden. [51] empfiehlt zudem ein Verhältnis von $n_{\text{pwamc}} = 10 \cdot n_{\text{data}}$, so dass sich $n_{\text{pwamc}} = 28740$ ergibt.
Führt man dieses Verfahren für r Pakete von Monte-Carlo-Datensätzen derselben WDF mit je n_{pwamc} Ereignissen durch, so folgt die Größe

$$w_r = \frac{T_{\text{norm,r}} - \mu_{T_{\text{norm}}}}{\sigma_{T_{\text{norm}}}}$$

bei identischen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen $f(x) = f_0(x)$ einer Standardnormalverteilung mit einem Erwartungswert $\mu_{\text{Soll}} = 0$ und einer Breite von $\sigma_{\text{Soll}} = 1$. Diese Verteilung wird auch *Pull-Verteilung* genannt. Ist $f(x) \neq f_0(x)$, so weicht die Peak-Position der w_r-Verteilung μ_{Ist} von $\mu_{\text{Soll}} = 0$ ab und ist $\mu_{\text{Ist}} > 0$.

3.7.2 Ergebnisse der Mixed-Sample-Methode

Mit der im vorangegangenen Kapitel ermittelten Methode wird nun bestimmt, ob die realen Daten durch die mittels der PWA bestimmte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion gut beschrieben werden. Zur Beschreibung der Verteilung der Werte w_r wird eine Gauß-Funktion angepasst, mit der die Peak-Position μ_{Ist} sowie die Breite σ_{Ist} ermittelt wird.
Als Vergleichsdatensätze werden zwei Monte-Carlo-Datensätze auf Basis von PWA-Ergebnissen erzeugt. Der erste Datensatz liegt der Basis-Hypothese zugrunde und beinhaltet 739 231 Ereignisse. Der zweite Vergleichsdatensatz wurde auf Basis der besten Hypothese erzeugt und umfasst 747 202 Ereignisse. Bei 28740 Ereignissen pro Paket genügt diese Anzahl also für jeweils $r = 25$ Vergleiche, deren r Ergebnisse w_r histogrammiert und angepasst werden.
Im Folgenden werden also die 2874 Ereignisse des realen Datensatzes zunächst mit 25 Ereignispaketen zu je 28740 Ereignissen aus dem Datensatz der *Basis-Hypothese* verglichen. Da nicht erwartet wird, dass diese rudimentäre Hypothese die Daten gut beschreibt, wird ein Wert für $\mu_{\text{Ist, Basis}}$ erwartet, der stark vom Erwartungswert $\mu_{\text{Soll}} = 0$ abweicht. Abbildung 3.6 zeigt die Verteilung der w_r-Werte; die Anpassung einer Gauß-Funktion liefert $\mu_{\text{Ist, Basis}} = 4{,}80 \pm 0{,}16$ und eine Breite von $\sigma_{\text{Ist, Basis}} = 0{,}82 \pm 0{,}12$. Die Breite weicht nur um anderthalb Standardabweichung von $\sigma_{\text{Soll}} = 1$ ab. Der Mittelwert $\mu_{\text{Ist, Basis}}$ weicht hingegen um 30 Standardabweichungen von $\mu_{\text{Soll}} = 0$ ab, was eindeutig zeigt, dass die Basis-Hypothese die Daten nur unzureichend beschreibt.

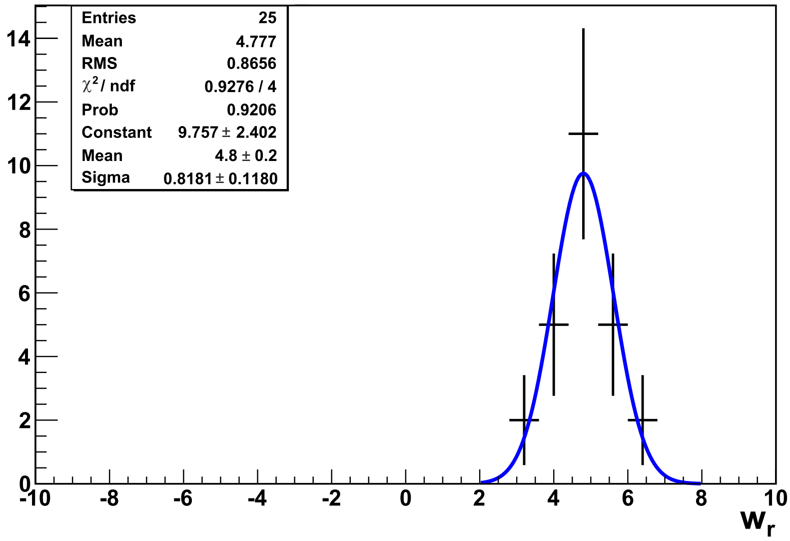


Abb. 3.6: *Vergleich der Pull-Verteilungen des realen Datensatzes mit der Basis-Hypothese*

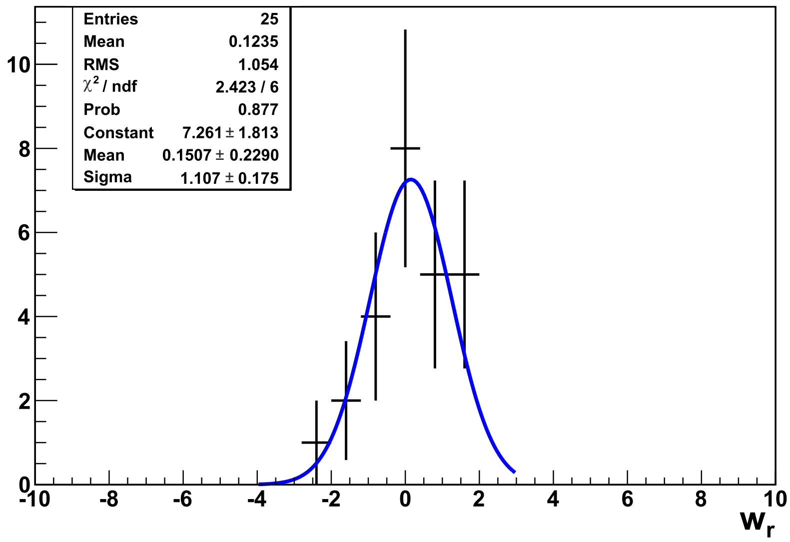


Abb. 3.7: *Vergleich der Pull-Verteilungen des realen Datensatzes mit der besten Fit-Hypothese*

Werden die realen Daten mit der *besten Fit-Hypothese* verglichen, so ist keine signifikante Abweichung von μ_{Soll} zu $\mu_{\text{Ist, beste Hyp}}$ zu erwarten, falls die beste Hypothese die Daten gut beschreibt. Abbildung 3.7 zeigt die Verteilung der w_r-Werte. Eine Anpassung einer Gauß-Funktion ergibt hier die Werte $\mu_{\text{Ist, beste Hyp}} = 0{,}15 \pm 0{,}23$ und eine Breite von $\sigma_{\text{Ist, beste Hyp}} = 1{,}11 \pm 0{,}17$. Im Rahmen der Fehler stimmen diese Werte hervorragend mit ihren Erwartungswerten überein. Somit kann gefolgert werden, dass die beste Hypothese die Daten sehr gut beschreibt.

3.8 Signifikanzprüfung der Hypothesen des besten Hypothesensatzes

Mit der besten PWA-Anpassung wird eine maximale Likelihood von $\ln \mathcal{L}_{\text{best}} = 1558{,}91$ erreicht. Im Folgenden werden die Beiträge aufgelistet, die eine Signifikanz von $\geq 4\sigma$ vorweisen können und laut [2] als etablierte Resonanzen gelten. Die Signifikanz wird nach der in Kapitel 3.5 vorgestellten Methode ermittelt.

Tab. 3.4: *Signifikanzen für verschiedene Zerfallshypothesen mit $\sigma \geq 4$ für Zerfälle in nach PDG etablierte Resonanzen*

Zerfallskanal $\chi_{c0} \to X\,Y$				
X	**Y**	$\mathcal{LR}$	ndf	Signifikanz
$f_0(600)$	$f_0(1710)$	−71,84	2	$8{,}2\sigma$
$f_0(600)$	$f_0(\approx 2150)$	−66,18	2	$7{,}8\sigma$
$f_0(980)$	$f_0(\approx 2150)$	−66,16	4	$7{,}4\sigma$
$f_2(1270)$	$f_2(1270)$	−30,68	6	$4{,}2\sigma$
$K^*(892)^\pm$	$K^*(892)^\mp$	−73,06	4	$7{,}8\sigma$
$K_0^*(1430)^\pm$	$K_0^*(1430)^\mp$	−26,92	2	$4{,}8\sigma$
$K_2^*(1430)^\pm$	$K_2^*(1430)^\mp$	−48,24	6	$5{,}7\sigma$
$\pi(1800) \to f_0(980)\,\pi^0$	π^0	−102,0	2	$9{,}8\sigma$
$\pi(1800) \to \kappa^\pm\,K^\mp$	π^0	−51,20	2	$6{,}9\sigma$

Offensichtlich tragen im χ_{c0}-Zerfall besonders f_J-Resonanzen sowie Kaon-Resonanzen stark bei. Ebenso scheint es einen starken Beitrag durch die Pion-Resonanz $\pi(1800)$ zu geben.
Zahlreiche weitere Zerfälle wurden eingebunden, um die Anpassung an die Daten zu verbessern. Die Zerfälle in $f_0(600)\,f_0(1710)$ und $f_0(600)\,f_0(\approx 2150)$ sind hochsignifikant. Da $f_0(980)$ stärker an $\pi^0\pi^0$ als an K^+K^- koppelt und das $f_0(600)$ eine $\pi\pi$-S-Welle ist, fällt daher auch der Zerfall in $f_0(600)\,f_0(980)$ mit einer Signifikanz von $2{,}9\sigma$ gegenüber den beiden letztgenannten Zerfällen stark ab. Abgesehen von dem Zerfall in $f_2(1270)\,f_2(1270)$ mit $4{,}2\sigma$ spielen die Zerfälle nach $f_0(600)\,f_2$ oder auch nach $f_2\,f_2$ kaum eine Rolle. Der Zerfall $f_0(980)\,f_0(\approx 2150)$ ist mit $7{,}4\sigma$ äußerst prägnant, während der Zerfall $f_0(980)\,f_0(1710)$ weniger stark beiträgt ($3{,}2\sigma$). Der Zerfall in $f_0(980)\,f_0(980)$ besitzt mit knapp unter $4{,}0\sigma$ eine Signifikanz nahe der hier definierten Signifikanzschwelle. Betrachtet man die Zerfälle in $f_0(980)\,f_2$, so besitzen zwei Zerfälle ($f_0(980)\,f_2(1950)$ sowie $f_0(980)\,f_2(\approx 2300)$) eine Signifikanz zwischen 3σ und 4σ, während die anderen Zerfallshypothesen deutlich schwächer beitragen.
Eine sehr hohe Signifikanz weisen die Zerfälle in $K^*(892)^\pm\,K^*(892)^\mp$, $K_0^*(1430)^\pm\,K_0^*(1430)^\mp$ und $K_2^*(1430)^\pm\,K_2^*(1430)^\mp$ auf. Der Zerfall in $K_0^*(1430)^\pm\,K_2^*(1430)^\mp$ ist jedoch mit nur $2{,}7\sigma$ als insignifikant zu bezeichnen. Auch der Zerfall $K^*(892)^\pm\,K_2^*(1430)^\mp$ wurde eingebunden, trägt aber nur mit $1{,}2\sigma$ bei. Der Zerfall nach $K_0^*(1430)^\pm\,K_0^*(1950)^\mp$ weist ebenfalls eine Signifikanz von nur $2{,}8\sigma$ auf. Des Weiteren wurden auch die Zerfälle nach $K^*(1410)^\pm\,K^*(892)^\mp$ sowie $K^*(1410)^\pm\,K^*(1410)^\mp$ angepasst, jedoch beide mit weniger als $2{,}3\sigma$. Auch bei höheren Massen wurde der Anpassung eine Hypothese angeboten, indem der Zerfall nach $K^*(1680)^\pm\,K^*(892)^\mp$ eingebunden wurde. Dieser trägt allerdings mit weniger als $0{,}001\sigma$ nur sehr schwach bei. Die Zerfälle in $\kappa^\pm$ mit maximalen Signifikanzen von $2{,}83\sigma$ tragen nur schwach bei und können vernachlässigt werden.
Die Zerfälle in $K_1(1270)^\pm\,K^\mp$ mit $K_1(1270)^\pm \to K^*(892)^\pm\,\pi^0$ sowie $K_1(1270)^\pm \to K_0^*(1430)^\pm\,\pi^0$

weisen beide eine Signifikanz zwischen 3σ und 4σ auf und werden daher in dieser Analyse nicht weiter berücksichtigt. Ebenfalls nur insignifikant tragen die Zerfälle $K_1(1650)^{\pm}\,K^{\mp}$ mit $K_1(1650)^{\pm} \rightarrow K^*(892)^{\pm}\,\pi^0$ und $K_1(1650)^{\pm} \rightarrow K_0^*(1430)^{\pm}\,\pi^0$ bei. Bei 2,4 GeV/c^2 wurde eine weitere K_1-Resonanz eingebunden, welche hier als $K_1(2400)^{\pm}$ bezeichnet wird. Auch diese Zerfälle in $K_1(2400)^{\pm}\,K^{\mp}$ mit $K_1(2400)^{\pm} \rightarrow f_0(980)\,K^{\pm}$ sowie $K_1(2400)^{\pm} \rightarrow f_0(1710)\,K^{\pm}$ sind nicht signifikant.

Weiterhin wurden zwei Zerfälle in $K_0^{\pm}\,K^{\mp}$ zum Hypothesensatz hinzugefügt: $K_0(1460)^{\pm}\,K^{\mp}$ mit $K_0(1460)^{\pm} \rightarrow K^*(892)^{\pm}\,\pi^0$, $K_0(1460)^{\pm} \rightarrow K_0^*(1430)^{\pm}\,\pi^0$ und $K_0(1460)^{\pm} \rightarrow f_0(600)\,K^{\pm}$ (wobei die Masse des $K_0(1460)^{\pm}$ frei variiert werden konnte) sowie $K_0(1830)^{\pm}\,K^{\mp}$ (mit fixierter Masse des $K_0(1830)^{\pm}$) mit den beiden Sub-Zerfallskanälen $K_0(1830)^{\pm} \rightarrow K^*(892)^{\pm}\,\pi^0$, $K_0(1830)^{\pm} \rightarrow K_0^*(1430)^{\pm}\,\pi^0$. Von diesen fünf unterschiedlichen Zerfällen tragen die beiden Zerfälle $K_0(1460)^{\pm} \rightarrow K^*(892)^{\pm}\,\pi^0$ mit $10{,}1\sigma$ bzw. $K_0(1830)^{\pm} \rightarrow K_0^*(1430)^{\pm}\,\pi^0$ mit $8{,}3\sigma$ bei. Die Masse des $K_0(1460)^{\pm}$ wurde mit $m_{K_0(1460)} \approx 1{,}3\,\text{GeV}/c^2$ bzw. die Breite mit $\Gamma_{K_0(1460)} \approx 0{,}3\,\text{GeV}/c^2$ angepasst. Keine Resonanz in diesem Massenbereich mit vereinbaren Quantenzahlen ist bekannt. Es ist daher nicht klar, ob durch diese Anpassung die Physik beschrieben wird oder ob die Daten durch eine möglicherweise noch fehlende Hypothese in diesem Phasenraumbereich nur unzureichend angepasst werden. Eine mögliche Erklärung wäre eine Kaon-Resonanz bei hohen Massen, deren Reflexion bei 1,3 GeV/c^2 durch die PWA angepasst wird. Da viele J^{PC} möglich sind und verschiedenste Zerfallsmoden eine Rolle spielen können, aber bei hohen Massen nur sehr wenig über Kaon-Resonanzen bekannt ist, wurde auf das Einbinden einer Zerfallshypothese einer solchen Kaon-Resonanz verzichtet.

Ebenso verhält es sich mit dem Zerfall des $K_0(1830)^{\pm}$ mit $K_0(1830)^{\pm} \rightarrow K_0^*(1430)^{\pm}\,\pi^0$, da die Existenz des $K_0(1830)^{\pm}$ zu umstritten ist (es wurde beispielsweise nicht in das Summary Table in [2] aufgenommen), als dass es einen derart starken Beitrag liefern sollte. Prinzipiell bleibt festzuhalten, dass der starke Beitrag dieser beiden Resonanzen damit zu erklären ist, dass die Beschreibung von Zerfällen in die drei Endzustandsteilchen $K^{\pm}\pi^0\pi^0$ nur durch verhältnismäßig wenige Hypothesen getragen werden, weshalb jede einzelne Hypothese einen stärkeren Anteil erhält. Diese beiden signifikant beitragenden Resonanzen werden wegen ihrer ungeklärten Existenz nicht weiter analysiert und als notwendig zur Beschreibung der Daten angesehen.

Interessant sind auch die Zerfälle in Pion-Resonanzen. Beide implementierten Zerfallsmoden von $\pi(1800)\,\pi^0$ mit $\pi(1800) \rightarrow \kappa^{\pm}\,K$ sowie $\pi(1800) \rightarrow f_0(980)\,\pi^0$ weisen Signifikanzen von $6{,}8\sigma$ bzw. $9{,}8\sigma$ auf. Im Gegensatz zu den beiden im vorigen Absatz besprochenen Resonanzen $K_0(1460)^{\pm}$ und $K_0(1830)^{\pm}$ ist das $\pi(1800)$ eine etablierte Resonanz. Die Resonanz bei etwa 2,3 GeV/c^2, die laut [31] als Hybrid-Kandidat mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 2^{-+}$ vorgeschlagen wurde, weist mit den Zerfällen in $K^*(892)^{\pm}\,K^{\mp}$ sowie in $K_2^*(1430)^{\pm}\,K^{\mp}$ eine Signifikanz von $2{,}0\sigma$ bzw. $1{,}4\sigma$ auf. Im Rahmen dieser Arbeit kann daher nicht bestätigt werden, ob diese Resonanz tatsächlich existiert. Eine identische Aussage lässt sich für die eingebundene Hypothese einer hochmassigen Pion-Resonanz $\pi(3000)$ machen, die ebenfalls nur insignifikant beiträgt.

Es wurden Studien durchgeführt, bei denen nur Zerfallshypothesen hinzugezogen wurden, die eine Signifikanz von mindestens 2σ bzw. 3σ vorweisen konnten, um zu überprüfen, ob die in diesem Kapitel als insignifikant eingestuften Zerfallshypothesen bei einer Anpassung eventuell vollständig weggelassen werden können. Als Ergebnis bleibt festzuhalten, dass in beiden Fällen eine deutlich geringere logarithmische Likelihood ermittelt wurde, was auf eine schlechtere Anpassung schließen lässt. Zudem wurden die Massen und Breiten der hauptsächlich beitragenden Resonanzen instabil bzw. breit, was offenbar fehlenden Hypothesen geschuldet ist. Obwohl diese Zerfallshypothesen als insignifikant klassifiziert wurden, tragen sie dennoch zur stabilen Beschreibung der Daten bei.

3.9 Diskussion der Ergebnisse

Im Folgenden sollen die Ergebnisse der Partialwellenanalyse näher diskutiert werden. Zunächst wird in Kapitel 3.9.1 ein Überblick über die angepassten Massen und Breiten der am stärksten beitragenden Resonanzen sowie ein Vergleich mit den PDG-Werten aus [2] geliefert. Kapitel 3.9.2 beschäftigt sich ausführlicher mit den in dieser Analyse beobachteten f_2-Resonanzen, wobei nur diejenigen betrachtet werden, deren Zerfälle bereits durch andere Experimente in $\phi\phi$ gesehen wurden, da dies als Indiz für Glueball-Verhalten gilt. Das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{BR}(\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0)$ wird mit der neu berechneten Effizienz, die anders als die durch phasenraumverteile Monte-Carlo-Ereignisse bestimmte Effizienz aus Kapitel 2.6 die reale Zerfallsdynamik berücksichtigt, in Kapitel 3.9.3 erneut ermittelt. Abschließend werden in Kapitel 3.9.4 für die dominantesten Beiträge die Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{BR}(\chi_{c0} \rightarrow \text{Subresonanzen} \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0)$ ermittelt.

3.9.1 Betrachtung der Massen und Breiten der Hauptbeiträge

Die durch die Partialwellenanalyse angepassten Massen und Breiten der in diesem Zerfallskanal dominanten Resonanzen sind gemeinsam mit den PDG-Werten aus [2] in Tabelle 3.5 aufgeführt.

Tab. 3.5: *Massen und Breiten der in der PWA bestimmten Hauptresonanzen im Vergleich mit den PDG-Werten [2].*

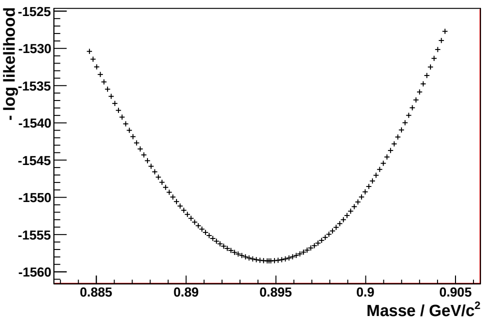
Resonanz	$m \pm \Delta m_{\text{stat}} \pm \Delta m_{\text{syst}}$ [GeV/c^2]	$m_{\text{PDG}} \pm \Delta m$ [GeV/c^2]	$\Gamma \pm \Delta\Gamma_{\text{stat}} \pm \Delta\Gamma_{\text{syst}}$ [GeV/c^2]	$\Gamma_{\text{PDG}} \pm \Delta\Gamma$ [GeV/c^2]
$\kappa^\pm$	0,7642 ± 0,0028 ± 0,0196	0,676 ± 0,040	0,4469 ± 0,0072 ± 0,0290	0,548 ± 0,024
$K^*(892)^\pm$	0,8946 ± 0,0033 ± 0,0012	0,8917 ± 0,0003	0,0497 ± 0,0005 ± 0,0020	0,0508 ± 0,0009
$K_0^*(1430)^\pm$	1,4290 ± 0,0000 ± 0,0037	1,425 ± 0,050	0,1369 ± 0,0018 ± 0,0133	0,270 ± 0,080
$K_2^*(1430)^\pm$	1,4510 ± 0,0005 ± 0,0068	1,426 ± 0,002	0,1231 ± 0,0010 ± 0,0054	0,099 ± 0,003
$f_0(600)$	0,9022 ± 0,0011 ± 0,0482	0,4 – 1,2	0,8251 ± 0,0044 ± 0,0801	0,6 – 1,0
$f_0(980)$	0,9849 ± 0,0002 ± 0,0012	0,980 ± 0,010	$\overline{g}_{\pi\pi}$ = 0,2250 ± 0,0012 ± 0,0128	
			$\overline{g}_{KK}$ = 0,0412 ± 0,0004 ± 0,0038	
$f_2(1270)$	1,2600 ± 0,0007 ± 0,0026	1,275 ± 0,001	0,1335 ± 0,0018 ± 0,0111	$0{,}185^{+0{,}003}_{-0{,}002}$
$f_0(1710)$	1,7737 ± 0,0006 ± 0,0061	1,720 ± 0,006	0,1717 ± 0,0009 ± 0,0057	0,135 ± 0,008
$f_0(\approx 2150)$	2,1456 ± 0,0013 ± 0,0136	siehe Text	0,3107 ± 0,0020 ± 0,0161	siehe Text
$\pi(1800)$	1,7955 ± 0,0046 ± 0,0132	1,812 ± 0,012	0,4787 ± 0,0089 ± 0,0371	0,208 ± 0,012

Die statistische Fehler ist durch den durch die Anpassung von MIGRAD bekannten Fehler gegeben. Zur Bestimmung eines systematischen Fehlers wurde jeweils eine Hypothese mit einer Signifikanz ≤ 3 aus dem Hypothesensatz entfernt, was für insgesamt 29 Hypothesen durchgeführt wurde. Die derart bestimmten 29 neuen Ergebnisse für Massen und Breiten wurden in Histogramme gefüllt und mit Gauß-Funktionen angepasst. Die Breite der Gauß-Funktionen ist dann ein Maß für den systematischen Fehler der Massen und Breiten aus der vollständigen Hypothese.

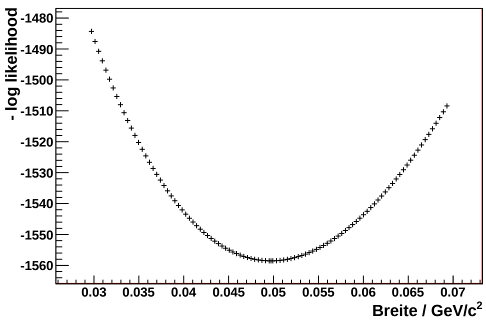
Resonanzen mit Strangeness

Die $\kappa^{\pm}$-Masse ist nur unzureichend bekannt, so dass die Werte aus früheren Experimenten in einem Bereich von (0,658 - 0,849) GeV/c^2 variieren. Der hier ermittelte Wert $m_{\kappa^{\pm}}$ = (0,7642 ± 0,0028 ± 0,0196) GeV/c^2 liegt daher im mittleren Bereich dieser Spanne. Auch die Breite der κ-Resonanz ist nicht gut bekannt; der hier gemessene Wert Γ_κ = (0,4469±0,0072±0,0290) GeV/c^2 befindet sich in einem plausiblen Bereich.

Die Resonanz $K^*(892)^{\pm}$ wird sowohl in der Masse als auch in der Breite sehr gut beschrieben. Die Abweichung zwischen den jeweiligen Werten mit den PDG-Werten liegt im Bereich von 1σ und ist daher zu vernachlässigen. Führt man einen Scan der Masse bzw. Breite des $K^*(892)^{\pm}$ durch und trägt die variierte Masse bzw. Breite gegen die negative logarithmische Likelihood $-\ln \mathcal{L}$ auf, so ergeben sich die Diagramme in Abbildung 3.8.



(a)



(b)

Abb. 3.8: *Negative logarithmische Likelihood in Abhängigkeit der variierten Masse bzw. Breite der $K^*(892)^{\pm}$-Resonanz*

In der Nähe des Minimums sind diese Verteilungen parabolisch, wobei eine Veränderung von $\Delta \ln \mathcal{L} = 0{,}5$ einer Variation des Parameters von einer Standardabweichung entspricht. Die Scans der Parameter zeigen, dass die Anpassung durch die PWA nicht in lokalen Minima konvergiert ist, da in einem größeren Bereich um die angepasste Masse bzw. Breite keine geringere negative logarithmische Likelihood ermittelt werden konnte.

Die Übereinstimmung der Masse der Resonanz $K_0^*(1430)^{\pm}$ mit dem PDG-Wert ist im Rahmen der Fehler hervorragend; die Breite weicht hingegen merklich von dem PDG-Wert ab. Während laut PDG $\Gamma_{K_0^*(1430)^{\pm},\mathrm{PDG}}$ = (0,270 ± 0,080) GeV/c^2 beträgt, wird in dieser Arbeit eine Breite von $\Gamma_{K_0^*(1430)^{\pm}}$ = (0,1369 ± 0,0018 ± 0,0133) GeV/c^2 angepasst. In [2] wird auch betont, dass die Breite nur eine Abschätzung anhand der beobachteten Daten und kein statistisch ermittelter Wert ist.

Die bestimmten Masse des $K_2^*(1430)^{\pm}$ weicht mit $m_{K_2^*(1430)^{\pm}}$ = (1,4510±0,0005±0,0068) GeV/c^2 von dem im PDG bestimmten Mittelwert ab. Die Breite liegt in derselben Größenordnung wie der PDG-Mittelwert. Es ist zudem erwähnenswert, dass sämtliche im PDG erwähnten Ergebnisse durch Kaon-Nukleon-Streuung, also einem völlig anderen Produktionsmechanismus erlangt wurden.

Resonanzen ohne Strangeness

Die leichteste Resonanz ohne Strangeness, die in dieser Partialwellenanalyse angepasst wurde, ist das $f_0(600)$. Sowohl Masse als auch Breite stimmen mit dem in [2] angegebenen Intervall überein.

Eine besonders interessante Resonanz ist das $f_0(980)$, welches nicht durch eine Breit-Wigner-Funktion, sondern den Flatté-Formalismus angepasst wird. Dies ermöglicht aufgrund der Nähe der Masse zur KK-Schwelle verschiedene Breiten für den Zerfall in $\pi^0\pi^0$ bzw. in K^+K^-. Die Masse stimmt sehr gut mit dem PDG-Wert überein. Sehr interessant ist auch ein Vergleich der $\overline{g}$-Faktoren für den Zerfall des $f_0(980)$, der in dieser Arbeit in $\pi^0\pi^0$ und K^+K^- nachgewiesen wird. Durch die Beschreibung des $f_0(980)$ mit dem Flatté-Formalismus werden die unterschiedlichen Partialbreiten unter- und oberhalb der K^+K^--Schwelle berücksichtigt.

Die Partialbreite Γ_i hängt sowohl von den $\overline{g}_i$-Faktoren als auch von den komplexen Phasenraumfaktoren γ_i ab. Das Verhältnis R der beiden $\overline{g}$-Faktoren wird nun mit den Ergebnissen aus anderen Experimenten verglichen. In dieser Arbeit ist

$$R = \frac{\overline{g}_{KK}}{\overline{g}_{\pi\pi}} = \frac{0{,}041}{0{,}225} = 0{,}18$$

ermittelt worden. Im Vergleich mit anderen Arbeiten (siehe Zusammenfassung in [48]) ist dieser Wert sehr klein, da häufig $\overline{g}_{KK} > \overline{g}_{\pi\pi}$ und damit $R > 1$ gemessen wurde. Die Werte variieren im Allgemeinem aber stark und lassen noch kein konsistentes Bild zu. In [52], in dem das $f_0(980)$ im Zerfall $D^\pm \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+$ gesehen wurde, wird beispielsweise ein Verhältnis von $R = 0{,}22$ angegeben, was mit dem in dieser Arbeit gemessenen Wert konsistent ist.

Eine weitere Resonanz, die als signifikant aufgefallen ist, ist das $f_2(1270)$. Diese Resonanz ist etabliert und wurde bereits bei vielen verschiedenen Experimenten beobachtet (siehe [2]). Die in dieser Arbeit bestimmte Masse liegt bei $\Gamma = (1{,}2600 \pm 0{,}0007 \pm 0{,}0026)\,\mathrm{GeV}/c^2$. In [53] wurde die Masse mit dem ähnlichen Wert von $m_{\mathrm{BESII}} = \left(1{,}262\ \pm^{+0{,}001}_{-0{,}002} \pm 0{,}008\right)\,\mathrm{GeV}/c^2$ bestimmt, was im Rahmen der Fehler sehr gut zu dem hier bestimmten Wert passt. Die Breite hingegen weicht deutlich von der in [2] bestimmten durchschnittlichen Breite $\Gamma_{\mathrm{PDG}} = \left(0{,}185^{+0{,}0029}_{-0{,}0024}\right)\mathrm{GeV}/c^2$ ab. Eine derart schmale Breite, die mit der in dieser Arbeit gemessenen Breite innerhalb von einer Standardabweichung übereinstimmt, wurde zuletzt 1987 durch das GAMS-4000-Experiment in Pion-Nukleon-Streuung mit $\Gamma_{\mathrm{GAMS}} = (0{,}15 \pm 0{,}03)\,\mathrm{GeV}/c^2$ gemessen [54].

Betrachtet man die Ergebnisse für die Masse des $f_0(1710)$, so fällt eine Abweichung auf. In der Messung von BESII [50] aus dem Jahre 2005 wurde ebenfalls eine hohe Masse des $f_0(1710)$ angepasst, die mit $m_{f_0(1710)} = \left(1{,}760 \pm 0{,}015^{+0{,}015}_{-0{,}01}\right)\,\mathrm{GeV}/c^2$ deutlich von dem Durchschnittwert aus [2] entfernt ist. Im Rahmen der Fehler ist sowohl das Ergebnis aus [50] als auch das Ergebnis von BESII aus [53] mit den in dieser Arbeit gemessenen Werten vereinbar. Die Breite des $f_0(1710)$ weicht gegenüber dem PDG-Wert aus [2] ab und wird in dieser PWA verhältnismäßig breit beschrieben.

Neben den bisher genannten Resonanzen wurde auch eine f_0-Resonanz mit einer Masse von $m_{f_0(\approx 2150)} = (2{,}1456 \pm 0{,}0013 \pm 0{,}0136)\,\mathrm{GeV}/c^2$ und einer Breite von $\Gamma_{f_0(\approx 2150)} = (0{,}3107 \pm 0{,}0020 \pm 0{,}0161)\,\mathrm{GeV}/c^2$ gemessen. Zwei Resonanzen, die beide laut [2] nicht in die Gesamtauflistung der bekannten Resonanzen aufgenommen wurden, kommen hierfür infrage: das $f_0(2100)$ und das $f_0(2200)$. Tabelle 3.6 stellt die beiden möglichen Resonanzen der hier angepassten Resonanz gegenüber. Zur Berechnung der Standardabweichung in σ wurde der statistische Fehler vernachlässigt, da der systematische Fehler der Anpassung klar dominiert. Der zuvor bestimmten systematischen Fehler der Massen und Breiten sowie die Fehler der PDG-Werte wurden quadratisch addiert und ergeben so einen Gesamtfehler, der, bezogen auf die Differenz der jeweiligen Werte, die Standardabweichung in σ ergibt.

Zudem wurde der Zerfall $f_0(2200) \to K^+K^-$ bereits beobachtet [50], während dieser Zerfall für das $f_0(2100)$ noch nicht gesehen wurde. Wegen der besseren Übereinstimmung mit dem $f_0(2200)$ wird das $f_0(\approx 2150)$ mit dem $f_0(2200)$ identifiziert und im Folgenden auch so genannt. Abbildung 3.9 zeigt einen Scan der Masse und Breite des $f_0(2200)$ gegenüber der negativen logarithmischen Likelihood $-\ln \mathcal{L}$.

Tab. 3.6: *Übereinstimmung von bekannten f_0-Resonanzen mit der in dieser Arbeit angepassten f_0-Resonanz. Zur Berechnung der Standardabweichung in σ wurde der statistische Fehler vernachlässigt, da der systematische Fehler der Anpassung klar dominiert.*

Resonanz laut PDG	Masse [GeV/c^2]	Breite [GeV/c^2]
$f_0(2100)$	2,103 ± 0,008	0,209 ± 0,019
$f_0(2200)$	2,189 ± 0,013	0,238 ± 0,050
	Abweichung von $f_0(\approx 2150)$ in σ	
$f_0(2100)$	2,70	4,08
$f_0(2200)$	2,31	1,38

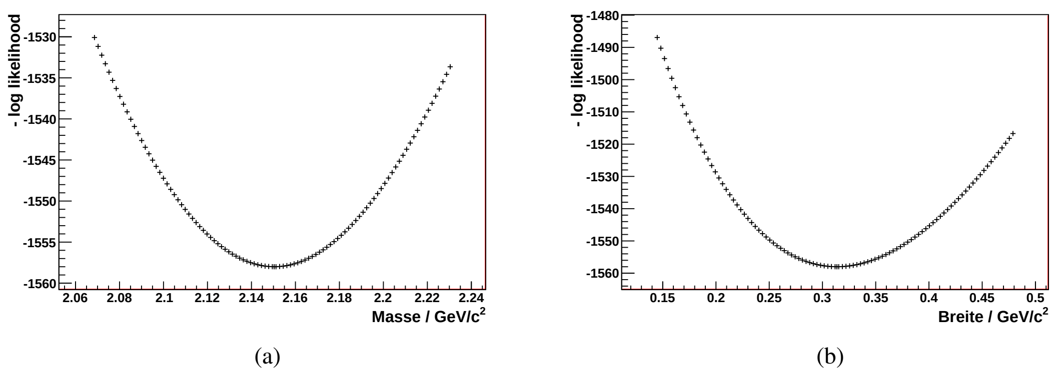


Abb. 3.9: *Logarithmische Likelihood in Abhängigkeit der variierten Masse bzw. Breite der $f_0(\approx 2150)$-Resonanz*

Eine durch die PWA signifikant angepasste Resonanz, die auch als solche etabliert ist, ist das $\pi(1800)$. Die durch die PWA bestimmte Masse stimmt innerhalb von 1σ mit dem im PDG bestimmten Wert überein. Einzig die Breite ist mit $\Gamma = (0{,}4787 \pm 0{,}0089 \pm 0{,}0371)\,\mathrm{GeV}/c^2$ deutlich höher als die im PDG angegebene Breite von $\Gamma_{\mathrm{PDG}} = (0{,}208 \pm 0{,}012)\,\mathrm{GeV}/c^2$.

Insgesamt kann von einer gelungenen Anpassung der Massen und Breiten an die in den Daten gemessenen Resonanzen gesprochen werden.

3.9.2 f_2-Resonanzen bei 2,05 und 2,3 GeV/c^2

In dieser Partialwellenanalyse wurden Zerfallshypothesen eingebunden, die zwei f_2-Resonanzen mit einer Masse über 2 GeV/c^2 beinhalten: $f_2(2010)$ und $f_2(\approx 2300)$.
Der Zerfall $\chi_{c0} \to f_2(1270)\, f_2(2010)$ wird mit einer Signifikanz von 2,2σ angepasst, während die anderen beiden Zerfälle in $f_0(600)\, f_2(2010)$ sowie $f_0(980)\, f_2(2010)$ Signifikanzen deutlich unter 0,5σ aufweisen. Die Gesamtsignifikanz des $f_0(2010)$, die berechnet wird, indem jeder Zerfall mit $f_2(2010)$ deaktiviert wird, beträgt 3,9σ.
Die zwei Zerfälle, die die Resonanz $f_2(\approx 2300)$ beinhalten, sind $f_0(600)\, f_2(\approx 2300)$ sowie $f_0(980)\, f_2(\approx 2300)$. Während die Signifikanz des Zerfalls $f_0(600)\, f_2(\approx 2300)$ nur 2,5σ beträgt, ist sie für den Zerfall $f_0(980)\, f_2(\approx 2300)$ mit 3,2σ deutlich höher. Die Gesamtsignifikanz aller $f_2(\approx 2300)$-Zerfälle liegt bei 4,3σ.
Die beiden Resonanzen werden mit den in Tabelle 3.7 angegebenen Massen und Breiten angepasst bzw. mit den infrage kommenden Werten für bekannte Resonanzen aus [23] verglichen.

Tab. 3.7: *Massen und Breiten der in der PWA bestimmten f_2 – Resonanzen im Vergleich mit bereits ermittelten Werten aus [23]*

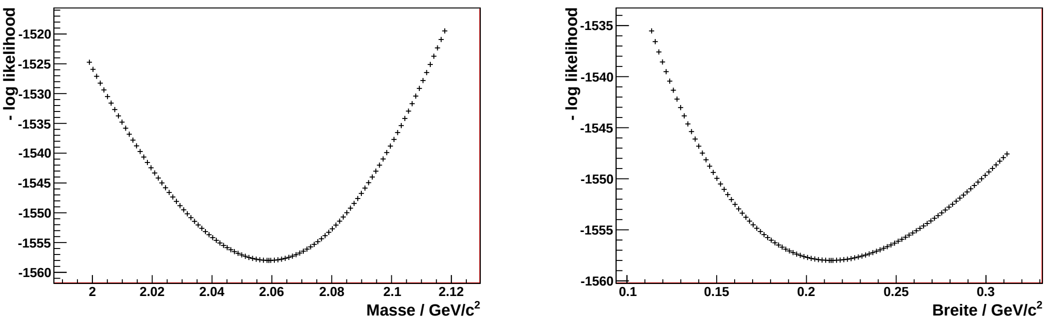
Resonanz	$m \pm \Delta m_{\text{stat}} \pm \Delta m_{\text{syst}}$ [GeV/c^2]	$m_{\text{MPS}} \pm \Delta m$ [GeV/c^2]	$\Gamma \pm \Delta\Gamma_{\text{stat}} \pm \Delta\Gamma_{\text{syst}}$ [GeV/c^2]	$\Gamma_{\text{MPS}} \pm \Delta\Gamma$ [GeV/c^2]
$f_2(2010)$	2,054 ± 0,001 ± 0,028	$2{,}011^{+0{,}062}_{-0{,}076}$	0,227 ± 0,002 ± 0,049	$0{,}202^{+0{,}067}_{-0{,}062}$
$f_2(2300)$	2,347 ± 0,002 ± 0,008	2,297 ± 0,028	0,099 ± 0,004 ± 0,007	0,149 ± 0,041
$f_2(2340)$		2,339 ± 0,055		$0{,}319^{+0{,}081}_{-0{,}069}$

Um zu diskutieren, wie stabil diese Ergebnisse sind, d. h. wie sensitiv die logarithmische Likelihood auf ihre Parameter ist, werden für die Massen und Breiten wie in Kapitel 3.9.1 Scans der Umgebung durchgeführt, die die logarithmische Likelihood gegenüber einer variierten Masse bzw. Breite ermittelt. Die Ergebnisse sind für $f_2(2010)$ in Abbildung 3.10, für $f_2(\approx 2300)$ in Abbildung 3.11 dargestellt.
Die Masse des $f_2(2010)$ stimmt im Rahmen der Fehler sehr gut mit dem in [23] gemessenen Wert überein. Mit einer in dieser Arbeit ermittelten Masse von $m_{f_2(2010)} = (2{,}054 \pm 0{,}001 \pm 0{,}028)\,\text{GeV}/c^2$ beträgt die Differenz zu dem Wert aus [23] weniger als eine Standardabweichung ($m_{f_2(2010),\text{MPS}} = \left(2{,}011^{+0{,}062}_{-0{,}076}\right)\text{GeV}/c^2$. Auch die gemessene Breite der Resonanz ($\Gamma_{f_2(2010)} = (0{,}227 \pm 0{,}002 \pm 0{,}049)\,\text{GeV}/c^2$) stimmt sehr gut mit den Beobachtungen aus [23] ($\Gamma_{f_2(2010),\text{MPS}} = 0{,}202^{+0{,}067}_{-0{,}062}\,\text{GeV}/c^2$) überein.
Die Eigenschaften des $f_2(\approx 2300)$ weichen sowohl hinsichtlich der Masse als auch der Breite von den PDG-Werten ab (siehe Tabelle 3.8). Während die Masse sehr gut mit der in [23] ermittelten Masse eines $f_2(2340)$ übereinstimmt, ist dessen Breite nicht mit der in der PWA angepassten Breite konsistent. Die Resonanz $f_2(2300)$ kommt ebenfalls infrage; sowohl Masse als auch Breite weichen um 1,7σ bzw. 1,2σ von den Werten aus [23] ab. Die Abweichung der Breite lässt sich beispielsweise dadurch erklären, dass die Resonanzen sehr nah an der Phasenraumgrenze liegen und daher nicht die volle Breite angepasst werden kann, da diese nicht mehr durch den verfügbaren Phasenraum abgedeckt ist.
In dieser Arbeit konnte aber bestätigt werden, dass sich in diesem Massenbereich um 2,3 GeV/c^2

eine f_2-Resonanz verbirgt: werden alle Zerfälle mit Beteiligung von $f_2(2010)$ oder $f_2(\approx 2300)$ gemeinsam auf Signifikanz überprüft, so ergibt sich eine Signifikanz von 5,9σ.

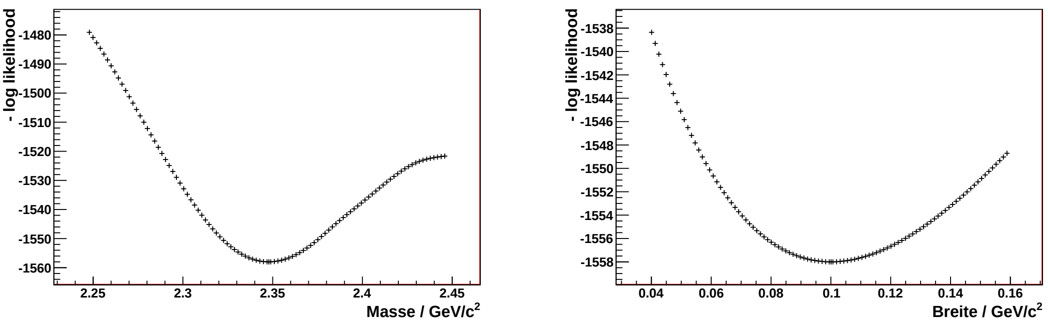
Tab. 3.8: *Übereinstimmung von bekannten f_2-Resonanzen mit der in der PWA angepassten $f_2(\approx 2300)$-Resonanz*

	Abweichung von $f_2(\approx 2300)$ in σ	
Resonanz laut PDG	Masse	Breite
$f_2(2300)$	1,72	1,20
$f_2(2340)$	0,14	3,17



(a) (b)

Abb. 3.10: *Logarithmische Likelihood in Abhängigkeit der variierten Masse bzw. Breite der $f_2(2010)$-Resonanz*



(a) (b)

Abb. 3.11: *Logarithmische Likelihood in Abhängigkeit der variierten Masse bzw. Breite der $f_2(\approx 2300)$-Resonanz*

3.9.3 Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{BR}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0)$ aus PWA-Ergebnissen

In Kapitel 2.6 wurde das Verzweigungsverhältnisses von $\mathcal{BR}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0)$ berechnet, wobei die Effizienz durch phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse zu $\varepsilon_{\mathrm{PHSP}} = 7{,}02\,\%$ berechnet wurde. Durch Analyse der Spektren invarianter Massen in Kapitel 2.7 sowie die Ergebnisse der Partialwellenanalyse wurde zweifelsfrei bestätigt, dass eine Beschreibung der Daten durch phasenraumverteilte Ereignisse keinesfalls der Realität entspricht. Ein Datensatz aus mit dem Ergebnis der PWA erzeugten Monte-Carlo-Ereignisse kann hingegen deutlich besser zur Berechnung der Effizienz verwendet werden, da dieser eine präzise Beschreibung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion im hochdimensionalen Phasenraum darstellt. Die in [2] angegebenen Verzweigungsverhältnisse basieren einzig auf den Cleo-c-Ergebnissen aus [33], die für die Angabe in [2] noch mit dem besten existierenden Wert für das Verzweigungsverhältnis von $\psi(2S) \to \gamma\chi_{cJ}$ korrigiert wurden. Auch in [33] wurde die Effizienz lediglich mit phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen berechnet.
Bei der in dieser Arbeit durchgeführten Effizienzbestimmung standen 11 742 120 aus den PWA-Ergebnissen erzeugten Monte-Carlo-Ereignisse zur Rekonstruktion bereit, von denen 843 218 Ereignisse nach sämtlichen ebenfalls auf die Daten angewendeten Selektionskriterien akzeptiert wurden. Das Verhältnis dieser beiden Größen ist die Effizienz, die sich zu

$$\varepsilon_{\mathrm{pwamc}} = \frac{843\,218}{11\,742\,120} = 7{,}18\,\% \qquad \text{ergibt.}$$

Daraus berechnet sich das Verzweigungsverhältnis zu

$$\begin{aligned} \mathcal{BR}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0) &= \frac{n_{\mathrm{Ereignisse}}}{n_{\psi(2S)} \cdot \mathcal{BR}(\psi(2S) \to \gamma\chi_{c0}) \cdot (\mathcal{BR}(\pi^0 \to \gamma\gamma))^2} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{\mathrm{pwamc}}} \\ &= (6{,}18 \pm 0{,}11 \pm 0{,}31) \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

Der statistische Fehler (erste Angabe) berechnet sich aus der Unsicherheit des Signalinhalts der angepassten relativistischen Breit-Wigner-Funktion (siehe Tabelle 2.15) sowie statistischen Fehler für die Effizienz $\Delta\varepsilon_{\mathrm{stat}} = 0{,}008\,\%$. Der systematische Fehler (zweite Angabe) berechnet sich aus der Unsicherheit für die Anzahl der im $\psi(2S)$-Datensatz enthaltenen $\psi(2S)$-Zerfälle ($n_{\psi(2S)} = (106 \pm 4) \cdot 10^6$), der Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses für $\psi(2S) \to \gamma\chi_{c0}$ ($\mathcal{BR}(\psi(2S) \to \gamma\chi_{c0}) = (9{,}62 \pm 0{,}31)\,\%$) sowie aus dem systematischen Fehler der Effizienz, welcher durch vier Monte-Carlo-Datensätze zu $\Delta\varepsilon_{\mathrm{syst}} = 0{,}012\,\%$ abgeschätzt wurde. Die Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{BR}(\pi^0 \to \gamma\gamma)$ ist so gering, dass sie vernachlässigt werden kann.
Die statistischen und systematischen Fehler werden jeweils getrennt quadratisch addiert und ergeben die oben angegebenen Gesamtfehler. Da die angegebenen systematischen Einzelfehler zueinander als unkorreliert anzusehen sind, erscheint die quadratische Addition der angegebenen systematischen Fehler gerechtfertigt. Insgesamt wird der Fehler an dieser Stelle etwas unterschätzt, da weitere Fehlerquellen wie systematische Fehler der kinematischen Anpassung oder der PID den systematischen Gesamtfehler vergrößern. Eine detaillierte Untersuchung der systematischen Fehler ist aber nicht Ziel dieser Arbeit.
Im Vergleich mit dem PDG-Wert von $\mathcal{BR}_{\mathrm{PDG}}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0) = (5{,}6 \pm 0{,}9 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-3}$ mit dem hier ermittelten Wert zeigt sich eine große Übereinstimmung. Der in Kapitel 2.6 ermittelte Wert mit aus phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen errechneter Effizienz von

$\mathcal{BR}_{\mathrm{PHSP}}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0) = (6{,}32 \pm 0{,}11 \pm 0{,}31) \cdot 10^{-3}$ ist mit dem aus PWA-Ergebnissen berechneten Wert konsistent.

3.9.4 Verzweigungsverhältnisse der Hauptbeiträge

Mit der besten Anpassung der PWA-Software wurden die Amplituden, Phasen, Massen und Breiten der beteiligten Resonanzen bestimmt. Für die Fälle, in denen die Massen und Breiten eine klare Identifizierung der beteiligten Resonanzen ermöglichten, werden im Folgenden die Verzweigungsverhältnisse berechnet, wobei sich diese Arbeit auf die Hauptbeiträge beschränkt. In [30] wird der Anteil eines Zerfallskanals an der Summe aller Zerfallskanäle durch

$$\text{fit fraction}_j = \frac{\int |a_j e^{i\delta_j} \mathcal{M}_j|^2 \, dm_{ab}^2 dm_{bc}^2}{\int |\sum_k a_k e^{i\delta_k} \mathcal{M}_k|^2 \, dm_{ab}^2 dm_{bc}^2}$$

beschrieben, wobei die Massen m_{ab} und m_{bc} die beiden im Dalitzplot gegeneinander aufgetragenen invarianten Massen eines Dreikörperzerfalls $X \to a\,b\,c$ sind. Die Zerfallshypothese, deren Verzweigungsverhältnis 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 zu der Anzahl der mit dem vollständigem Parametersatz angepassten Ereignisse wird dann als Verzweigungsverhältnis bezeichnet.
Die Verzweigungsverhältnisse der hauptsächlich beitragenden Zerfälle mit etablierten Resonanzen sind in Tabelle 3.9 dargestellt.

Tab. 3.9: *Verzweigungsverhältnisse der Hauptbeiträge mit etablierten Resonanzen*

Zerfall von χ_{c0} in X	Y	angepasste Ereignisse	$\mathcal{BR}(\chi_{c0} \to X\,Y \to K^+K^-\pi^0\pi^0)$ / 10^{-4} $\mathcal{BR} + \Delta\mathcal{BR}_{\mathrm{stat}} + \Delta\mathcal{BR}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0)$
$f_0(600)$	$f_0(1710)$	890 ± 89	17,34 ± 1,73 ± 2,79
$f_0(600)$	$f_0(2200)$	423 ± 23	8,24 ± 0,45 ± 1,32
$f_0(980)$	$f_0(2200)$	412 ± 15	8,02 ± 0,29 ± 1,29
$f_2(1270)$	$f_2(1270)$	32 ± 1	0,62 ± 0,03 ± 0,10
$K^*(892)^\pm$	$K^*(892)^\mp$	88 ± 3	1,72 ± 0,05 ± 0,28
$K_0^*(1430)^\pm$	$K_0^*(1430)^\mp$	63 ± 3	1,22 ± 0,05 ± 0,20
$K_2^*(1430)^\pm$	$K_2^*(1430)^\mp$	72 ± 2	1,40 ± 0,04 ± 0,23
$\pi(1800)^0$	π^0		
$\to f_0(980)\,\pi^0$		421 ± 19	8,21 ± 0,37 ± 1,32
$\to \kappa^\pm K^\mp$		277 ± 55	5,40 ± 1,07 ± 0,87

Die Fehler der Verzweigungsverhältnisse $\Delta\mathcal{BR}_{\mathrm{stat}}$ sowie $\Delta\mathcal{BR}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0)$ ergeben sich in dieser Tabelle aus zwei verschiedenen Quellen, während systematische Fehler beispielsweise aus der kinematischen Anpassung oder der Teilchenidentifikation nicht in die Fehlerbetrachtung einbezogen werden.
Um den statistischen Fehler $\Delta\mathcal{BR}_{\mathrm{stat}}$ zu bestimmen, werden die Daten mit je einer fehlenden Zerfallshypothese mittlerer Signifikanz angepasst und dann die Verzweigungsverhältnisse anhand dieser Ergebnisse berechnet. Bei der Auswahl der ausgeschlossenen Zerfallshypothesen

wurde darauf geachtet, vier möglichst unterschiedliche Zerfälle auszusuchen, die durch ihre Unterschiedlichkeit gemeinsam den gesamten Phasenraum abdecken. Bei den vier Zerfallshypothesen handelt es sich um $\chi_{c0} \to f_0(980)\,f_2(1270)$, $\chi_{c0} \to f_0(1710)\,f_0(2200)$, $\chi_{c0} \to K^*(892)^{\pm}\,K_2^*(1430)^{\mp}$ sowie $\chi_{c0} \to \kappa^{\pm}\,K^*(892)^{\mp}$. Die Standardabweichung der mit diesen vier modifizierten Hypothesen ermittelten Verzweigungsverhältnisse $\Delta\mathcal{BR}_{\text{stat}}$ dient als statistischer Fehler für die Anpassung.
Der Fehler $\Delta\mathcal{BR}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0)$ ergibt sich aus dem Fehler der in [2] angegebenen Verzweigungsverhältnisse für $\mathcal{BR}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0) = 5{,}6 \cdot 10^{-3}$, der mit $\Delta\mathcal{BR}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0) = (0{,}9 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-3}$ immerhin einen relativen Fehler von etwa 20 % ergibt. Dieser Fehler pflanzt sich auch auf die in dieser Analyse bestimmten Verzweigungsverhältnisse fort.
In dem hier betrachteten Zerfallskanal treffen im Phasenraum sehr viele Resonanzen auf engem Raum aufeinander, weshalb sie miteinander interferieren können. Dieser Effekt sorgt dafür, dass die einzeln berechneten Verzweigungsverhältnisse gegenüber der gemeinsam berechneten Anpassung überhöht wiedergegeben werden.
Ein Beispiel hierfür ist der Zerfall $\chi_{c0} \to \pi(1800)\,\pi^0$. Die beiden in dieser Analyse gemessenen Zerfallskanäle mit $\pi(1800) \to f_0(980)\,\pi^0$ und $\pi(1800) \to \kappa^{\pm}\,K^{\mp}$ ergeben in der Summe ein Verzweigungsverhältnis von

$$\begin{aligned}\mathcal{BR}_{\text{Summe, keine Interferenz}}(\chi_{c0} \to \pi(1800)\,\pi^0) &= \mathcal{BR}(\chi_{c0} \to \pi(1800)\,\pi^0 \to (f_0(980)\,\pi^0)\,\pi^0) \\ &+ \mathcal{BR}(\chi_{c0} \to \pi(1800)\,\pi^0 \to (\kappa^{\pm}\,K^{\mp})\,\pi^0) \\ &\approx 13{,}6 \cdot 10^{-4}\end{aligned}$$

ergeben.
Werden bei der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses aber beide Zerfälle *gleichzeitig* zugelassen, ergibt sich

$$\mathcal{BR}_{\text{Summe, Interferenz}}(\chi_{c0} \to \pi(1800)\,\pi^0) = 7{,}06 \cdot 10^{-4} \quad ,$$

da die beiden Wellen miteinander destruktiv interferieren können. Das Verzweigungsverhältnis ist also stets abhängig von weiteren beteiligten Resonanzen.

3.10 Zwischenfazit

Die Partialwellenanalyse des Zerfallskanals $\psi(2S) \to \gamma\chi_{c0} \to \gamma(K^+K^-\pi^0\pi^0)$ wurde mit der in Bochum entwickelten Software PAWIAN durchgeführt. Der verwendete Hypothesensatz beschreibt die Daten im Rahmen der Fehler hervorragend, so dass von einer gelungenen Anpassung gesprochen werden kann.
Die Massen und Breiten der hauptsächlich beitragenden und eindeutigen Resonanzen stimmen im Rahmen der Fehler in den meisten Fällen mit den Referenzwerten aus [2] überein. Etwaige Diskrepanzen traten, wie im Fall des $f_0(1710)$, bereits bei anderen Messungen auf und stützen daher das Ergebnis der hier präsentierten Partialwellenanalyse.
Besonders interessant sind die f_2-Resonanzen, die durch die Partialwellenanalyse bei etwa 2,05 GeV/c^2 und 2,35 GeV/c^2 mit nur mittlerer Signifikanz angepasst wurden. In [23] wurden mittels Pion-Nukleon-Streuung ebenfalls Resonanzen in diesem Bereich gesehen, die als $f_2(2010)$, $f_2(2300)$ und $f_2(2340)$ bezeichnet und wegen ihres Zerfalls in $\phi\phi$ als Glueball-Kandidaten gehandelt werden. Die Resonanz mit einer Masse von $m = 2{,}054$ GeV/c^2 stimmt hervorragend mit

der etablierten Resonanz $f_2(2010)$ überein, wohingegen die Resonanz bei 2,3 GeV/c^2 einer von zwei infrage kommenden Resonanzen zugeordnet werden könnte.
Während die in [2, 33] publizierten Ergebnisse von Cleo-c für das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{BR}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0)$ mit einer durch phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignissen bestimmten Effizienz ermittelt wurden, konnte in dieser Arbeit mit einer auf Grundlage von auf den PWA-Ergebnissen basierenden Monte-Carlo-Ereignissen berechneten Effizienz ein realistischerer Wert für das Verzweigungsverhältnis bestimmt werden, der sich zu $\mathcal{BR}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0) = (6{,}18 \pm 0{,}11 \pm 0{,}31) \cdot 10^{-3}$ ergibt. Dies stimmt hervorragend mit dem PDG-Wert $\mathcal{BR}_{\mathrm{PDG}}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0) = (5{,}6 \pm 0{,}9 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-3}$ überein.
Die Verzweigungsverhältnisse der signifikantesten Beiträge wurden bestimmt. Besonders starke Beiträge sind die Zerfälle in $f_0(600)\, f_0(1710)$ sowie $f_0(600)\, f_0(2200)$. Sehr stark ist auch der Zerfall in $\pi(1800)\,\pi^0$ mit $\pi(1800) \to f_0(980)\,\pi^0$. Die in den invarianten Massenspektren in Kapitel 2.7 mit starker Präsenz beobachteten K^*-Resonanzen $K^*(892)^\pm$, $K_0^*(1430)^\pm$ sowie $K_2^*(1430)^\pm$ tragen ebenfalls signifikant, aber deutlich schwächer bei.

4 Entwicklung eines Prototypen für das elektromagnetische Kalorimeter des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiments

Das $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment wird bis 2017 am High Energy Storage Ring (HESR) des neuen FAIR-Projektes (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch) an der GSI (**G**esellschaft für **S**chwer**i**onenphysik) in Darmstadt fertiggestellt werden und die Produkte der Teilchenannihilation von auf einen Impuls von 1,5 - 15 GeV/c beschleunigten Antiprotonen mit einem ruhenden Target, vorzugsweise Wasserstoff, untersuchen. Dank der hohen Luminosität von bis zu $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ können auch seltene Zustände gemessen werden, die bei niedrigerer Luminosität verborgen blieben. Die Physik, die mit dem $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment untersucht werden soll, wird in Kapitel 4.1 näher dargestellt. Danach wird in Kapitel 4.2 das FAIR-Projekt erläutert sowie auf die Strahleigenschaften des High Energy Storage Rings (HESR) eingegangen. Einen Gesamtüberblick über den $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektor liefert dann Kapitel 4.3, während in Kapitel 4.4 das elektromagnetische Kalorimeter ausführlicher vorgestellt wird, da die Entwicklung eines Prototypen für das elektromagnetische Kalorimeter Bestandteil dieser Arbeit ist. Der Prototyp wird danach explizit in Kapitel 4.5 behandelt, woraufhin in den nachfolgenden Kapiteln Konstruktionsarbeiten sowie erste Ergebnisse von Teststrahlzeiten vorgestellt werden.

4.1 Das Physikprogramm des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes

Das Physikprogramm des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes beinhaltet maßgeblich die Untersuchung von Phänomenen der starken Wechselwirkung. Im Folgenden sollen die Ziele des Experimentes erläutert werden. Abbildung 4.1 zeigt die möglichen Zustände, die $\overline{\text{P}}$ANDA mit gegebenem Strahlimpuls erreichen kann.
Von besonderem Interesse sind Feinscans der Charmonium-Region von etwa 3 GeV/c^2 ($m(\eta_c) = 2{,}98\,\mathrm{GeV}/c^2$) bis zur maximalen Strahlenergie. Berechnungen mit Methoden der LatticeQCD oder nicht-relativistischen Potentialmodellen stimmen für Charmonia unterhalb der $D\overline{D}$-Schwelle sehr gut mit den bisherigen experimentellen Messungen überein. Oberhalb der $D\overline{D}$-Schwelle gibt es jedoch starke Abweichungen, so dass ein vollständiger Scan über den gesamten erreichbaren Massenbereich vielversprechend ist, um neue Zustände zu entdecken bzw. vermutete Zustände zu verifizieren oder falsifizieren. Dabei ist $\overline{\text{P}}$ANDA e^+e^--Experimenten überlegen, da $\overline{\text{P}}$ANDA bei der Erzeugung von Resonanzen nicht an die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ gebunden ist, sondern über $\overline{p}p$-Annihilation alle nicht-exotischen Zustände direkt erreicht werden können. Mehrere tausend $c\overline{c}$-Zustände werden pro Tag mit bisher unerreichter Auflösung gemessen werden können [55].
Nicht nur Charmonia stehen im Visier von $\overline{\text{P}}$ANDA, sondern auch solche Zustände, die einen gluonischen Anteil an der Resonanz besitzen. Zustände, die aus zwei Quarks mit einem angeregten Gluon bestehen, nennt man auch *Hybride* ($q\overline{q}g$). Neben Hybriden wurde auch die Existenz von sogenannten Gluebällen postuliert, die nur aus Gluonen bestehen (ggg). Eine Erkennungsmethode ist die Suche nach exotischen Quantenzahlen J^{PC}, die regulären Mesonen verboten sind, wodurch die exotischen Zustände keinem mesonischen Untergrund mit gleichen Quantenzahlen ausgesetzt wären. Da $\overline{p}p$-Annihilation ein sehr gluonenreicher Prozess ist, gilt sie als vielversprechende Quelle von möglichen Hybriden oder Gluebällen.
Neben Zuständen mit Charmness $C = 0$ wird $\overline{\text{P}}$ANDA auch Mesonen mit $C \neq 0$, beispielsweise

D-Mesonen, nachweisen. Hierfür ist unter anderem ein hervorragender Spurdetektor in unmittelbarer Nähe zum Wechselwirkungspunkt notwendig, der die *D*-Meson-Zerfälle aufgrund ihres zum Wechselwirkungspunkt deplatzierten Vertex identifizieren kann. Bei $\overline{\text{P}}$ANDA wird diese Aufgabe der Micro-Vertex-Detektor übernehmen (siehe Kapitel 4.3.2). Etwa 100 *D*-Meson-Resonanzen werden bei Messungen im Bereich der $\psi(4040)$-Resonanz pro Sekunde erzeugt werden [56], was die hohen statistischen Anforderungen für eine präzise Analyse erfüllt.

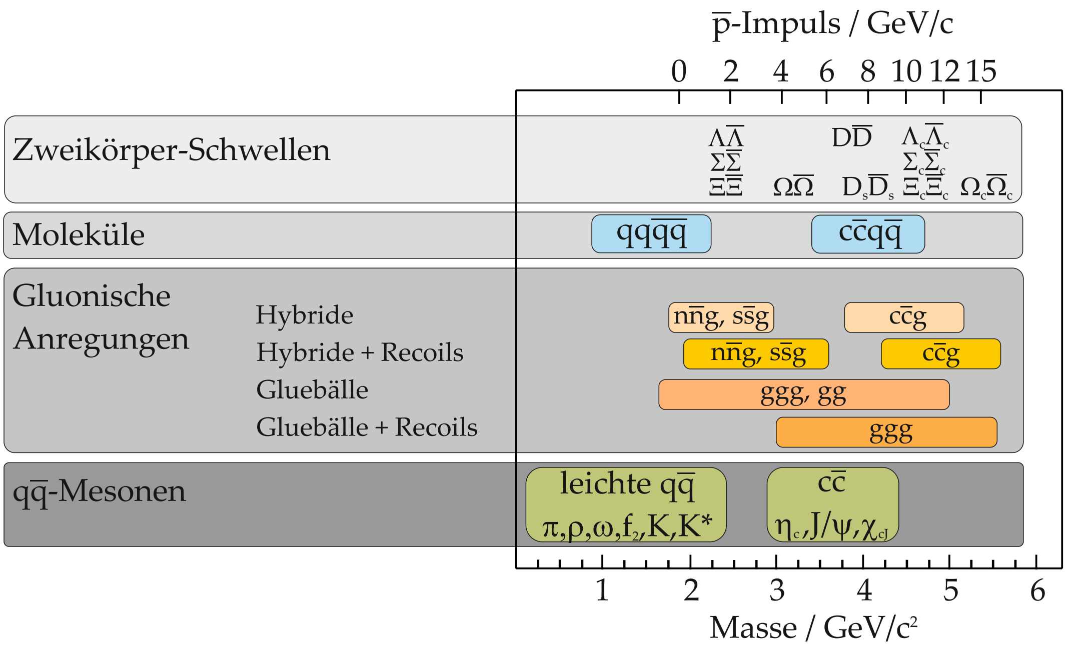


Abb. 4.1: *Das Physik-Programm des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiments*

Auch die Herkunft der Hadronenmasse ist eine Fragestellung, mit der sich $\overline{\text{P}}$ANDA beschäftigt. Die Hadronenmasse ist nicht allein die Summe der einzelnen Valenzquarks, wie naiv angenommen werden könnte. Beim Einbetten von Hadronen in nuklearer Materie wird erwartet, dass sich die Hadronenmassen verändern. Für leichte Quarks, also $q \in \{u,d,s\}$, wurden diese Messungen bereits durchgeführt; Messungen für Hadronen mit *c*-Quarks, seien es Hidden- oder Open-Charm-Systeme, stehen hingegen noch aus und können mit $\overline{\text{P}}$ANDA ausgezeichnet untersucht werden.

Außerdem wird $\overline{\text{P}}$ANDA den elektromagnetischen Formfaktor des Protons im zeitartigen Bereich messen können, was über die Reaktion $\overline{p}p \to e^+e^-$ geschehen kann. Der Prozess, der diesen Messungen zugrunde liegt, ist der WACS-Prozess (Wide Angle Compton Scattering), bei dem ein großer Impulsübertrag stattfindet [27].

Ein besonders spezielles Gebiet, für welches der $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektor zu einem späteren Zeitpunkt umgerüstet werden muss, ist die Untersuchung von Hyperkernen. Bei Hyperkernen handelt es sich um Atomkerne, die zusätzlich zu den Protonen und Neutronen, die einen regulären Atomkern bilden, noch Hyperonen (Baryonen mit *s*-Quark-Anteil) enthalten. Die bekannte Nuklidkarte, die je nach Darstellungsart die Anzahl der Neutronen gegenüber der Anzahl der Protonen oder aber die Anzahl der Nukleonen gegenüber der Anzahl der Protonen zeigt, würde so um eine Dimension, nämlich die Strangeness, erweitert. Beispiele für Hyperonen sind Λ und Σ (Strangeness $S = 1$), Ξ (Strangeness $S = 2$) sowie Ω (Strangeness $S = 3$). Mit den oben genannten zusätzlichen γ-Detektoren könnten dann Atomübergänge von Ω^--Atomen gemessen werden, da diese Übergänge im Röntgenbereich liegen [57].

4.2 Das FAIR-Projekt

FAIR beinhaltet viele verschiedene Experimente, die sich mit grundlegenden Fragestellungen aus der Quantenchromodynamik ($\overline{\text{P}}$ANDA, CBM), mit Physik hochdichter Plasmen (HEDgeHOB, WDM-Kollaboration) sowie mit Kernstrukturen (SPARC, FLAIR) beschäftigen, aber auch Experimente, die Bezug zu Anwendungen in Biologie oder Materialwissenschaft (BIOMAT-Kollaboration) besitzen [58].
Die Kosten von FAIR, die sich auf etwa 1,2 Milliarden Euro [58] belaufen werden, werden zu etwa 75 % von der Bundesrepublik Deutschland sowie dem Bundesland Hessen finanziert. Für die verbleibenden 300 Millionen Euro kommen Partnerstaaten auf, die sich zudem auch wissenschaftlich an FAIR beteiligen.

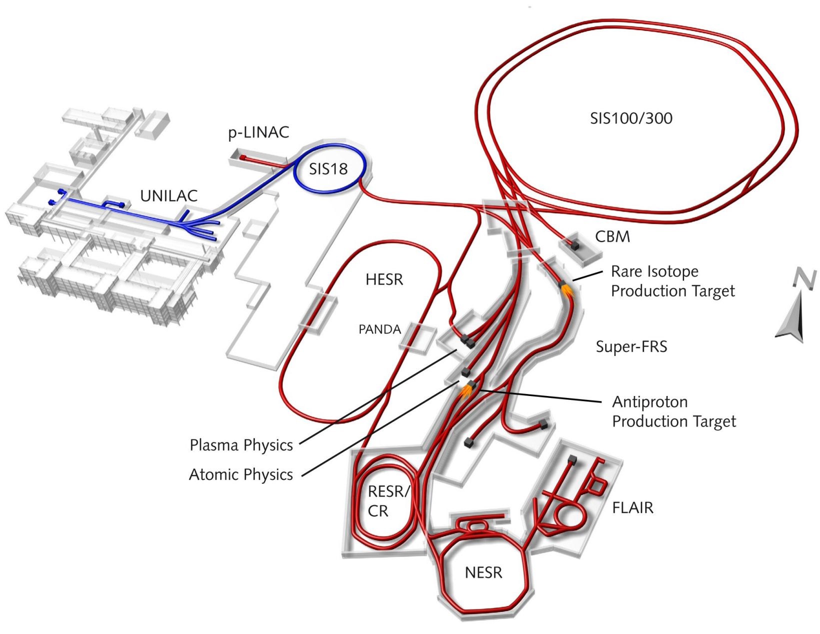


Abb. 4.2: *Das FAIR-Projekt an der GSI. Die existierende Anlage ist blau, die geplante FAIR-Erweiterung rot markiert [58].*

FAIR erweitert die bereits bestehende Forschungsanlage an der GSI; zwei große Kreisbeschleuniger mit einem Umfang von jeweils 1100 m, der SIS100 und der SIS300, werden von einem Linearbeschleuniger mit Protonen bzw. Schwerionen gespeist. Die beiden Kreisbeschleuniger liegen vertikal übereinander und teilen sich so einen Tunnel. Während im SIS100 Protonen mit einer Intensität von $4 \cdot 10^{13}$ Protonen pro Spill und einer Energie von bis zu 30 GeV beschleunigt werden, beschleunigt SIS300 Schwerionen wie beispielsweise Neon (Ne^{10+}) oder Uran (U^{92+}) auf Energien von 35 - 45 GeV/u [59].

Für das $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment werden hochenergetische Protonen aus dem SIS100 benötigt, die durch Kollision mit einem Iridium-Target über die Reaktion $p+p \rightarrow p+p+p+\overline{p}$ Antiprotonen erzeugen. Die Antiprotonen werden dann mit magnetischen Filtern von den Protonen getrennt und in den Collector Ring (CR) bzw. in den Recuperated Experimental Storage Ring (RESR) geleitet (siehe Abbildung 4.3), wo sie zuerst gekühlt (CR) und dann gesammelt (RESR) werden. Von dort werden die Antiprotonen entweder in den NESR (New Experimental Storage Ring), der das FLAIR-Experiment beliefert, oder in den HESR (High Energy Storage Ring) geführt. Der HESR beliefert auch $\overline{\text{P}}$ANDA mit Antiprotonen. Da $\overline{\text{P}}$ANDA von einem hochpräzisen Antiprotonenstrahl bei gleichzeitig hoher Intensität abhängig ist, soll die Funktionsweise des HESR im Folgenden näher beleuchtet werden.

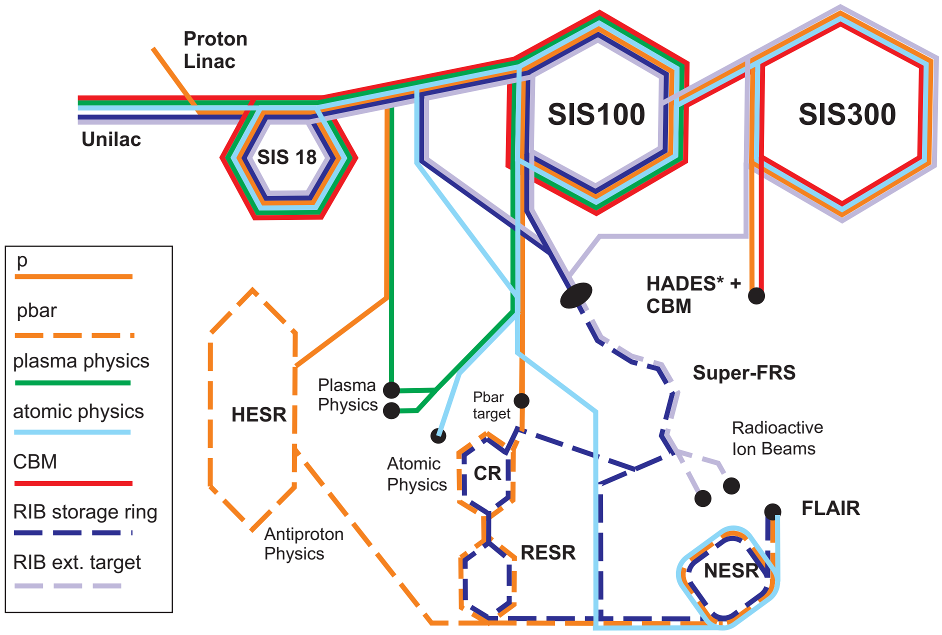


Abb. 4.3: *Schematische Übersicht über die Beschleuniger und Experimente des FAIR-Projekts. Die Farben kennzeichnen die Teilchensorte bzw. ihren Verwendungszweck [58].*

4.2.1 Der High Energy Storage Ring

Der High Energy Storage Ring, an dem das $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment betrieben werden wird, beschleunigt Antiprotonen auf Impulse zwischen 1,5 - 15 GeV/c. Diese Impulse sind notwendig, um bei ruhendem Target, wie es bei $\overline{\text{P}}$ANDA vorliegt, Charmonium-Resonanzen oder Hadronen mit offenem Charm (D-Mesonen oder, wenn noch Strangeness enthalten ist, D_s-Mesonen) zu erzeugen. Die Energieschwelle, um ein $\Omega_c^0\overline{\Omega_c^0}$-Paar (der Quarkinhalt eines Ω_c^0 ist ssc) zu erzeugen, liegt bei 15 GeV/c, was mit dem HESR noch gerade im Bereich des Möglichen liegt.
Der HESR besitzt die Form einer Stadionrennbahn und hat einen Gesamtumfang von 574 m mit zwei langen Geraden à 132 m Länge [59]. Die Antiprotonen werden auf der Südostseite des HESR vom RESR kommend eingefüllt und gegen den Uhrzeigersinn beschleunigt. Auf der Ostseite liegt das $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment auf der Geraden (in Abbildung 4.4 durch einen schwarzen Pfeil am unteren Bildrand gekennzeichnet), während auf der gegenüberliegenden Seite der Elektronenkühler Platz findet.

Zwei verschiedene Betriebsmodi sind für den HESR möglich:

Im *High Luminosity Mode* ist der HESR in der Lage, im gesamten Impulsbereich von 1,5 - 15 GeV/c eine Anzahl von 10^{11} Antiprotonen im Ring zu speichern und zu beschleunigen. Die Impulsunschärfe beträgt hier $\Delta p/p = 10^{-4}$ bei einer Luminosität von $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32}\,\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Alternativ kann die Impulsunschärfe um eine Größenordnung verbessert werden, indem der HESR im *High Resolution Mode* betrieben wird. Hier ist die relative Impulsunschärfe mit $\Delta p/p = 10^{-5}$ sehr gering, was aufgrund der reduzierten Anzahl von 10^{10} im Strahl befindlichen Antiprotonen auch eine Größenordnung Luminosität kostet, die dann $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{31}\,\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ beträgt. Damit ist es möglich, Massen und Breiten von hadronischen Resonanzen mit einer um zwei bis drei Größenordnungen höheren Genauigkeit zu messen, als dies bei e^+e^--Experimenten bislang der Fall ist.

Wahlweise ermöglicht der HESR also Experimente mit hoher Ereignisrate (im *High Luminosity Mode*) oder Experimente mit besonders hoher Präzision (*High Resolution Mode*).

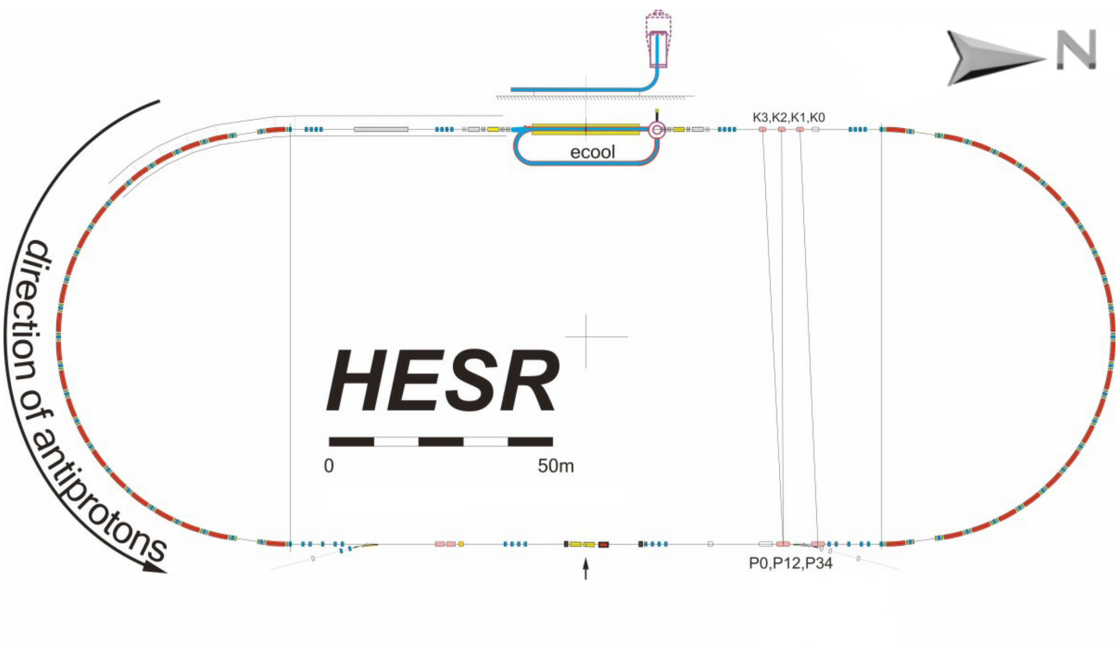


Abb. 4.4: *Schematische Ansicht des High Energy Storage Rings [59]; die Position des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiments ist durch den schwarzen Pfeil am unteren Bildrand gekennzeichnet.*

4.3 Der $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektor

Der $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektor ist ein hochmoderner Teilchendetektor, der für ein ruhendes Target konzeptioniert ist. Wegen des Lorentz-Boosts bewegt sich ein Großteil der Sekundärteilchen bei einer Annihilation der beschleunigten Antiprotonen mit dem ruhenden Target in Strahlrichtung; deshalb wurde zusätzlich zu dem den Wechselwirkungspunkt umgebenden Target-Spektrometer ein Vorwärtsspektrometer eingeplant, welches die Teilchen detektiert, die das Target-Spektrometer unter kleinen Winkeln zur Strahlachse verlassen und so durch die Akzeptanz des Target-Spektrometers nicht gemessen werden können.

Abbildung 4.5 zeigt den Aufbau des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiments. Der Antiprotonenstrahl, von links kommend, trifft am Wechselwirkungspunkt auf das Target, welches den Strahl senkrecht kreuzt. Das Target besteht im Normalfall aus Wasserstoff, wobei prinzipiell auch andere Gase zum Einsatz kommen können. Bei der Annihilation kann das Elektron des Wasserstoffatoms vernachlässigt werden. Verschiedene Target-Konzepte stehen zur Auswahl und werden in Kapitel 4.3.1 näher beschrieben.

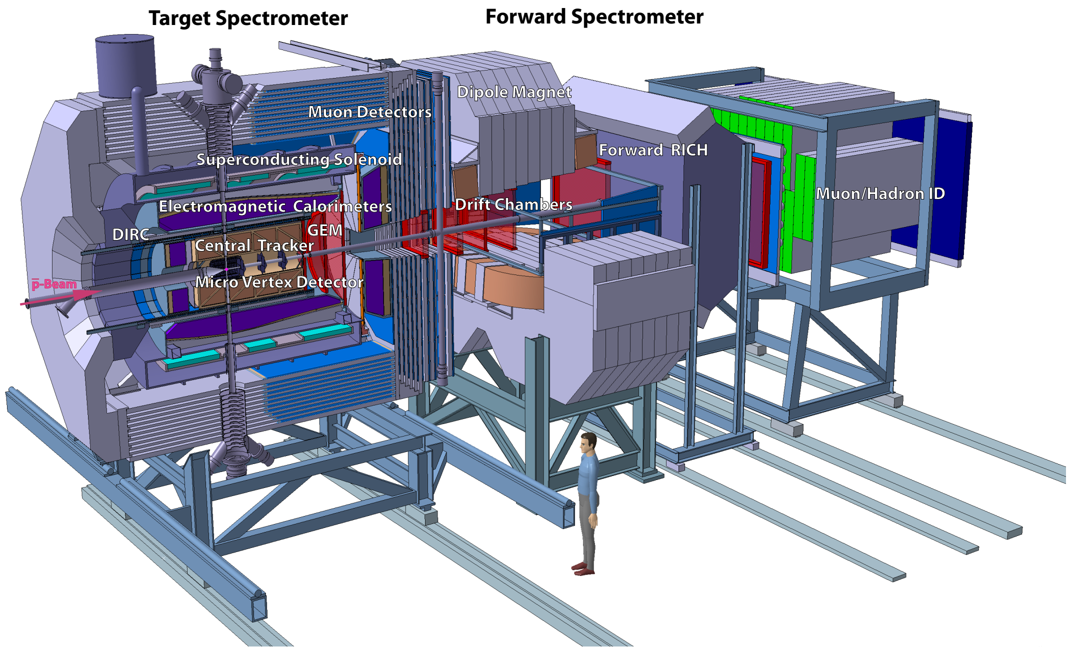


Abb. 4.5: *Der $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektor [27]. Der Standort der Vergleichsperson entspricht in etwa der Trennung in Target-Spektrometer (links) und Vorwärtsspektrometer (rechts). Der TOF-Detektor wird nicht gezeigt.*

Das Target-Spektrometer beinhaltet Spurdetektoren wie den Micro-Vertex-Detektor (MVD), den Straw Tube Tracker (STT) sowie die GEM-Detektoren. Zusätzliche Ortsinformationen liefert das elektromagnetische Kalorimeter (EMC), welches aber primär zur Energiemessung von Elektronen und Photonen verwendet wird. Für die Teilchenidentifizierung sorgen zwei Cherenkov-Detektoren (Barrel-DIRC und Disc-DIRC), der Time-of-Flight-Detektor (TOF) sowie die Myon-Detektoren. Ein 2 T starker, supraleitender Magnet sorgt für die Spurkrümmung, die die Impulsbestimmung geladener Teilchen ermöglicht. Die Subdetektoren des Target-Spektrometers werden in Kapitel 4.3.2 ausführlicher behandelt.

Wie schon eingangs erwähnt, dient das Vorwärtsspektrometer der Detektion von Teilchen mit kleinem Winkel zur Strahlachse. Direkt hinter dem Target-Spektrometer sorgt ein Dipol-Magnet für die Spurkrümmung von geladenen Teilchen. Eine Kombination aus sechs Spurdetektoren vermisst die Flugbahnen der Teilchen, während ein Cherenkov-Detektor (RICH) sowie eine Time-of-Flight-Wand in Kombination mit dem daraus ermittelbaren Impuls die Teilchensorte identifizieren. Die Teilchenidentifizierung wird durch einen Myon-Detektor ergänzt, der nach dem elektromagnetischen Kalorimeter in Vorwärtsrichtung (FEMC) das Vorwärtsspektrometer abschließt. Kapitel 4.3.3 beschreibt die Subdetektoren des Vorwärtsspektrometers detaillierter.

4.3.1 Das Target-System

Im High Luminosity Mode beträgt die Design-Luminosität $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32}\,\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Wird von 10^{11} Antiprotonen im HESR ausgegangen, wird eine Target-Flächendichte von $4 \cdot 10^{15}$ Wasserstoff-Atomen pro Quadratzentimeter benötigt. Als Target-Material ist der Einsatz von Wasserstoff geplant, wobei auch Deuterium, Stickstoff oder Argon denkbar sind. Außerdem ist für das Target-System nur wenig Platz verfügbar, weil möglichst viel Raum für die Detektoren zur Verfügung stehen soll. Als Target-System stehen zwei Systeme zur Auswahl: das Pellet-Target- und das Cluster-Jet-Target-System. Beide haben ihre spezifischen Vor- und Nachteile, die im Folgenden näher erläutert werden.

Pellet-Target-System

Das Pellet-Target ist ein Konzept, welches zur Zeit schon im WASA-Experiment bei COSY, Jülich, im Einsatz ist. Gefrorene Wasserstoff-Kügelchen, die oberhalb des Wechselwirkungspunktes produziert werden, fallen senkrecht zur Strahlachse durch den Strahl und wechselwirken am Kreuzungspunkt mit den Antiprotonen.
Unter hohem Druck wird Wasserstoff durch eine dünne Austrittsöffnung gepresst, die per Ultraschall in schnelle Vibrationen versetzt wird. Dadurch reißen pro Sekunde etwa $(1{,}0 - 1{,}5) \cdot 10^4$ dieser nur $24 - 40\,\mu$m großen Tröpfchen von der Austrittsöffnung ab und fallen hinunter in Richtung des Wechselwirkungspunktes, wo sie den Strahl mit einer Geschwindigkeit von etwa 60 m/s kreuzen. Durch dieses Prinzip ist es möglich, das Kryo-System zur Erzeugung der Pellets außerhalb des $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektors zu platzieren, während das Cluster-Jet-Target relativ nah am Wechselwirkungspunkt untergebracht sein muss.
Durch die variierenden Zeitabstände, mit denen die Pellets den Antiprotonenstrahl passieren, kommt es zu Schwankungen der Luminosität. Eine Herausforderung ist hierbei, die Akzeptanz des Detektors selbst bei abrupten Luminositäts-Anstiegen (*Bursts*) nicht zu überschreiten. Der Wechselwirkungspunkt kann über den Micro-Vertex-Detektor bestimmt werden, da jedes einzelne Pellet Ausgangspunkt von mehreren hundert Teilchenspuren ist. In Uppsala, Schweden, ist zusätzlich ein Pellet-Tracking-System in Planung, mit dem die Trajektorie der Pellets über Kamerasysteme in zwei x-z-Ebenen (eine über dem Strahl, die andere darunter) verfolgt werden kann. Hierdurch ist eine weitere Information über den Wechselwirkungspunkt erzielbar ($\sigma_{x,z} = 120\,\mu\text{m}, \sigma_{\text{y}} = 170\,\mu\text{m}$) [60].

Cluster-Jet-Target-System

Das Cluster-Jet-Target-System erzeugt Gruppierungen von 10^3 bis 10^6 Atomen, die durch van-der-Waals-Kräfte gebunden sind. Ebenso wie beim Pellet-Target kommt hier Wasserstoff zum Einsatz.
Das Cluster-Jet-Target kann in drei Abschnitte unterteilt werden. Im ersten Abschnitt wird das H_2-Gas bei Temperaturen zwischen 20 - 30 K mit einem Druck von 18 bar durch eine Laval-Düse gepresst, wohinter die Atome teilweise Cluster bilden. Der Strahl dieser Cluster ist nach der Entstehung zu weit aufgefächert, weshalb das Cluster-Jet-Profil mit Skimmern und Kollimatoren räumlich auf einen Durchmesser von 10 mm begrenzt wird. Im zweiten Abschnitt treffen die Cluster mit dem Antiprotonenstrahl zusammen. Nach momentanem Entwicklungsstand kann eine Flächendichte von 10^{15} Atomen/cm^2 erreicht werden, was für die geforderte Luminosität

bei $\overline{\text{P}}$ANDA noch weiterer Steigerung bedarf. Da der Cluster-Jet nur geringe Dichtefluktuationen aufweist, variiert auch die Luminosität nicht so stark wie bei dem Pellet-Target.
Im dritten und letzten Abschnitt des Cluster-Jet-Targets werden die Cluster aufgefangen und an einer Rückstreuung in den Strahlkammerbereich gehindert. Ein klarer Vorteil des Cluster-Jet-Targets ist, eine konstante Luminosität über Regulierung der Targetdichte zu garantieren, so dass selbst bei reduzierter Intensität des Antiprotonenstrahls mit gleichbleibender Luminosität gemessen werden kann. Ein Nachteil ist, dass die Position des Wechselwirkungspunktes in Strahlrichtung nicht präzise bekannt ist, da eine Kameraverfolgung wie beim Pellet-Target nicht möglich ist.

4.3.2 Das Target-Spektrometer

Das Target-Spektrometer (siehe Abbildung 4.6) ist der Detektorteil des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes, der den Wechselwirkungspunkt umgibt. Der supraleitende Solenoid sorgt für ein homogenes Magnetfeld im Innern des Target-Spektrometers. Der Micro-Vertex-Detektor, der Straw-Tube-Tracker sowie die GEM-Detektoren sorgen für eine Spurmessung der entstehenden Teilchen. Zur Identifizierung der Teilchensorte dienen die Cherenkov-Detektoren, der Time-of-Flight-Detektor sowie die Myon-Detektoren. Das elektromagnetische Kalorimeter dient zur Energiemessung von $e^{\pm}$ sowie Photonen und liefert auch eine Information über den Einschlagsort im Kalorimeter. Die einzelnen Detektoren des Target-Spektrometers werden im Folgenden näher beschrieben.

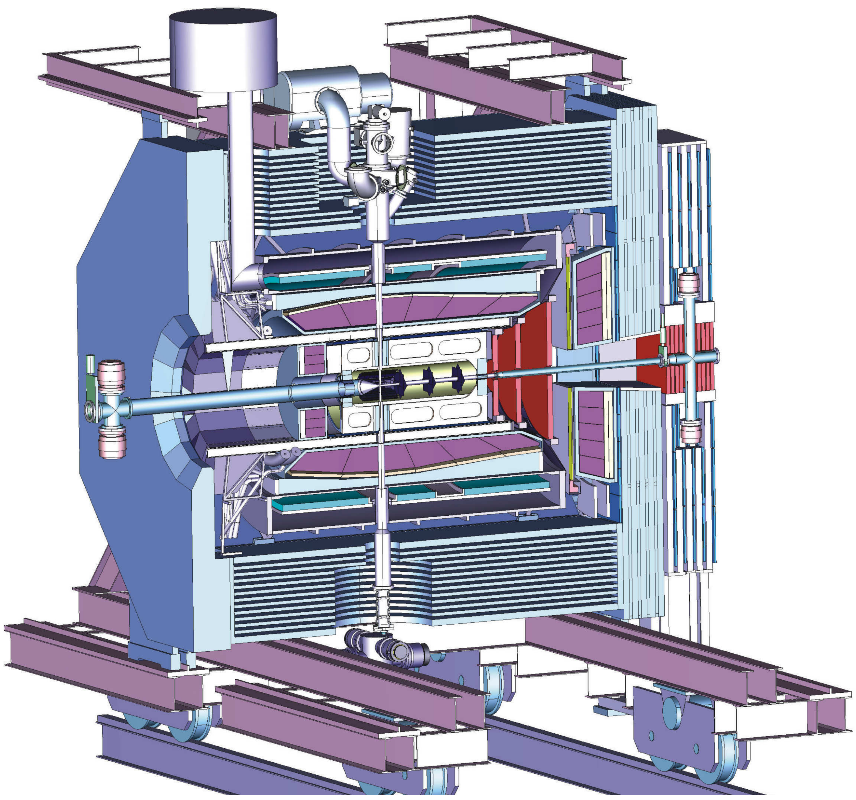


Abb. 4.6: *Schnittansicht des Target-Spektrometers des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes*

Der Micro-Vertex-Detektor

Der innerste Detektor des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes ist der Micro-Vertex-Detektor. Er ist direkt um den Wechselwirkungspunkt platziert und deckt somit einen großen Raumwinkelbereich ab. Seine Aufgabe ist die exakte Bestimmung des primären Vertex (also des wahren Wechselwirkungspunktes), aber auch aller sekundären Vertizes durch D- oder Hyperon-Zerfälle. Zudem sorgt er für eine Messung des transversalen Impulses von geladenen Teilchen.

Der Detektor gliedert sich in zwei Bereiche: einen aus vier Lagen bestehenden Barrel-Teil und einen Vorwärts-Teil mit acht senkrecht zum Strahl ausgerichteten Detektoren. Die einzelnen Schichten des MVD bestehen aus besonders strahlenharten Silizium-Pixel-Detektoren bzw. in einigen Fällen aus Silizium-Streifen-Detektoren. Die innerste Lage des Barrel-Teils besitzt einen Radius von nur 2,5 cm, die äußerste Lage einen Radius von 13 cm. Die Silizium-Wafer sind im aktuellen Design nur wenige hundert μm dick. Weitere Entwicklungsarbeiten beschäftigen sich mit der weiteren Reduktion der Wafer-Dicke.

Monte-Carlo-Simulationen haben zeigen können [56], dass die Auflösung des Durchgangsortes eines Teilchens durch den Wafer unter Betrachtung des Schwerpunktes der Ladungsverteilung 6,9 μm für die Pixel-Detektoren bzw. 12,4 μm für die Streifen-Detektoren beträgt.

Der Straw-Tube-Tracker

Als Option des zentralen Spurdetektors hat sich der Straw-Tube-Tracker gegenüber dem Konzept einer Time-Projection-Chamber durchgesetzt. Zusätzlich zu dem MVD wird auch die STT in der Lage sein, sekundäre Zerfälle aus K_S^0- oder λ-Zerfällen zu entdecken.

Die Spurmessung mit Straw-Tubes ist eine bewährte Methode. Ein 20 μm dünner, goldbeschichteter Wolframdraht ist in einer 150 cm langen, nur 10 mm dicken Röhre aus 30 μm dünner, aluminisierter Mylar-Folie gespannt, die dem Zug des Drahtes nur wegen ihres Innenüberdrucks von 1 bar standhalten kann. Die Straw-Tubes sind mit einer Mischung aus Argon und CO_2 gefüllt, womit eine Gasverstärkung von 10^{15} erreicht werden kann [55].

4200 solcher Röhren sind in 24 Schichten angeordnet, die teilweise leicht gegeneinander verdreht sind, um die Ortsauflösung in Strahlrichtung zu verbessern. Der radiale Bereich von $(15 \leq r \leq 42)$ cm ist mit Straw-Tubes ausgefüllt. Mit diesem Aufbau kann eine Ortsauflösung von 150 μm in x- und y-Richtung erzielt werden [55].

Die Vorwärts-GEM-Detektoren

Der Straw-Tube-Tracker deckt in Vorwärtsrichtung nur die Teilchen ab, die in einem Winkel größer als 22° zur Strahlachse emittiert werden. Für alle kleineren Winkel wird also ein weiterer Tracking-Detektor zusätzlich zum MVD benötigt. Für diese Aufgabe wurde ein Arrangement aus drei GEM-Detektoren (Gas Electron Multiplier) ausgewählt, die in Abständen von 1,1 m, 1,4 m und 1,9 m strahlabwärts senkrecht zum Strahl montiert werden [55]. Aufgrund der Nähe zum Strahlrohr, die die Wahrscheinlichkeit von Treffern durch elastische $p\overline{p}$-Streuung stark erhöht, sowie durch den relativistischen Boost, den die Sekundärteilchen der Kollision aufgrund des strahlabwärts gerichteten Impulses erfahren, ist hier mit sehr hohen Raten von bis zu 30000 $s^{-1}cm^{-2}$ zu rechnen, weshalb Driftkammern als Option ausscheiden.

Nach aktuellem Design bestehen die GEM-Detektoren aus jeweils zwei Ebenen mit zwei Projektionen pro Ebene, was vier Projektionen pro GEM-Detektor ergibt.

Die Cherenkov-Detektoren

Neben der Vermessung der Teilchenspuren ist auch die Identifizierung der Teilchen zwingend notwendig. Zwei Cherenkov-Detektoren messen die Öffnungswinkel der Cherenkov-Kegel, die geladene Teilchen beim Durchflug durch Materie (hier: Quartz) mit einer Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium erzeugen. Mit der Impulsinformation der Spurdetektoren kann daraus die Masse berechnet und somit auf die Teilchensorte geschlossen werden. Besonders wichtig ist die sichere Kaon-Pion-Separation, da diese beiden Teilchensorten besonders häufig auftreten. Im Impulsbereich von $0{,}8\,\mathrm{GeV}/c \leq p \leq 5\,\mathrm{GeV}/c$ ist durch die Cherenkov-Detektoren für hinreichende Kaon-Pion-Separation gesorgt.

Der Barrel-DIRC (Detector for Internally Reflected Cherenkov Light) wird gleich anschließend an den Straw-Tube-Tracker angebracht und deckt somit Winkel im Bereich von $22° \leq \theta \leq 140°$ ab. Durch die direkte Lage vor dem Barrel-EMC wird der Effekt von Photon-Konversionen im Quartz gering gehalten. Der Barrel-DIRC besteht aus 17 mm dicken Quartz-Stäben, die das Cherenkov-Licht bis zur Detektion an magnetfeldinsensitiven Micro-Channel-Plate-Photomultiplier leiten.

Direkt vor der Vorwärtsendkappe des EMC ist der Disc-DIRC vorgesehen, der für den Winkelbereich $5° \leq \theta \leq 22°$ verantwortlich ist. Die Quartz-Scheibe wird bei einem Außenradius von etwa 1100 mm etwa 20 mm stark sein. Ausgelesen wird das Licht wie auch beim Barrel-DIRC mit Micro-Channel-Plate-Photomultipliern [55].

Der Time-of-Flight-Detektor

Cherenkov-Licht entsteht nur bei Teilchen mit hoher Geschwindigkeit, weshalb ein weiterer Detektortyp zum Einsatz kommen muss, um auch die Teilchenidentifizierung für langsamere Teilchen, die besonders bei Ereignissen mit hoher Teilchenmultiplizität auftreten, zu ermöglichen. Ein Time-of-Flight-Detektor misst die Flugzeit eines Teilchens und bestimmt dessen Geschwindigkeit aus bekannten Abständen.

Der TOF-Detektor deckt einen Winkelbereich von $22° \leq \theta \leq 140°$ ab und befindet sich auf einer radialen Position zwischen STT und Barrel-DIRC [55]. Die Zeitauflösung des TOF-Detektors muss zwischen 50 und 100 ps liegen, um trotz der kurzen Flugstrecken im Target-Spektrometer noch auswertbare Daten zu liefern. Auf einen Detektor für das Start-Signal des Zeitabschnitts wurde aus Materialbudgetgründen verzichtet, so dass man sich auf die Zeitabstände zwischen verschiedenen Teilchen beschränken muss.

Der TOF-Detektor bei $\overline{\text{P}}$ANDA besteht aus *Scintillation Tiles* (kurz: SciTil), die nur 5 mm dick sind und eine Kantenlänge von $(30 \times 30)\,\mathrm{mm}^2$ besitzen. Jeweils ein SciTil-Detektor wird von zwei SIPMs (Silicon Photo Multipliers) ausgelesen [61].

Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter des Target-Spektrometers besteht aus insgesamt ungefähr 16000 Bleiwolframat-Kristallen, die sich auf das Barrel und die Vorwärts- sowie die Rückwärtsendkappe aufteilen. Da sich die vorliegende Arbeit insbesondere mit dem EMC beschäftigt, sei an dieser Stelle für eine ausführliche Beschreibung des EMC auf Kapitel 4.4 verwiesen.

Der Solenoid

Das Magnetfeld, welches für die Impulsvermessung der Teilchen notwendig ist, wird von einer die bisher genannten Detektoren umgebenden, supraleitenden Magnetspule erzeugt, deren magnetischer Rückfluss über das Eisenjoch erfolgt, welches mit einem Gewicht von etwa 300 Tonnen auch die strukturelle Halterung für das Target-Spektrometer darstellt.

Die supraleitende Spule hat einen Innendurchmesser von 1,8 m bei einer Länge von 2,8 m. Sie erzeugt ein maximales Magnetfeld von 2 T, welches besonders im Bereich der Spurdetektoren bis auf 2 % homogen sein muss, um eine präzise Spurvermessung zu ermöglichen [62]. Das Eisenjoch wird stromauf- und stromabwärts mit jeweils zwei Eisentüren verschlossen, die zu Montage- und Reparaturzwecken seitlich verfahren werden können und so den Blick auf die Detektoren des Target-Spektrometers freigeben. Das Eisenjoch beinhaltet in den Zwischenlagen Myon-Detektoren.

Die Myon-Detektoren

Myonen wechselwirken nur schwach mit Materie, so dass Myon-Detektoren als äußerste Detektorlage installiert werden können, da ein Gros der Reaktionsprodukte auf dem Weg durch die anderen Detektoren sowie die Stahlschichten des Magnetjochs bereits absorbiert wird. Myonen eignen sich hervorragend, um J/ψ-Zerfälle, semi-leptonische D-Zerfälle oder den Drell-Yan-Prozess zu studieren.

Die Myon-Detektoren im Target-Spektrometer werden in die Zwischenlagen des Magnetjochs eingebettet, was für eine ausreichend effektive Absorption der Pionen sorgt, die einen wichtigen Untergrund darstellen. Außerdem ist es wichtig, zwischen Signal-Myonen und Sekundär-Myonen aus dem Pion-Zerfall zu unterscheiden.

Nicht der gesamte Raumwinkel wird mit Myon-Detektoren instrumentiert, sondern nur der strahlabwärts liegende Teil des Barrels sowie die Vorwärtsendkappe des Target-Spektrometers. Als Detektortyp werden voraussichtlich rechteckige Aluminium-Driftröhren zum Einsatz kommen, die auch schon im Myon-Detektorsystem von COMPASS verwendet werden [55, 63].

Weitere Myon-Detektoren befinden sich im Vorwärtsspektrometer, welches im Folgenden vorgestellt wird.

4.3.3 Das Vorwärtsspektrometer

Teilchen, die einen Winkel von ±10° zur y-z-Ebene und ±5° zur x-z-Ebene besitzen, passieren das Target-Spektrometer in Richtung des Vorwärtsspektrometers. Spurdetektoren sowie Kalorimeter und PID-Instrumente messen hier die Eigenschaften dieser Teilchen.

Der Dipol-Magnet

Der Dipol-Magnet, der sich in Strahlrichtung hinter dem Target-Spektrometer befindet, dient mit Hilfe von Spurdetektoren zur Messung von geladenen Teilchen, die je nach Ladung des Teilchens durch das Magnetfeld nach links oder rechts ablenkt werden. Der Dipol ist in Strahlrichtung zweieinhalb Meter lang und besitzt eine Öffnung von einem Meter Höhe und zwei Metern Breite, so dass der oben genannte Winkelbereich vollständig abgedeckt ist [62].

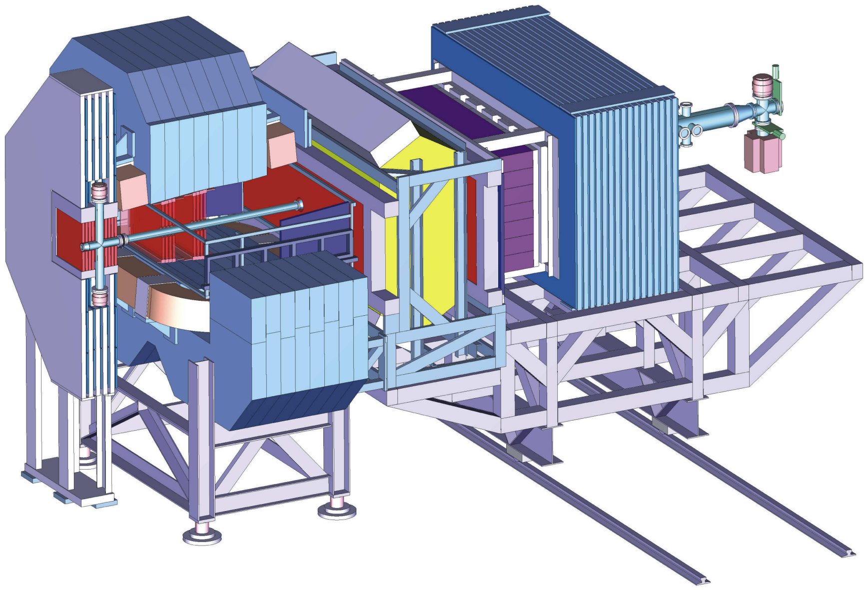


Abb. 4.7: *Schnittansicht des Vorwärtsspektrometers des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes*

Der Vorwärts-Tracker

Insgesamt sechs Drahtkammern messen im Vorwärtsspektrometer die Teilchenspuren: zwei *vor* dem Dipol, zwei *im* Dipol und zwei *hinter* dem Dipol. Jede Kammer besteht aus drei Ebenen, von denen eine Ebene vertikale Drähte enthält, während die Drähte der anderen beiden Ebenen um $\pm 10°$gegen diese vertikale Achse verdreht sind. Die bei diesem Design erwartete Impulsauflösung für Protonen mit einem Impuls von 3 GeV/c beträgt $\Delta p/p = 0{,}2\,\%$ und ergibt sich maßgeblich aus Mehrfachstreuung im Gas sowie an dem Drahtmaterial.

Der RICH-Detektor

Ein Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor (RICH) sorgt im Vorwärtsspektrometer für die PID für Teilchen mit kleinem Winkel zur Strahlachse. Zwei Radiatormaterialien mit verschiedenen Brechungsindizes, Freon (C_4F_{16}) und Silicat-Aerogel, werden eingesetzt, um in einem Impulsbereich von 2 - 15 GeV/c zwischen Pionen, Kaonen und Protonen unterscheiden zu können. Das Design ist an den RICH-Detektor des HERMES-Experiments am DESY in Hamburg angelehnt. Auch hier wird das Cherenkov-Licht mit Spiegeln auf außerhalb befindliche Photomultiplier geleitet [55].

Die Time-of-Flight-Wand

Eine weitere Möglichkeit, im Vorwärtsspektrometer Teilchen zu identifizieren, ist die TOF-Wand. Um Pionen von Kaonen und Kaonen von Protonen bis zu Impulsen von 2,8 GeV/c bzw. 4,7 GeV/c mit einer Signifikanz von 3σ unterscheiden zu können, ist eine Zeitauflösung von 50 ps erforderlich. In einer Entfernung von etwa 7 Metern zum Wechselwirkungspunkt wird deshalb eine Wand aus vertikalen Plastikszintillatorstreifen aufgebaut, die an ihren Enden durch Photomultiplier ausgelesen werden. In der Mitte der TOF-Wand, wo hohe Zählraten erwartet werden, sind die Szintillatorstreifen nur 5 cm breit. Weiter außen können die Szintillatorstreifen hingegen 10 cm breit sein, da nicht so viele Teilchentreffer pro Fläche stattfinden. Um auch die Teilchen mit niedrigen Impulsen zu erfassen, werden ähnliche Detektoren im Dipol-Magneten angebracht.

Das elektromagnetische Vorwärtskalorimeter

Auch die Energiebestimmung von Photonen und Elektronen sowie ihre Identitätsbestimmung in Vorwärtsrichtung ist wichtig. Daher befindet sich hinter der TOF-Wand des Vorwärtsspektrometers das Vorwärts-EMC, welches aus Kostengründen als Shashlyk-Kalorimeter ausgeführt wird. Hierbei wechseln sich passive Absorberschichten mit aktivem Szintillatormaterial ab. Das Vorwärts-EMC wird eine Energieauflösung von $4\,\%/\sqrt{E}$ erreichen, indem szintillierende, mit Wellenlängenschieber versehene Fasern durch Blei geführt und an ihren Enden an Photomultiplier gekoppelt werden [55]. In einer Entfernung von $7-8$ Metern zum Wechselwirkungspunkt sind dann 1404 solcher Module installiert, die für eine hinreichend gute Ortsauflösung sorgen.

Die Vorwärts-Myon-Detektoren

Um bei hohen Impulsen Pionen von Myonen unterscheiden sowie Myonen-Zerfälle messen zu können, sind im Vorwärtsspektrometer Myon-Detektoren notwendig. Sie sind ähnlich den Myon-Detektoren des Target-Spektrometers konzipiert und bestehen aus sich abwechselnden Absorberschichten und Aluminium-Driftröhren. Auch Neutronen und Anti-Neutronen können, wenngleich nur mit niedriger Energieauflösung, hiermit detektiert werden [55].

Der Luminositätsmonitor

Die Messung der integrierten Luminosität spielt eine entscheidende Rolle bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten. Ist der Wirkungsquerschnitt eines bestimmten Prozesses bekannt, kann über dessen Messung auf den absoluten Wirkungsquerschnitt geschlossen werden.
Bei $\overline{\text{P}}$ANDA wird dazu die elastische Antiproton-Proton-Streuung verwendet, indem über den Streuwinkel des Antiprotons auf den Viererimpulstransfer rückgeschlossen wird. Der Streuwinkel liegt im Bereich von 3 - 8 mrad. Bei einem Antiproton-Impuls von beispielsweise 6 GeV/c beträgt der Streuwinkel etwa 5 mrad. Die Messung des Streuwinkels ist Aufgabe des Luminositätsmonitors.
Der Winkel wird über insgesamt vier Ebenen aus doppellagigen Siliziumstreifendetektoren rekonstruiert. Die vier Ebenen haben in Strahlrichtung jeweils einen Abstand von 20 cm zueinander und sind radial um das Strahlrohr angeordnet. Der Aufbau befindet sich zudem in einer Vakuumkammer, um Streuungen an der Luft zu vermeiden. Platz findet der Luminositätsmonitor vor dem HESR-Dipol, der den durch das Magnetfeld abgelenkten Antiprotonenstrahl zurück auf die gerade Bahn des HESR lenkt. Mit diesem Aufbau wird die integrierte Luminosität mit einer Genauigkeit von 3 % bestimmt werden können.

4.3.4 Das Triggersystem und die DAQ

Die zu erwartende Reaktionsrate bei $\overline{\text{P}}$ANDA ist $2\cdot10^7\ \text{s}^{-1}$ [55]. Mit dieser hohen Rate geht eine immense Datenmenge einher, so dass unmöglich sämtliche Informationen aller Ereignisse auf Massenspeicher gespeichert werden können. Zudem werden bei $\overline{\text{P}}$ANDA unterschiedliche physikalische Ereignisse untersucht, was eine Flexibilität benötigt, die ein festverkabeltes Trigger-

System nicht zuließe. Das Konzept zur Datennahme bei $\overline{\text{P}}$ANDA muss sich also von gängigen, zweistufigen Triggerlösungen (wie es auch bei BESIII verwendet wird) lösen.
Das Trigger-Konzept bei $\overline{\text{P}}$ANDA setzt Front-End-Elektronik voraus, die in der Lage ist, Treffererkennung, Rauschunterdrückung und das Zusammenfassen von Informationen während der normalen Auslese vorzuverarbeiten. So kann jedes Subdetektorsystem eigene Trigger auslösen. Mit einer präzisen Zeitinformation versehen, wird diese reduzierte Datenmenge in Zwischenspeichern bereitgestellt, die über ein Netzwerk mit hoher Bandbreite von Computerfarmen ausgewertet werden, um eine Auswahl der Ereignisse vorzunehmen. Mit dieser softwareseitigen Trigger-Lösung wird höchste Flexibilität erreicht, so dass unterschiedliche Physik-Programme keine Neuverkabelung erfordern.
Bei oben genannter Ereignisrate von $2 \cdot 10^7\ \text{s}^{-1}$ muss das Netzwerk in der Lage sein, einen Datenstrom von 200 GB/s zu transportieren. Nach Anwendung der Trigger wird dieser Datenstrom etwa um einen Faktor 10^3 auf 100 - 200 MB/s reduziert und auf Massenspeicher geschrieben. Zu diesem Datenstrom trägt zusätzlich die Notwendigkeit bei, Online-Kalibrierungsdaten aller Subdetektoren aufzuzeichnen.

4.4 Das elektromagnetische Kalorimeter des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiments

Das elektromagnetische Kalorimeter des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiments besteht aus zwei übergeordneten Einheiten. Das Target-Kalorimeter befindet sich im Target-Spektrometer, während das Vorwärtskalorimeter im Vorwärtsspektrometer beheimatet ist. Da in dieser Arbeit ein Prototyp für die Vorwärtsendkappe des Target-Kalorimeters behandelt wird, beziehen sich alle nachfolgenden Informationen auf das Target-Kalorimeter.
Elektromagnetische Kalorimeter dienen maßgeblich zur Energiemessung von Elektronen und Photonen und sind häufiger Bestandteil von Experimenten der Kern- und Teilchenphysik. Neben der Energiemessung dienen sie bei sinnvoller Segmentierung der Detektorbestandteile auch der Ortsbestimmung eines Teilcheneinschlages, was eine weitere Ortsinformation für die Spurbestimmung liefert bzw. bei Photonen die einzige Möglichkeit ist, den Viererimpuls zu rekonstruieren. Weiterhin kann der Schauerform des elektromagnetischen Schauers ein Hinweis auf die Teilchensorte entnommen werden, was einen wichtigen Beitrag zur Elektron-Pion-Unterscheidung liefert. Da zudem die Signale des EMC nach kurzer Zeit vorliegen, können sie als schneller Trigger für andere Subdetektoren des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiments dienen.
Das EMC des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiments ist ein homogenes Kalorimeter, was bedeutet, dass Absorbermaterial und aktives Detektormaterial identisch sind; ein Teilchen wird also von dem Material gestoppt *und* erzeugt in dem Material Szintillationslicht, welches dann von Photodetektoren gemessen und in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Der Vorteil von homogenen Kalorimetern gegenüber Sampling-Kalorimetern, bei denen Absorber- und Detektormaterial verschieden sind, ist die höhere Energieauflösung, da ein größerer Teil der Teilchenenergie in messbares Szintillationslicht umgewandelt wird, statt die Energie in den Blei- oder Eisenabsorberplatten eines Sampling-Kalorimeters für die Messung zu verlieren. Nachteilig ist der Preis von homogenen Kalorimetern, da aktives Detektormaterial in der Regel teurer als Absorbermaterial ist.

Das aktive Detektormaterial beim $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment ist Bleiwolframat ($PbWO_4$), ein anorganischer Kristall, der auch für das CMS-Experiment (Compact Muon Solenoid) am CERN verwendet wird [64]. Eine Kristalllänge von 200 mm, was bei $PbWO_4$ 22 Strahlungslängen X_0 entspricht [55], sorgt dafür, dass Photonen und Elektronen vollständig im EMC gestoppt werden und so das Szintillationslichtäquivalent ihrer gesamten Energie detektiert werden kann. Eine detaillierte Beschreibung von $PbWO_4$ findet sich in Kapitel 4.4.3.
Das EMC des Target-Spektrometers des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiments besteht aus drei Teilen: dem fassförmigen Mittelteil (Barrel) sowie einer Vorwärts- und einer Rückwärtsendkappe, die das Barrel strahlauf- bzw. strahlabwärts abschließen und so mit 93,4 % fast den gesamten Raumwinkel abdecken [55].

4.4.1 Anforderungen an das $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC

Die Hauptfunktion eines elektromagnetischen Kalorimeters ist die Rekonstruktion von Teilchenenergien und Richtungen (in θ- und ϕ-Richtung) von Elektronen und Photonen mit hoher Effizienz. Da hohe Teilchenmultiplizitäten häufig sind, ist eine hohe Ortsauflösung erforderlich, um benachbarte Teilcheneinschläge voneinander trennen zu können. Oft stammen Photonen aus Zerfällen von π^0- oder η-Mesonen, so dass eine möglichst niedrige Energieschwelle wünschenswert ist, um auch niederenergetische Photonen aus eben diesen Zerfällen detektieren zu können. Die Messung von allen in einem Ereignis auftretenden Teilchen ist eine wichtige Voraussetzung, um den Untergrund minimal zu halten. Eine Nicht-Detektion eines niederenergetischen Photons könnte beispielsweise dazu führen, dass das Ereignis als radiativer Charmonium-Zerfall mit einem Photon im Endzustand weniger gedeutet würde.
Es wird eine Raumwinkelabdeckung von 93,4 % angestrebt, was dadurch erschwert wird, dass das Strahlrohr, das Target-System sowie kleinere Lücken zwischen Detektoren für geometrische Einschränkungen sorgen [55]. Außerdem muss verhindert werden, dass Teilchen durch die Lücken zwischen den Kristallen undetektiert hindurchfliegen können. Dies wird erreicht, indem die Foki der Kristalle nicht auf den Wechselwirkungspunkt zeigen, so dass Photonen, die von dort stammen, immer Kristalle passieren müssen, um aus dem Detektor zu entweichen. So ist der Fokus der Vorwärtsendkappe auf einen Punkt etwa 950 mm hinter dem Wechselwirkungspunkt strahlaufwärts gerichtet, während die Barrel-Kristalle sowohl auf eine andere z-Position ($z = 37$ mm) als auch auf einen imaginären Ring um das Strahlrohr zeigen. Zudem muss das Halterungsmaterial um die Kristalle reduziert werden, um möglichst viel EMC-Volumen mit aktivem Detektormaterial auszufüllen und die Lücken klein zu halten.
Für das $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC wird eine Energieschwelle von 10 MeV in einem Cluster angestrebt, was für einen einzelnen Kristall eine Energieschwelle von 3 MeV bedeutet, um einen Faktor 3 über dem erwarteten Detektorrauschen von $\sigma_{\text{E, noise}} = 1$ MeV zu liegen.
Für eine niedrige Energieschwelle ist eine hohe Lichtausbeute des Szintillators hilfreich, was mit $PbWO_4$ nur zum Teil erfüllt ist. Um dennoch die Lichtausbeute von $PbWO_4$ zu erhöhen, wird das gesamte EMC auf eine Temperatur von $-25\,°\text{C}$ gekühlt.
Eine hohe Energieauflösung ist beispielsweise für eine genaue E/p-Bestimmung sowie eine gute Auflösung der J/ψ-Masse notwendig. Zudem trägt eine hohe Energieauflösung zur Reduzierung

des Untergrundes bei, indem die Erkennung leichter Mesonen wie π^0 oder η verbessert wird. Die Energieauflösung des EMC soll

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

mit $a \leq 1\,\%$ und $b \leq 2\,\%$ genügen [55].
Eine weitere Herausforderung ist der große Energiebereich, über den das EMC in der Lage sein muss, Teilchenenergien zu messen. So muss das Barrel Energien zwischen 10 MeV und 7,3 GeV, die Rückwärtsendkappe von 10 MeV bis 700 MeV und die Vorwärtsendkappe von 10 MeV bis 14,6 GeV messen können. Im Fall der Vorwärtsendkappe bedeutet dies eine Energiespanne von mehr als drei Größenordnungen.
Neben der Energieauflösung spielt auch die Ortsauflösung eine wichtige Rolle: ein hochenergetisches π^0 zerfällt bevorzugt in zwei Photonen mit kleinem Öffnungswinkel zur ursprünglichen π^0-Flugrichtung. Bei einem maximalen π^0-Impuls von etwa 14 GeV/c beträgt der Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen nur 0,5°, was bei einem Flug in Richtung Vorwärtsendkappe in 2 m Entfernung einen Abstand der Einschlagsorte von etwa 20 mm ausmacht. Beide Photonen müssen dann noch als zwei getrennte Photonen im EMC rekonstruiert werden können, weshalb die Kristallbreite zu etwa 24,4 mm gewählt wurde. Damit ist die Granularität des EMC so gewählt, dass diese beiden Photonen in den meisten Fällen in zwei getrennten Kristallen einschlagen.
Weitere Randbedingungen ergeben sich durch den Betrieb in einem 2 T starken Magnetfeld, was die Wahl der Photodetektoren maßgeblich bestimmt. Außerdem haben die Auslesesysteme mit Signal-Pile-Ups zu kämpfen, da die Raten von 60 kHz im Barrel und 500 kHz in der Vorwärtsendkappe dazu führen können, dass sich die Signale hinter den Vorverstärkern und Shapern zeitlich überlagern. Die hohe Strahlendosis über die Betriebszeit des Detektors (20 - 30 mGy/h in den inneren Bereichen der Vorwärtsendkappe [55]) kann zudem zu Strahlenschäden führen, die die Lichtausbeute der Kristalle langfristig reduzieren. Daher sind alle Bauteile auf ihre Strahlenhärte zu überprüfen.

4.4.2 Übersicht über das $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC

Wie schon in Kapitel 4.4 erwähnt wurde, besteht das Targetkalorimeter aus drei Teilen: dem Barrel, der Vorwärts- sowie der Rückwärtsendkappe. Die Kristalle in allen drei Teilen werden auf eine Temperatur von −25 °C gekühlt, um die Lichtausbeute des Szintillators zu erhöhen. Wegen dieser Kühlung ist ein stetiger Stickstoff- bzw. Trockenluft-Fluss erforderlich, um das Innenvolumen der Detektoren zu trocknen, da sich sonst wegen der tiefen Temperaturen Eis bilden könnte.
Das fassförmige Barrel ist 2,5 m lang und befindet sich in einem radialen Abstand von 0,57 m bis 0,94 m zum Strahlrohr. Damit deckt es einen Winkelbereich von $22° \leq \theta \leq 140°$ und einen Raumwinkel von 84,7 % von 4π ab. Das Barrel beherbergt 11360 Kristalle mit insgesamt elf verschiedenen Geometrien, um die Form des Barrels wiederzugeben. 16 Subunits bilden einen Ring des EMC, wobei ein Ring 710 Kristalle enthält. Als Photodetektoren sind hier Avalanche-Photodioden vorgesehen (siehe Kapitel 4.4.4), da sie besonders magnetfeldresistent sind und eine kompakte Bauweise besitzen.

Die Rückwärtsendkappe sorgt strahlaufwärts für den Abschluss des Target-Kalorimeters und deckt Winkel von $151{,}4° \leq \theta \leq 169{,}7°$ ab. 592 Kristalle sind auf Radien von 200 mm bis 600 mm Entfernung zur z-Achse (gemessen an der Spitze der Kristalle) angeordnet und auf einen gemeinsamen Fokus 200 mm strahlabwärts vom Wechselwirkungspunkt gerichtet. Insgesamt ist hier mit niedrigen Raten sowie relativ geringen Einzelkristall-Maximalenergien von 200 MeV zu rechnen [55], weshalb VPTs (siehe Kapitel 4.4.4) eine vernünftige Photodetektorlösung darstellen.

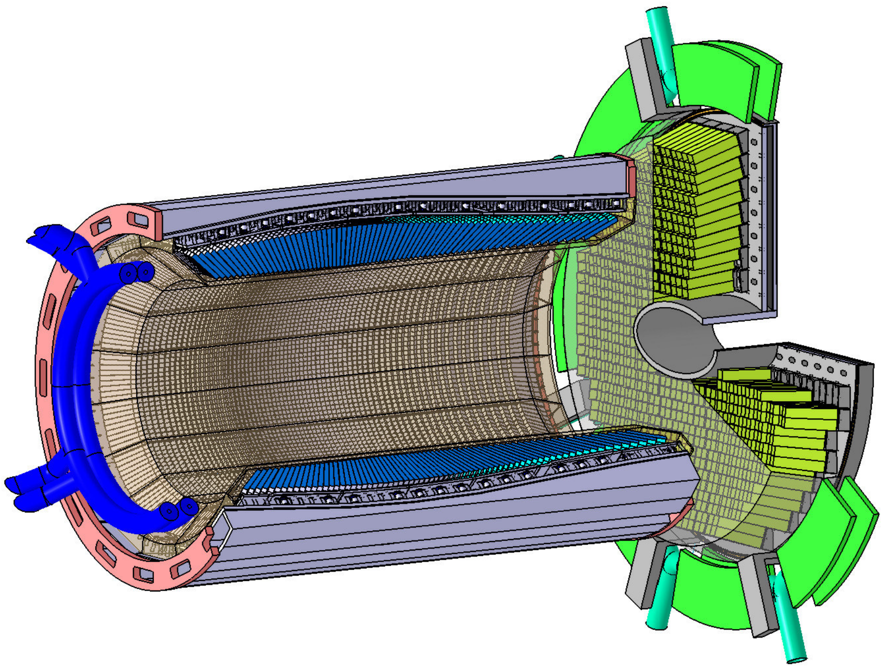


Abb. 4.8: *Schnittansicht des elektromagnetischen Targetkalorimeters mit dem Barrel (blau) und der Vorwärtsendkappe (grün); die Rückwärtsendkappe ist hier nicht gezeigt [55]. Die dargestellten Geometrien haben sich seit Erstellung der Grafik marginal verändert.*

Die Vorwärtsendkappe

Gemäß des Schwerpunktes dieser Arbeit soll im Folgenden die Vorwärtsendkappe des Target-Kalorimeters ausführlicher beschrieben werden.

Das Design der Vorwärtsendkappe wurde einem abgeschnittenen Kegelstumpf nachempfunden. Das Strahlrohr wird durch ein mittiges Loch hindurchgeführt (siehe Abbildung 4.9). Das Loch ist einer Ellipse nachempfunden und ist relativ zur z-Achse des Detektors in horizontaler Richtung 10°, in vertikaler Richtung nur 5° geöffnet (vom Wechselwirkungspunkt gesehen). Die Vorwärtsendkappe deckt damit einen Winkel von 5° bzw. $10° \leq \theta \leq 23{,}6°$ ab, woraus ersichtlich ist, dass sich die Winkelbereiche von Vorwärtsendkappe und Barrel überschneiden.

Die Vorwärtsendkappe beinhaltet nach aktuellen Konstruktionszeichnungen 3856 $PbWO_4$-Kristalle, die die Form eines längs geviertelten Pyramidenstumpfes besitzen, so dass zwei benachbarte Flächen sowohl senkrecht aufeinander als auch senkrecht auf Front- und Rückfläche stehen, während die anderen beiden benachbarten Flächen um einen Winkel von 0,46° zu den gegenüberliegenden Flächen geneigt sind. Die Kristalle zeigen auf einen Punkt 0,95 m hinter dem

Wechselwirkungspunkt (also strahlaufwärts) [55], damit keine Teilchen undetektiert durch die Lücken zwischen den Kristallen entweichen können.

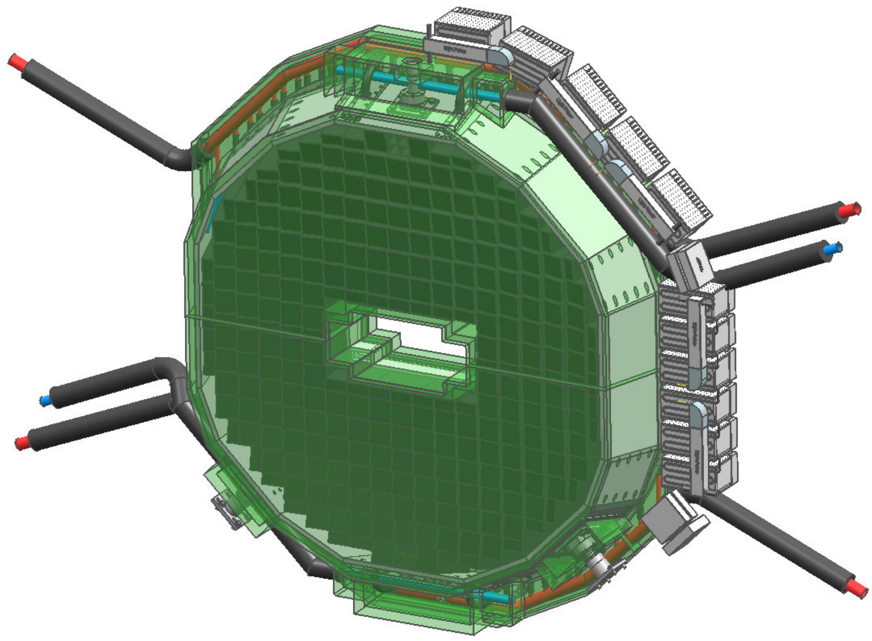


Abb. 4.9: *Die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiments; die Isolierung (grün) ist transparent dargestellt, um einen Blick auf die Subunits zu gewähren. Die Elektronik-Komponenten (grau) finden sich auch spiegelbildlich auf der anderen Seite der Vorwärtsendkappe. Die Führung der Kühlschläuche (rot bzw. blau) ist in dieser Grafik als vorläufig zu betrachten.*

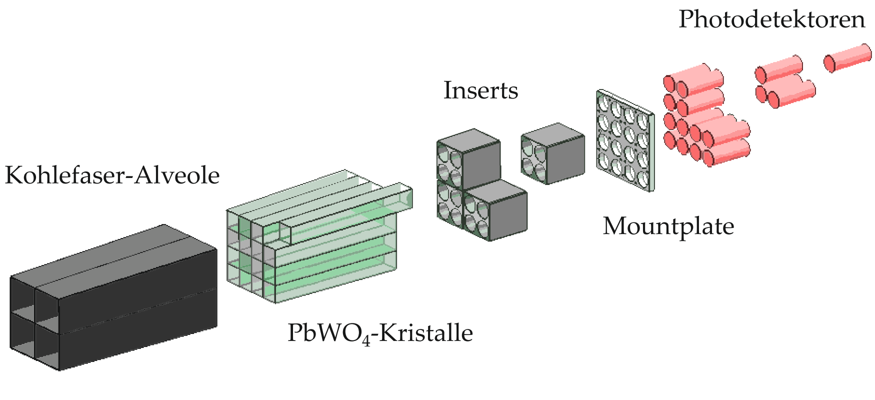


Abb. 4.10: *Explosionsansicht einer 16-Kristall-Subunit; die Alveole (schwarz) beheimatet 16 Kristalle (transparent türkis) und wird von vier Inserts nach hinten abgeschlossen. Die Photodetektoren (rot) werden durch die Inserts gehaltert und mit einer Feder von der Mountplate in Richtung Kristall gedrückt. Die Mountplate verbindet die vier Inserts (nach [55]).*

In den inneren Ringen nahe des elliptischen Lochs kommt es zu hohen Einzelkristallraten von bis zu 500 kHz im Mittel (wobei bei Verwendung des Pellet-Targets stärkere Schwankungen mit Spitzen bis zu 1 MHz oder gar 1,5 MHz zu erwarten sind), weshalb wegen der großen Strahlenbelastung keine Halbleiterdetektoren wie APDs zum Einsatz kommen können. Hier werden voraussichtlich Vakuum-Photo-Trioden bzw. -Tetroden verwendet werden, die sowohl strahlenresistent als auch bei hohen Ereignisraten stabil sind. Bei größeren Radien können jedoch auch APDs verwendet werden, was die Kosten reduziert.
Die Kristallgruppen der Vorwärtsendkappen sind zu Einheiten von je 16 $PbWO_4$-Kristallen zusammengefasst; sie werden als *Subunits* bezeichnet. Einige Subunits werden nur als halbe Version mit acht Kristallen gebaut, um verbleibende Lücken zu füllen. Die Kristalle, die zuvor mit Spiegelfolie DF2000MA von 3M ummantelt und teilweise mit Temperatursensoren ausgestattet wurden, werden durch dünne Kohlefaserhüllen, *Alveolen* genannt, mit einer Wandstärke von nur 180 μm gehalten. Die mit Kristallen gefüllten Alveolen werden wiederum auf vier sogenannte *Inserts* aus Aluminium geklebt, in die später die Photodetektoren mitsamt Vorverstärkern sowie die Glasfasern zum Monitorieren der Kristall-Transmission eingesetzt werden. Abschließend werden die vier Inserts mit der *Mountplate* verschraubt, die eine 8 mm starke Aluminium-Platte ist und die Rückseite einer Subunit abschließt. Je nach Winkel werden die Subunits auf verschiedene Winkeladapter (die *Interfaces*) geschraubt, die auf der großen, alle Subunits tragenden *Backplate* angebracht werden. Abbildung 4.10 veranschaulicht den Aufbau einer Subunit.
Die Versorgungs- und Signalkabel sowie die Glasfasern werden durch Löcher in der 30 mm starken Backplate auf deren Rückseite und von dort nach außen geführt, wo außerhalb des gekühlten Bereiches die Front-End-Elektronik ihren Platz finden wird. Die gesamte Vorwärtsendkappe muss außerdem gegen die Raumluft isoliert werden, um Eisbildung an den Grenzflächen zu verhindern und auch die notwendige Kühlleistung in erträglichem Rahmen zu halten. Für die Isolierung wurde eine Dicke von 30 mm vorgesehen.
Die Nomenklatur der Kristalle folgt einem einfachen Muster: die Endkappe wird in Quadranten unterteilt. Sieht man strahlabwärts, so zeigt die x-Achse nach links, die y-Achse nach oben und die z-Achse in Richtung des Strahls.

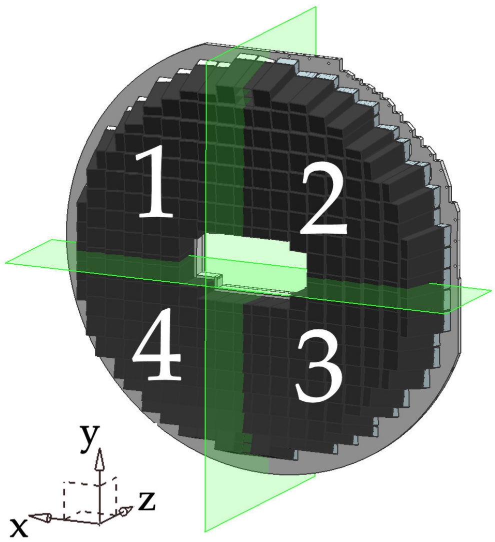


Abb. 4.11: *Die Nummerierung der Quadranten*

Die Quadranten der Vorwärtsendkappe sind im Uhrzeigersinn nummeriert, wobei Quadrant 1 als der Quadrant oben links definiert wird (siehe Abbildung 4.11).

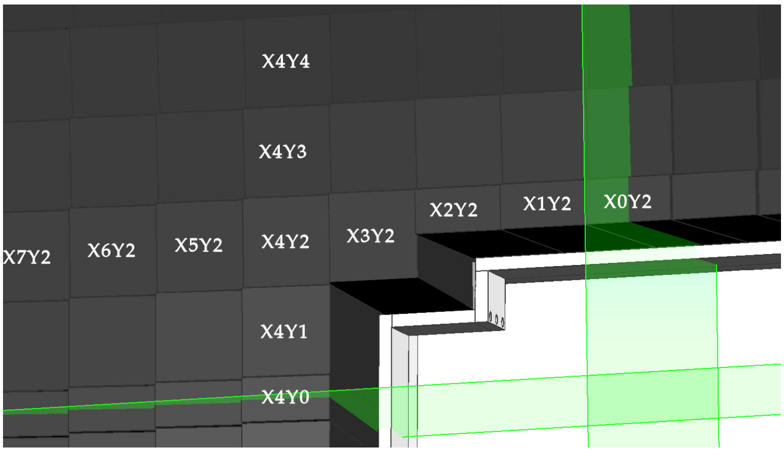


Abb. 4.12: *Die Nummerierung der Subunits*

Die Subunits sind entsprechend ihrer Position in x- bzw. y-Richtung nummeriert, beginnend in der Mitte der Vorwärtsendkappe (siehe Abbildung 4.12).

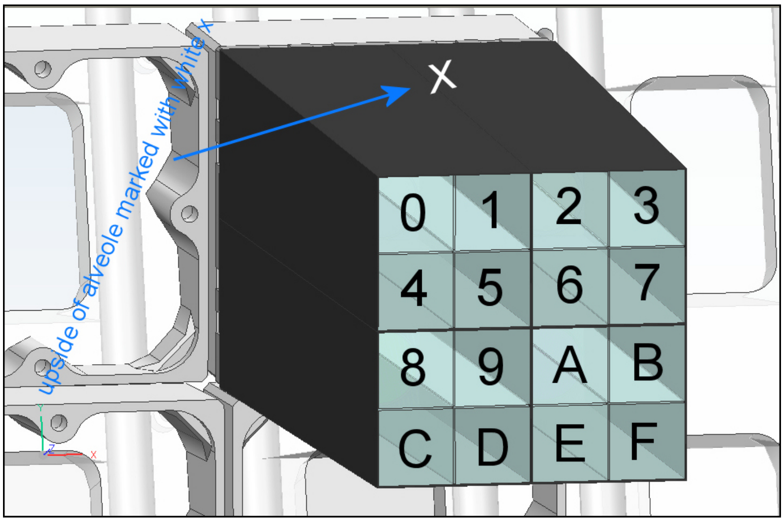


Abb. 4.13: *Nummerierung der Kristalle in einer Subunit.*

Wegen der Anzahl von 16 Kristallen pro Subunit bietet sich eine hexadezimale Kodierung an. Um zu definieren, wo die Oberseite der Alveole ist, wird die Seite mit der Beschriftung des Herstellers bzw. mit einem weißen *X* als Oberseite definiert.

Durch die Definition einer Oberseite der Subunit kann nun dem Kristall in der obersten Reihe links die Nummer 0, dem rechten Nachbarn die Nummer 1 usw. gegeben werden, wonach zeilenweise fortgefahren wird, wie in Abbildung 4.13 illustriert ist.

Weitere Eigenschaften des elektromagnetischen Kalorimeters oder der Vorwärtsendkappe werden im Rahmen der Vorstellung des Proto192 ab Kapitel 4.5 diskutiert. Zuvor werden aber noch der Szintillator $PbWO_4$ sowie die zur Auswahl stehenden Photodetektoren vorgestellt.

4.4.3 Das Szintillatormaterial Bleiwolframat

Die experimentellen Anforderungen an den Szintillator bei $\overline{\text{P}}$ANDA sind vielfältig: der Szintillator muss kurze Signale aussenden, damit sich schnell aufeinanderfolgende Szintillationsereignisse noch zeitlich trennen lassen. Außerdem muss die Strahlungslänge gering sein, um schon mit verhältnismäßig kurzen Kristallen ($\ell = 200\,\text{mm}$) sowohl die gesamte Teilchenenergie zu messen als auch ein kompaktes Kalorimeter zu bauen, was Platz für andere Detektoren schafft und zudem die Abmessungen des umgebenden Solenoiden in einem finanzierbaren Rahmen hält. Weiterhin müssen die Kristalle hinreichend strahlenhart sein, um trotz der starken Strahlenbelastung auch nach zehn Betriebsjahren nur geringe Alterungserscheinungen zu zeigen. Nähere Informationen zur Szintillation in anorganischen Kristallen können in [65] nachgelesen werden.
Ein geeignetes Szintillationsmaterial ist Bleiwolframat ($PbWO_4$, auch PWO abgekürzt). Mit einer Strahlungslänge von $X_0 = 8{,}9\,\text{mm}$ und einem Molière-Radius von nur $r_\text{M} = 20\,\text{mm}$ ist es ein sehr kompaktes Material, was sich auch in seiner hohen Dichte von $\rho \approx 8300\,\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ widerspiegelt.
Die Abklingzeit von $PbWO_4$ beträgt etwa 10 ns für die schnelle Komponente bzw. 30 ns für die langsame Komponente, was für die Anwendungen bei $\overline{\text{P}}$ANDA hervorragend geeignet ist, um die hohen Raten zeitlich auflösen zu können. Andere anorganische Szintillatoren wie Natriumiodid oder Cäsiumiodid haben wesentlich längere Abklingzeiten bei höherer Strahlenempfindlichkeit und wären somit für $\overline{\text{P}}$ANDA ungeeignet.
Ein Nachteil von $PbWO_4$ ist die relativ geringe Lichtausbeute pro Teilchenenergie, die mit 0,3 – 0,6 % der Lichtausbeute von Natriumiodid bei 20 °C deutlich geringer ist. Sie kann jedoch durch verschiedene Maßnahmen gesteigert werden.

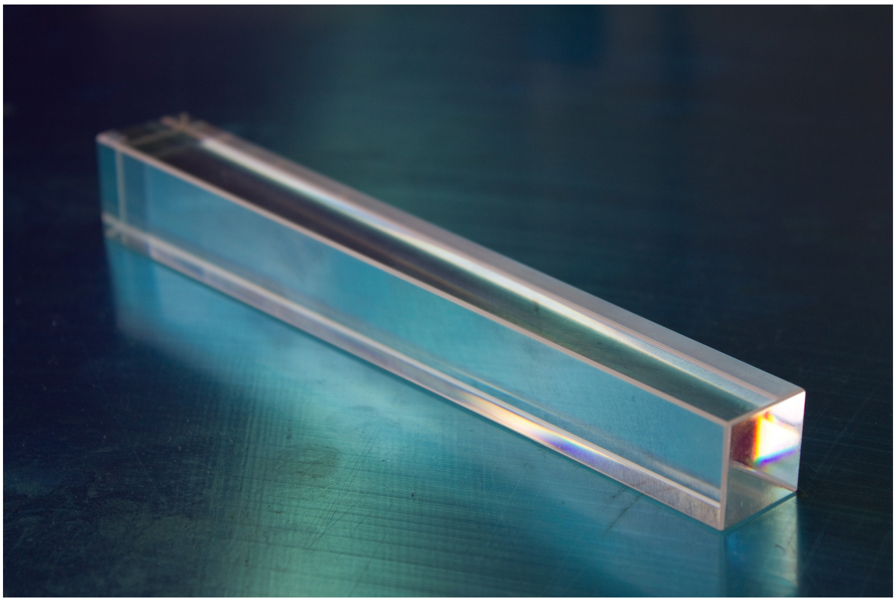


Abb. 4.14: *Ein Bleiwolframatkristall; die leicht pyramidale Form ist in diesem Bild nur zu erahnen.*

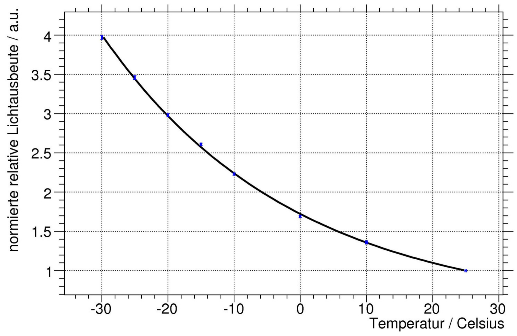


Abb. 4.15: *Lichtausbeute von PWO-II in Abhängigkeit von der Temperatur [65]*

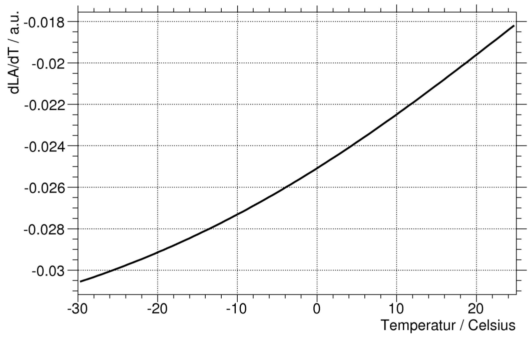


Abb. 4.16: *dLY/dT von PWO-II in Abhängigkeit von der Temperatur [65]*

Tab. 4.1: *Eigenschaften von $PbWO_4$ bei 20 °C, [2, S. 288], Angaben zur relativen Lichtausbeute bei verschiedenen Temperaturen [55]*

Eigenschaft	PWO	PWO-II
Dichte / g/cm^3	8,3	
Strahlungslänge / mm	8,9	
Molière-Radius / mm	20	
dE/dx / MeV/mm	1,01	
Abklingzeit / ns		
schnelle Komponente	10	
langsame Komponente	30	
λ_{max} / nm		
schnelle Komponente	420	
langsame Komponente	425	
Brechungsindex	2,20	
hygroskopisch	nein	
rel. Lichtausbeute im Vergleich zu NaI(Tl) / %		
bei 20 °C	0,3	0,6
bei −25 °C	0,8	2,5

Zum einen ist die Lichtausbeute von $PbWO_4$ stark temperaturabhängig, was bei einer Temperaturabsenkung von Raumtemperatur (25 °C) auf −25 °C zu etwa 3,5fach höherer Lichtausbeute führt (siehe Abbildung 4.15). Durch Abkühlen des Kristalls kann somit eine große Steigerung der Lichtausbeute erzielt werden, da bei kälteren Temperaturen die Gitterschwingungen im Kristall abnehmen, an denen sich die Exzitonen strahlungslos abregen könnten. Diese Steigerung der Lichtausbeute wird durch einen komplizierteren experimentellen Aufbau sowie eine höhere Sensibilität für Temperaturschwankungen erkauft, wie in Abbildung 4.16 ersichtlich ist. Bei

einer Temperatur von $-25\,°\mathrm{C}$ ändert sich die Lichtausbeute um etwa 3 % bei einer Schwankung von $\Delta T = 1\,°\mathrm{C}$.
Zum anderen kann $PbWO_4$ auch mit Elementen wie Molybdän oder Lanthan dotiert werden, um sogenannte Aktivatorzentren in den Kristall einzubauen, an denen sich die Exzitonen abregen und somit effizienter Szintillationslicht erzeugen können. Diese modifizierte Variante von Bleiwolframat, welche bei $\overline{\text{P}}$ANDA zum Einsatz kommen wird, wird auch PWO-II genannt. Nachteilig wirkt sich die Dotierung des Kristalls jedoch auf seine Strahlenhärte aus, die dadurch leicht reduziert wird. Die durch dieses Verfahren mögliche Steigerung der Lichtausbeute sowie weitere zentrale Eigenschaften von PWO bzw. PWO-II sind in Tabelle 4.1 ersichtlich.

4.4.4 Photodetektoren: VPT(T)s und APDs

Um das in den $PbWO_4$-Kristallen erzeugte Szintillationslicht nachzuweisen, sind Photodetektoren notwendig, die das Szintillationslicht in messbare elektrische Signale umwandeln. Diese werden an der Rückseite eines jeden Kristalls platziert, so dass die Szintillationsphotonen, die durch Totalreflexion an der Grenzfläche Kristall/Luft bzw. Reflexion an der Grenzfläche Kristall/Spiegelfolie am Verlassen des Kristalls gehindert wurden, auf den Photodetektor treffen. Zwei verschiedene Detektortypen sollen für das elektromagnetische Kalorimeter des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiments zum Einsatz kommen: Vakuum-Photo-Röhren (VPTs bzw. VPTTs) sowie Avalanche-Photo-Dioden (APDs).

Vakuum-Photo-Trioden und -Tetroden

Vakuum-Photo-Trioden (VPTs) bzw. -Tetroden (VPTTs) basieren auf dem Prinzip von Photomultipliern. Die Szintillationsphotonen treffen auf die Photokathode der Röhre und schlagen über den Photoeffekt aus der aufgedampften Metallschicht Elektronen aus. Man bezeichnet diese Elektronen daher als Photoelektronen. Zwischen Photokathode, Dynode und Anode liegen hohe Spannungen im Bereich von einigen hundert bis tausend Volt an, so dass die elektrischen Felder die Photoelektronen beschleunigen. Eine VPT besitzt nur eine, eine VPTT zwei Dynodenstufen. Eine schematische Ansicht einer VPT ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Hier ist die Anode als Gitter ausgeführt, so dass die beschleunigten Photoelektronen von der Photokathode die Anode passieren und in der Dynode Sekundärelektronen herausschlagen können. Die so vermehrte Ladung wird über die auf der höchsten Spannung liegende Anode abgeführt und kann als Spannungspuls gemessen werden.
Im Gegensatz zu Photomultipliern, in denen durch kaskadenartiges Fortsetzen der Dynodenstufen Verstärkungen von $G = 10^6 - 10^7$ erzielt werden können, ist die Verstärkung bei VPT(T)s aufgrund der Begrenzung auf nur eine bzw. zwei Dynodenstufen auf eine Größenordnung von 10^1 beschränkt. VPT(T)s eignen sich allerdings im Gegensatz zu APDs besonders für den Einsatz bei hohen Raten, wie sie an den inneren Kristallen der Vorwärtsendkappe auftreten werden, und gelten als besonders strahlenhart.
Für das $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC werden zur Zeit verschiedene Varianten getestet. Während vom japanischen Hersteller Hamamatsu Prototypen für VPTs und VPTTs angefertigt wurden, stellt der russische Hersteller RIE für das $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment ausschließlich VPTTs her. Die Photokathode der Hamamatsu-VPT hat einen Durchmesser von 16 mm und eine Verstärkung von ungefähr $G = 10$. Das Produkt aus Quanteneffizienz $\eta = 0{,}23$ und der Verstärkung G ist daher etwa

$\eta \cdot G = 2{,}3$. Die VPTT von RIE, deren Photokathode ebenfalls 16 mm im Durchmesser misst, ist ebenfalls eine Sonderanfertigung für $\overline{\text{P}}$ANDA. Der Hersteller gibt für die Quanteneffizienz $\eta \geq 15\,\%$ und für die Verstärkung $G \geq 20$ an, so dass das Produkt aus Quanteneffizienz und Verstärkung $\eta \cdot G \geq 3$ über dem Produkt der Hamamatsu-VPT liegt. Für die VPTTs von Hamamatsu wird eine typische Quanteneffizienz von $\eta = 0{,}23$ sowie eine Verstärkung von $G = 25$ angegeben [66]. Damit ergibt sich rechnerisch ein Produkt von $\eta \cdot G = 5{,}75$.

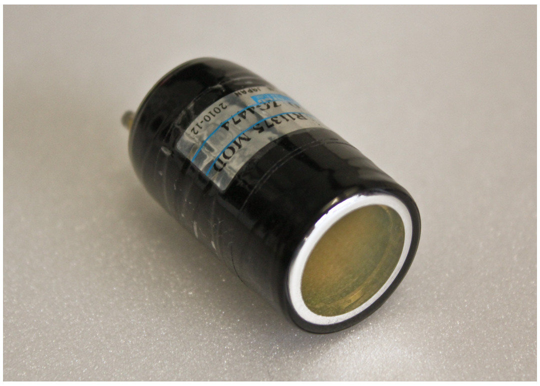


Abb. 4.17: *Ansicht einer VPT; die gelblich-transparente Frontfläche ist die Kathode*

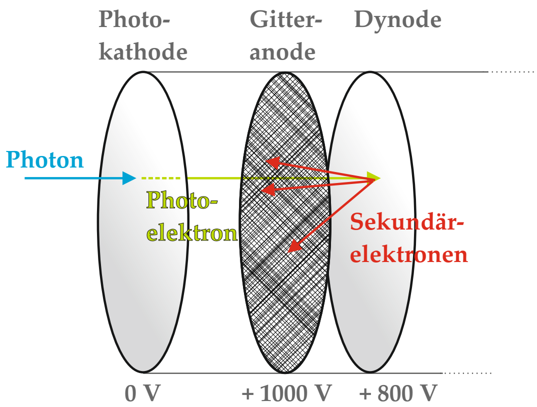


Abb. 4.18: *Schematischer Aufbau einer VPT*

Avalanche-Photo-Dioden

In den äußeren Bereichen der Vorwärtsendkappe sowie im Barrel sind die Anforderungen an die Photodetektoren etwas verändert. Wegen der geringeren Strahlenbelastung sowie niedrigeren Ereignisrate kommt hier auch der Einsatz von Avalanche-Photo-Dioden (APDs) infrage. Diese sind zwar nicht für hohe Ereignisraten ausgelegt, besitzen dafür aber den Vorteil, dass ihre Verstärkung nicht vom angelegten Magnetfeld abhängt.

APDs sind etwa 2 mm flache Silizium-Halbleiter-Detektoren, die mit einem internen elektrischen Feld für eine starke (lawinenartige) Vermehrung der freien Ladungsträger sorgen. Die freien Ladungsträger sind wie im obigen Fall die Photoelektronen, die durch den Photoeffekt aus der Oberfläche herausgeschlagen wurden. Für das CMS-Experiment wurden APDs in Kooperation mit Hamamatsu Photonics entwickelt, wobei sie für das $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment weiterentwickelt wurden. Dadurch wurde die Herstellung von APDs mit einer vierfach größeren aktiven Fläche möglich ($A = (14{,}0 \times 6{,}8)\,\text{mm}^2$ [67]). Die Abmessungen der APDs sind dafür geeignet, pro $PbWO_4$-Kristall zwei APDs nebeneinander zu verwenden, um die effektive aktive Fläche pro Kristall zu erhöhen. Die Quanteneffizienz beträgt 70 % - 80 % und ist somit um ein Vielfaches höher als bei VPT(T)s.

Das Szintillationslicht fällt auf eine stark p-dotierte Siliziumschicht (p^{++}) und wird von der darauffolgenden normal p-dotierten Schicht (p^{+}) absorbiert. Dabei entstehen Elektron-Loch-Paare, wobei die Elektronen in Richtung des p-n-Übergangs wandern. Hier schlagen sie weitere Elektronen heraus, wodurch das Signal verstärkt wird. Die so vermehrten Elektronen driften nun durch die n^{+}-dotierte Schicht zur n^{++}-Schicht, wo sie abgeleitet werden (siehe Abbildung 4.20).

Typische Verstärkungen liegen im Bereich von bis zu $G = 50 - 100$ [68, 69]; höhere Verstärkungen sind zwar technisch machbar, erfordern aber eine äußerst präzise eingestellte Hochspannungsversorgung, da hier, anders als bei geringen Verstärkungen, kleine Änderungen in der Versorgungsspannung große Auswirkungen auf die Verstärkungen haben. Zudem hängt die Verstärkung bei APDs sehr stark von der Temperatur ab (bei einer Verstärkung von $G = 50$ beträgt $dG/dT = -2{,}2\,\%/°\mathrm{C}$), weshalb die Temperatur auf $\Delta T = 0{,}1$ K stabilisiert werden muss [70].

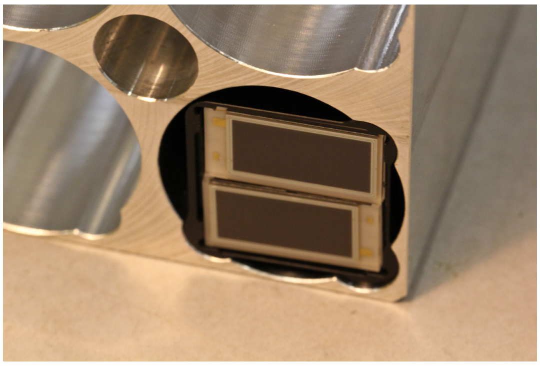


Abb. 4.19: *Zwei Avalanche-Photodioden in einem Insert montiert*

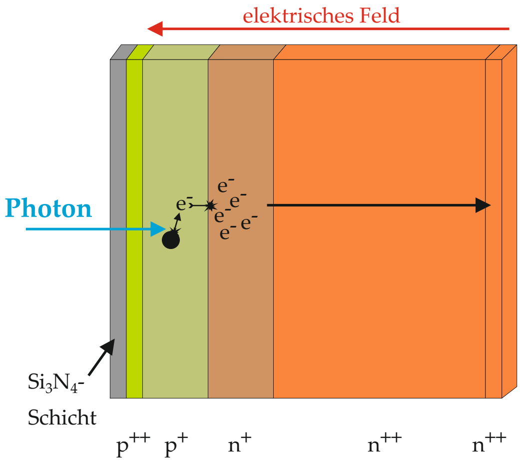


Abb. 4.20: *Schematischer Aufbau und Funktionsweise einer Avalanche-Photodiode*

4.5 Der EMC-Prototyp Proto192

Um einen Eindruck von der Leistungsfähigkeit des EMCs sowie von möglichen Problemquellen unter realen Bedingungen zu bekommen, ist es notwendig, einen Prototypen zu bauen, der möglichst detailgetreu an die zu erwartenden Verhältnisse des EMCs angepasst ist. Prototypen wie der Proto60, der maßgeblich von einer Forschergruppe aus Gießen gebaut wurde, sind Prototypen des Barrel-Kalorimeters [71]. Ein Prototyp der Vorwärtsendkappe, deren Konstruktion mit etwas anderen Randbedingungen verknüpft ist, stand bislang noch aus und wird maßgeblich in Bochum entwickelt - enge Kooperationen bestehen mit dem KVI in Groningen in den Niederlanden, der Universität Basel in der Schweiz, der Universität Uppsala in Schweden, der Universität Orsay in Frankreich sowie den Universitäten Gießen und Bonn.

Aufgrund des zunächst geplanten Einbaus von 192 Kristallen wurde der Projektname *Proto192* gewählt; nach Änderung der Vorwärtsendkappengeometrie wurde das Design des Prototypen dahingehend geändert, dass 216 Kristalle implementiert werden konnten.

Zunächst soll ein Überblick über die mit der Entwicklung des Prototypen verfolgten Ziele sowie über seine Position in der Vorwärtsendkappe und die allgemeine Geometrie gegeben werden.

4.5.1 Ziele des Prototypen

Das Ziel eines jeden Prototypen ist es, ein Konzept einem Praxistest zu unterziehen, um zu überprüfen, ob das Konzept optimal ausgearbeitet ist, und um gegebenenfalls Verbesserungsmöglichkeiten zu entwickeln, die die verbesserungswürdigen Elemente im finalen Design ersetzen.
Eine der wichtigsten Größen im Zusammenhang mit dem elektromagnetischen Kalorimeter ist dessen Energieauflösung. In Kapitel 4.4.1 wurde bereits die angestrebte Energieauflösung von $\frac{\sigma_E}{E} = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}$ mit $a \leq 1\,\%$ und $b \leq 2\,\%$ vorgestellt. Ob die momentane Auslesekette mit den Kristallen, Photodetektoren, Vorverstärkern, Shapern und ADCs diese Kriterien erfüllen kann, ist von zentralem Interesse bei den Tests mit dem Proto192.
Wie im kommenden Abschnitt zur Geometrie des Proto192 ersichtlich wird, beschreibt der Proto192 einen Randbereich der Vorwärtsendkappe, nämlich nahe des mittleren Loches. Hier ist besonders interessant, wie gut die Energieauflösung in diesen geometrischen Randbereichen sein wird, da ein Teil des elektromagnetischen Schauers unmessbar bleibt und vom gemessenen Teil auf die Gesamtenergie geschlossen werden muss. Durch gezielte Untersuchung der Randkristalle bei Teststrahlzeiten kann die Energieauflösung berechnet und mit den erreichbaren Energieauflösungen in der Mitte des Proto192, wo der elektromagnetische Schauer vollständig rekonstruierbar ist, verglichen werden. Weiterhin ist das Verhalten der Grenzbereiche zwischen verschiedenen Typen von Photodetektoren interessant, welches auch die Energieauflösung beeinflussen wird.

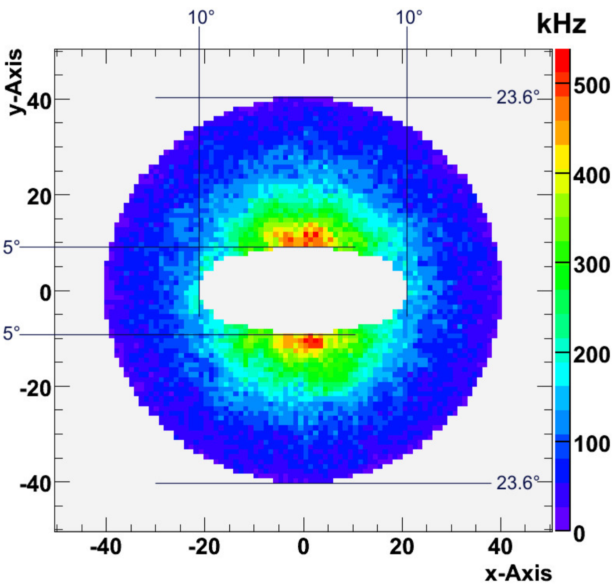


Abb. 4.21: *Einzelkristallraten in der Vorwärtsendkappe bei einem $\overline{p}$-Impuls von $p_{\overline{p}} = 14\,\mathrm{GeV}/c$ [55].*

Die Energieauflösung hängt selbstverständlich auch von der Wahl der Photodetektoren ab. Mit dem Proto192 soll daher auch geklärt werden, welche Detektortypen in der späteren Vorwärtsendkappe zum Einsatz kommen und in welchem geometrischen Bereich sie optimal eingesetzt werden können. Zu untersuchen ist hier maßgeblich die Verstärkung der Detektoren, die aufgrund der geringen Intensität des Szintillationslichtes möglichst hoch bei minimalem Dunkel-

strom sein soll. Außerdem können bei $\overline{\text{P}}$ANDA Einzelkristallraten von mehr als 500 kHz auftreten (siehe Abbildung 4.21), weshalb auch die Ratenabhängigkeit der Verstärkung in die Untersuchungen einbezogen werden muss.
Neben der Energieauflösung ist auch die Ortsauflösung relevant, da diese für Photonen über Bestimmung der Winkel ϕ und θ im Detektorkoordinatensystem maßgeblich entscheidend für die Berechnung der Vierervektoren ist. Die Granularität des EMC ist durch die Dimensionen der bereits gefertigten Kristalle zwar festgelegt, aber Testmessungen müssen zeigen, ob die Simulationen die realen Verhältnisse exakt wiedergeben.
Auch die Kühlung und Isolierung des Prototypen müssen auf Eignung geprüft werden. Die Kühlung des Proto192 ist in zwei Teile getrennt worden, um eine Temperaturanpassung von der Rück-, aber auch von der Vorderseite zu ermöglichen. Die Rückkühlung funktioniert über in die Backplate eingelassenen Bohrungen, während die Frontkühlung über ein System aus dünnen Polyurethan-Schläuchen, die an der Frontwand der Fronthülle untergebracht sind, realisiert wird.
Mit dem Proto192 soll auch die Eignung der Mechanik getestet werden, die die Kristalle, Photodetektoren und Vorverstärker haltert, aber auch für einen vakuumdichten Abschluss des Aufbaus sorgt, um Kondensation von Wasser an den kalten Komponenten im Innenraum zu verhindern. Die eigens für den Proto192 angefertigten Platinen, die für eine Verbindung der Vorverstärker, der Temperatur- und Luftfeuchtigkeitssensoren und für einen Anschluss von Hoch- und Niederspannung *innerhalb* mit den Shapern, den THMPs und der Spannungsversorgung *außerhalb* des Proto192 sorgen, müssen ebenfalls auf Umsetzbarkeit getestet werden.
Die flachen Temperatursensoren, die für den Einsatz im $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC entwickelt wurden, werden erstmals unter realen Bedingungen getestet. Die Auslese der Umgebungsparameter mit dem THMP (*Temperature and Humidity Board for $\overline{P}$ANDA*) muss ebenfalls auf Funktionsfähigkeit getestet werden.
Zum Monitorieren der Strahlenschäden bzw. zum Test der Funktionsfähigkeit der Auslesekette wurde ein Lichtpulser entwickelt, der über Glasfasern kurze Lichtpulse in den Kristall einkoppelt, die von der Auslesekette wie Szintillationspulse verarbeitet werden. Die ordnungsgemäße Funktionsweise auch dieses Systems muss mit dem Proto192 überprüft werden.

4.5.2 Geometrie

Der Proto192 ist ein Prototyp, der die Verhältnisse in der Vorwärtsendkappe nahe des elliptisch-angenäherten Loches nachbildet. Der Ausschnitt wurde so gewählt, dass 216 Kristalle in seinem Inneren Platz finden, wobei zur Zeit nicht jeder dieser Kristalle mit einem Photodetektor ausgerüstet ist. Die 216 Kristalle verteilen sich auf 13 reguläre Alveolen à 16 Kristalle und eine modifizierte Alveole mit nur acht Kristallen (siehe Abbildung 4.22).
Gut zu erkennen sind in dieser Abbildung die über die Interfaces eingestellten verschiedenen Winkel der Subunits, die auf einen gemeinsamen Punkt jenseits des Wechselwirkungspunktes zeigen. Die Fläche, die von den Vorderflächen der Subunits von Alveolenkante zu Alveolenkante abgedeckt wird, misst etwa $410 \times 410\,\text{mm}^2$ (ohne Berücksichtigung der ausgelassenen Subunits im Loch). Die Backplate wurde so ausgelegt, dass sie an der Innenseite der Vorwärtsendkappe (also der Seite entlang des Loches) möglichst dicht an den die Subunits haltenden Interfaces endet, um unnötiges Material im Innern des Loches, welches im final aufgebauten

$\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment die Messung im Vorwärtsspektrometer behindern würde, zu vermeiden (siehe Abbildung 4.22 rechts). Der verbleibende Rand dient allein der Herstellung von Vakuumdichtigkeit des Aufbaus mittels eines O-Ringes.

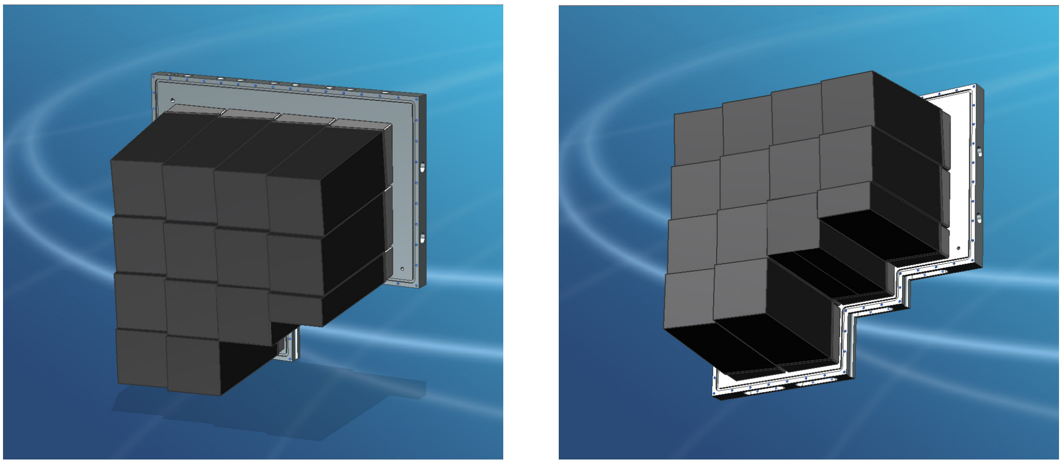


Abb. 4.22: *Die Geometrie des Proto192; gezeigt sind nur die Subunits, die per Interface an die Aluminium-Backplate montiert sind. Oberhalb der Subunits wurde die Backplate mit einem Übermaß versehen, um Platz für die Verteilersysteme der Frontkühlung zu schaffen (links). Am inneren Rand der Vorwärtsendkappe wurde die Backplate so knapp wie möglich dimensioniert (rechts).*

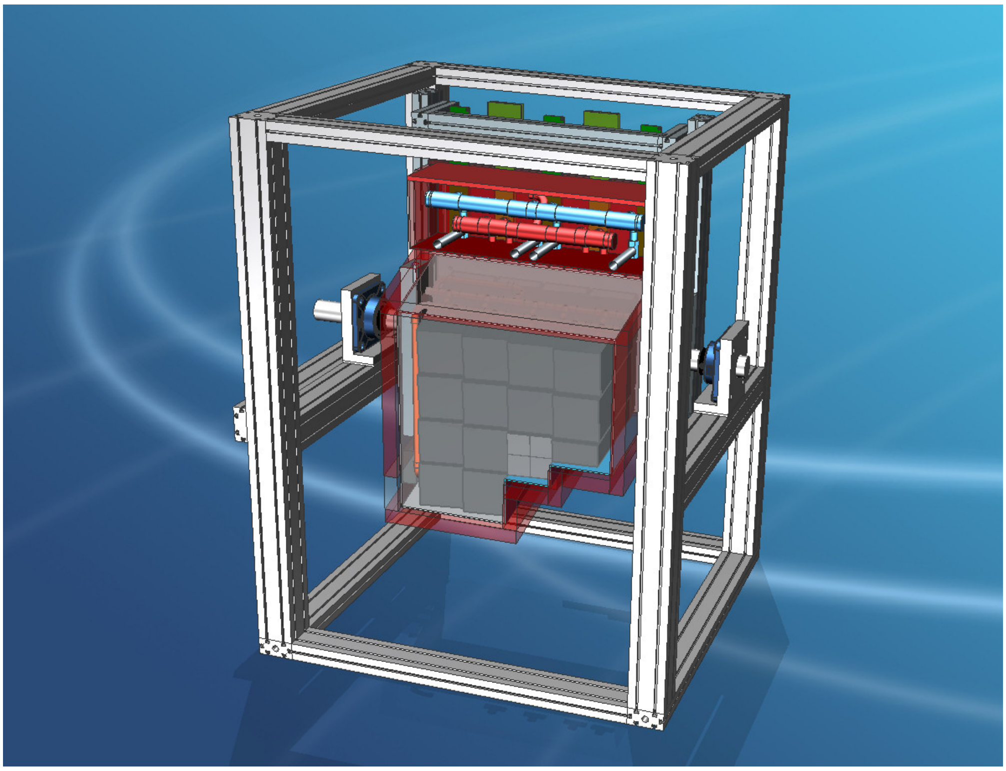


Abb. 4.23: *CAD-Ansicht des Proto192 von der Vorderseite. Die Isolierung ist in transparentem Rot dargestellt, um einen Blick in das Innere des Proto192 zu erlauben. Die Frontwand des Hauptkühlungskastens wurde ausgeblendet, um die Hauptkühlung sichtbar zu machen.*

Die anderen vier Seiten, die nicht am Rand des Loches liegen, wurden minimal großzügiger ausgelegt, um Versorgungsleitungen für die Frontkühlung sowie Sensorik (Temperatur- und Luftfeuchtigkeitssensoren) zuzulassen (siehe Abbildung 4.22 links). In der realen Vorwärtsendkappe wären hier selbstverständlich noch weitere Subunits angebracht, so dass diese Komponenten am Umfang der Vorwärtsendkappe positioniert würden.
Die mechanischen Komponenten des Proto192 und gegebenenfalls ihre Weiterentwicklung, die durch Tests mit dem Prototypen angestoßen wurde, werden in den folgenden Kapiteln näher erläutert.

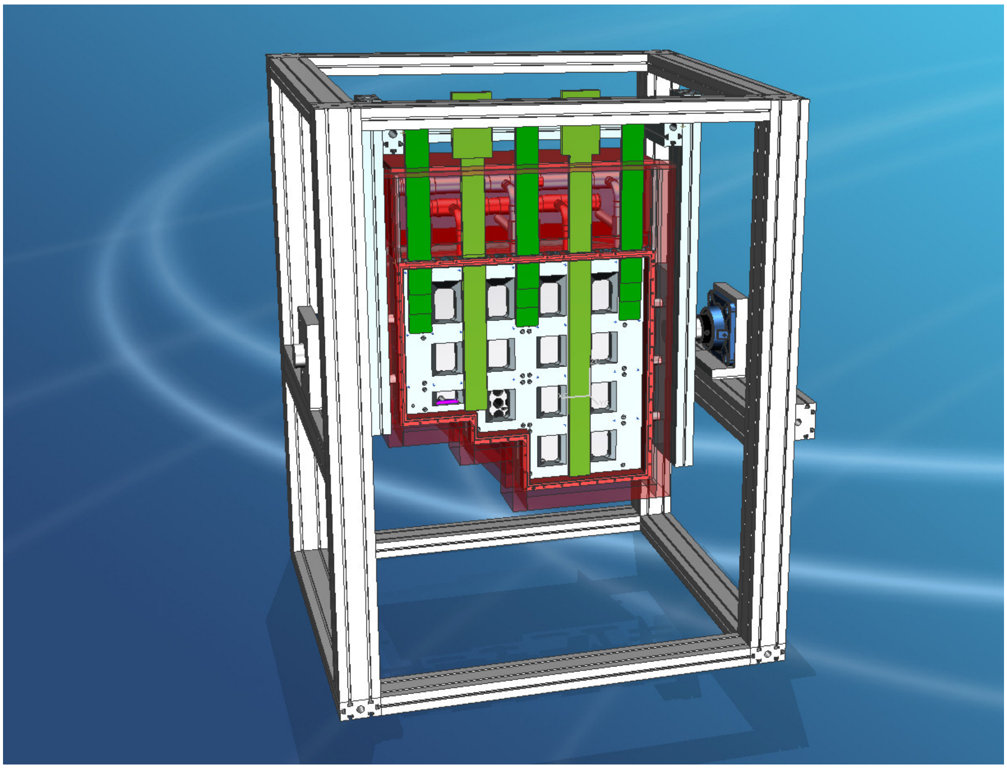


Abb. 4.24: *CAD-Ansicht des Proto192 von der Rückseite. Die grün dargestellten Printed Circuit Boards (PCBs) dienen der Durchführung von Signalen, Versorgungsspannungen und Sensorleitungen von der kalten in die warme Zone des Prototypen.*

4.6 Mechanischer Aufbau des Proto192

In dieser Arbeit wird ein mechanischer Aufbau des Proto192 entwickelt, der es ermöglicht, einen Prototypen der ausgewählten Geometrie der Vorwärtsendkappe unter den später am $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment vorzufindenden Bedingungen zu testen.
Die hierbei wichtigsten Anforderungen, die in direktem Zusammenhang mit den Zielen stehen, werden in Kapitel 4.6.1 erläutert. Der mechanische Aufbau der *Subunits* wurde in enger Kooperation mit dem KVI in Groningen entwickelt. Die einzelnen Bauteile werden in Kapitel 4.6.2 ausführlich erklärt.
Ab Kapitel 4.6.3 werden die Proto192-spezifischen Hardwarebauteile vorgestellt. Da es sich bei dem Proto192 um den ersten Prototypen der Vorwärtsendkappe handelt, konnte nicht auf bereits vorhandene Lösungen zurückgegriffen werden, so dass die Bauteile erst entwickelt werden

mussten. Ihr Design orientiert sich, wo möglich, an den voraussichtlichen Randbedingungen beim $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment.

In Kapitel 4.6.10 werden dann die Optimierungsmöglichkeiten an der Mechanik der Vorwärtsendkappe vorgestellt, die durch die Erfahrungen beim Zusammenbau des Proto192 ersichtlich wurden.

4.6.1 Anforderungen an den mechanischen Aufbau

Die wichtigste Anforderung an den mechanischen Aufbau ist die weitgehende Übereinstimmung mit dem heutigen Planungsstand der finalen Vorwärtsendkappe. Sämtliche Komponenten in ihrer aktuellen Planungsstufe müssen auf ihre Tauglichkeit im Zusammenspiel mit anderen Bauteilen überprüft werden, so dass etwaige Konflikte sichtbar werden. Das betrifft sowohl die mechanischen Bauteile als auch die elektronischen Komponenten wie Photodetektoren, Vorverstärker, Shaper, ADCs, HV/LV-Verteiler- sowie Signalplatinen sowie die Sensorik.

Da der Proto192 sowohl für Teststrahlzeiten mit horizontal auftreffendem Strahl als auch für Messungen mit kosmischen Myonen, die eine möglichst lange Strecke im Kristall durchqueren und daher parallel zur Längsachse des Kristalls auftreffen sollen, geeignet sein soll, muss der Proto192 drehbar um die x-Achse gelagert werden, was eine gewisse Flexibilität der Versorgungsleitungen, Signal- und Sensorkabel, der Kühlflüssigkeitsschläuche sowie ein aufwendigeres Konzept zur Halterung erfordert.

Da die Gesamtmasse von 216 $PbWO_4$-Kristallen etwa 230 kg entspricht und auch das Gewicht der sonstigen Komponenten nicht zu vernachlässigen ist, wird sicherheitshalber eine Masse des Proto192 von 350 kg angenommen. Das Gerüst sowie die Lager müssen für dieses Gewicht ausgelegt sein und dürfen sich unter Belastung nicht signifikant verformen.

Zudem muss der Prototyp thermisch gut von der Umgebung isoliert sein, um ebenso wie in der finalen Vorwärtsendkappe möglichst unabhängig von Umgebungsbedingungen zu sein und um Eisbildung an den Grenzflächen zu vermeiden. Die gleichzeitig mögliche Drehbarkeit des Prototypen ist hier eine weitere Herausforderung.

Um die Beeinflussung der zu messenden Teilchen durch totes Material zu reduzieren, müssen die Wände der Fronthülle, die den Prototypen an der Vorderseite abdichtet, im Inneren des quasielliptischen Loches eine möglichst große Strahlungslänge besitzen. Gleiches gilt für die Frontwand der Fronthülle, die als Trägerfläche der Frontkühlungsschläuche zwar stabil, aber dennoch möglichst dünn sein muss, um unnötiges totes Material zu vermeiden.

4.6.2 Die Komponenten einer Subunit

Kohlefaser-Alveolen

Um die Kristalle in den gewünschten Positionen zu halten, müssen die Kristalle von zusätzlichem Material umgeben sein. Dieses Material ist nach möglichst großer Strahlenlänge und möglichst dünner Bauweise bei gleichzeitig hoher Stabilität auszusuchen. Zum einen soll die Energie von Photonen im aktiven Szintillatormaterial und nicht in Haltestrukturen deponiert werden. Zum anderen muss das Material bei geringen Transversaldimensionen auch eine hinreichende Festigkeit bieten, um pro Subunit 16 Kristalle in ihrer vorgesehenen Position zu haltern.

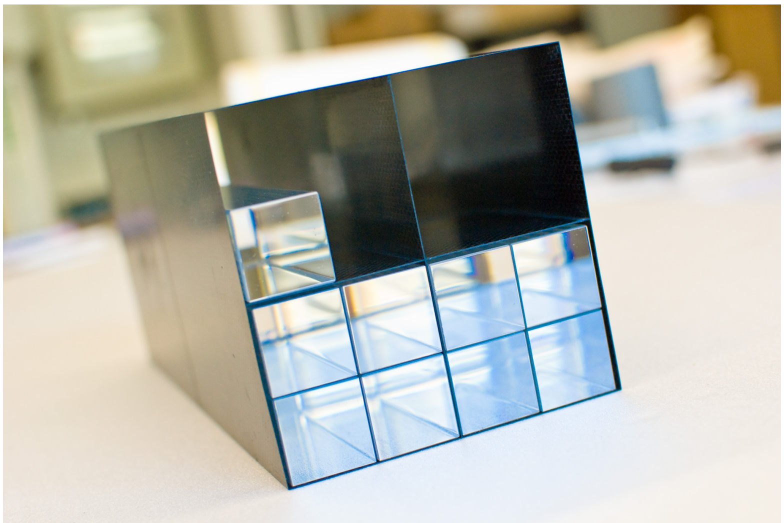


Abb. 4.25: *Kohlefaser-Alveole, zu Demonstrationszwecken mit einigen Kristallen gefüllt [72]*

Als Material wurde daher kohlenstoffverstärkter Kunststoff (kurz: CFK, engl.: *carbon-fiber-reinforced plastic*) ausgewählt, der die Anforderungen erfüllt. Die Alveolen werden von dem niederländischen Unternehmen Fiberworx BL in Groningen hergestellt. Die in der Vorwärtsendkappe verwendete Grundform trägt 16 Kristalle, aber auch Versionen für nur acht Kristalle werden verfügbar sein. Mit einer Länge (gemessen zwischen der Mitte einer Vorderkante und der Mitte der entsprechenden Hinterkante) von $\ell \approx 262$ mm ist hinter den Kristallen ($\ell = 200$ mm) noch genügend Platz, um die Inserts zu beherbergen.
Eine Standardalveole besteht aus vier pyramidenstumpfförmigen Appartments, in denen jeweils vier Kristalle Platz finden. Sie werden bei der Produktion an den Längsflächen zusammengeklebt und ergeben so einen neuerlichen Pyramidenstumpf, dessen Innenwände mit 360 μm doppelt so dick sind wie seine Außenwände mit 180 μm. Trotz eines Gewichtes von nur 0,07 kg sind sie in der Lage, die Masse von 16 Kristallen mit insgesamt $m = 16{,}8$ kg zu halten.
Im Herbst 2008 wurden am KVI Untersuchungen bezüglich der maximalen Belastbarkeit durchgeführt [65]. Mit einer Belastbarkeit von etwa 450 kg bei −25 °C ist damit ein Sicherheitsfaktor von 27 gegeben; die Alveolen sind folglich ausreichend stabil.

Inserts

Die Inserts sorgen für eine Halterung sowohl der Alveole als auch der Photodetektoren und der Glasfaserhülse. Ihre Grundform ist hinsichtlich der Winkel mit der Geometrie der Kristalle vergleichbar, jedoch sind die Inserts deutlich kürzer. Da sie aus Aluminium gefertigt und außerdem durch die Bearbeitung stark ausgehöhlt werden, sind sie mit einer Masse von 0,130 kg zudem sehr leicht.
Wie in Abbildung 4.26 zu sehen ist, weist ein Insert vier große Bohrungen mit einem Durchmesser von 25,2 mm auf. Weiterhin gibt es die Option, bei der Fertigung an drei Stellen des Umfangs dieser Bohrungen runde Ausfräsungen vorzusehen, um die Inserts auch für die Aufnahme von APDs tauglich zu machen. Dieses Design ermöglicht dann die Nutzung sowohl von Photoröhren als auch von APDs mit ein und demselben Insert-Design. Die zentrale Bohrung mit

d = 10,5 mm dient als Führung für die Glasfaserhülse, die die Glasfasern von der Rückseite der Subunit zu den vier am Insert anliegenden Kristallen führt. Die kleine Nut in der Bohrung für die Glasfaserhülse sorgt mit einem Stift in der Glasfaserhülse für die präzise Ausrichtung in ϕ, so dass die vier Glasfaserbündel am Ende der Glasfaserhülse jeweils exakt in einer Kristallecke platziert sind.

Diese insgesamt fünf Bohrungen stehen senkrecht auf der den Kristallen zugewandten Insertfläche, die gegenüber der rückwärtigen Fläche um 0,63° um die Diagonale geneigt ist.

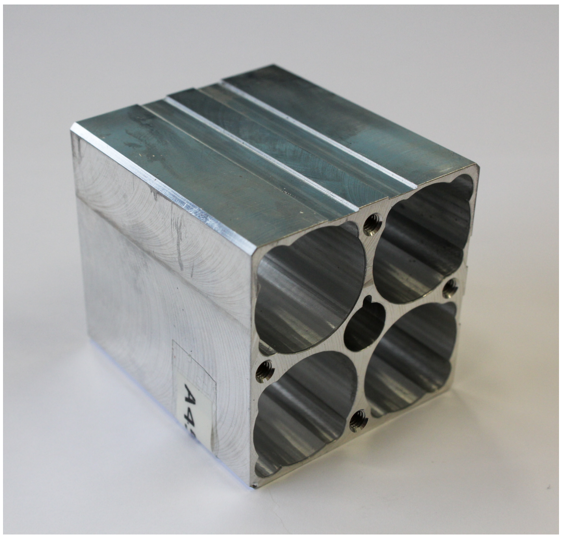


Abb. 4.26: *Insert (mountplateseitig) für die Verwendung von VPTs oder APDs*

Ebenfalls gut zu erkennen sind die jeweils zwei Nuten an zwei Außenseiten. Sie sind 7 mm breit und vereinfachen die Montage der flachen Temperatursensoren (siehe Kapitel 4.7). Die Temperatursensoren werden an die Außenseite der die Kristalle umgebenden Spiegelfolie angebracht und mit einem flachen Kabel entlang der Kristalle Richtung Mountplate geführt.

Die vier Gewinde (Gewindegröße M4), die in Abbildung 4.26 sichtbar sind, dienen der Verschraubung mit der Mountplate, die die vier Inserts einer Subunit verbindet. Wegen des weichen Materials werden zusätzlich Gewindeeinsätze (sogenannte *Helicoils*) aus Edelstahl eingesetzt. Dadurch wird eine höhere Scherfestigkeit erreicht, so dass die Gewinde eine höhere Verschleißfestigkeit besitzen.

Um ein Insert dauerhaft in der Alveole zu fixieren, wird an den Außenflächen des Inserts eine geringe Menge des Epoxidklebstoffs ScotchWeld 2216 B/A des Herstellers 3M aufgebracht, woraufhin das Insert in die Alveole geschoben und gemeinsam mit den anderen drei mit Epoxidklebstoff versehenen Inserts durch die Mountplate fixiert wird, bis der Kleber getrocknet ist. Diese Verklebung hält der Last durch die Kristalle stand und zeigt auch keine Langzeit- bzw. Alterungseffekte bei Temperaturzyklen [65].

Tests an Aluminium- und CFK-Platten haben gezeigt, dass der Epoxidklebstoff bei etwa 80 °C weich wird, wodurch die Inserts aus den Alveolen entfernt werden könnten, um Kristalle oder Temperatursensoren auszutauschen [73]. In der Praxis ist dies bislang noch nicht gelungen, weshalb vermutet wird, dass trotz punktueller Auftragung des Klebstoffes eine zu große Menge verwendet wurde, so dass die Klebefläche und dadurch die Haftkraft zu groß ist, als dass die Inserts entfernt werden könnten. Weitere Tests müssen zeigen, inwiefern die Inserts durch diese Methode unwiederbringlich in die Alveole eingeklebt werden oder ob es Methoden gibt, die Montage reversibel zu gestalten.

Glasfaserhülsen

Um die Glasfasern zum Monitorieren der Kristalltransmission zu den Kristallen zu bringen und davor zu fixieren, sind Glasfaserhülsen vorgesehen, die die Fasern für vier Kristalle bündeln. Dabei ist jedes Faserbündel, bestehend aus vier Einzelfasern, in eine kleine Hülse eingeklebt. Vier dieser kleinen Hülsen werden mit einer rückwärtigen Feder versehen und in eine große Glasfaserhülse eingesetzt, so dass sie durch die Federkraft an den Kristall gedrückt werden (siehe Abbildung 4.27). Die großen Glasfaserhülsen dienen somit zur Führung der kleinen Hülsen in einem bestimmten Winkel, damit genau eine kleine Hülse vor einer Kristallecke platziert wird. Dieser Winkel wird durch einen Stift an der Rückseite der Glasfaserhülse garantiert, der in die oben beschriebene Nut des Inserts einrastet.

Abb. 4.27: *Jeweils vier in kleine Hülsen verklebte Glasfaserbündel werden durch eine große Glasfaserhülse gefädelt und so vor den Kristallen in eine definierte Position gebracht.*

Für eine detaillierte Beschreibung des Monitorierungssystems per Lichtpulser sei an dieser Stelle auf [74] verwiesen.

Mountplates

Die Mountplates haben die Aufgabe, die Rückseiten der Inserts auf einer gemeinsamen Fläche zu verbinden sowie einen Fixpunkt für die Federn, die bei flexibler optischer Kopplung der Kristalle mit den Photodetektoren durch ein optisches Gel die Photodetektoren an die Kristalle anpressen, zu liefern. Sie sind $(108{,}5 \times 108{,}5)\,\mathrm{mm}^2$ groß, 8 mm dick und wiegen etwa 0,09 kg. Die 16 Bohrungen für die Photodetektoren und Vorverstärker messen 22 mm im Durchmesser und sind so in der Lage, die im Insert am Photodetektor befindliche Feder (d = 23 mm, d_{Draht} = 1 mm, Federkonstante D = 0,205 N/mm) zu spannen.

Die vier kleineren Löcher mit einem Durchmesser von 13 mm dienen der Durchführung und Fixierung der Glasfaserhülsen, indem nach Einstecken der Glasfaserhülsen jeweils der Schraubenkopf einer einzuschraubenden Schraube den Rückweg der Hülse versperrt. Die Gewinde auf der Rückseite dienen der Halterung der Subunit per Interface und sind ebenfalls als Helicoil-Gewinde ausgeführt, um eine höhere Verschleißfestigkeit zu erreichen. An den schmalen Außenflächen der Mountplate sind Nuten vorgesehen, die an der Rückseite der Mountplate fortgesetzt werden. Dies dient der Durchführung der Temperatursensorkabel in den Innenraum der Interfaces und somit der Durchführung durch das Loch in der Backplate.

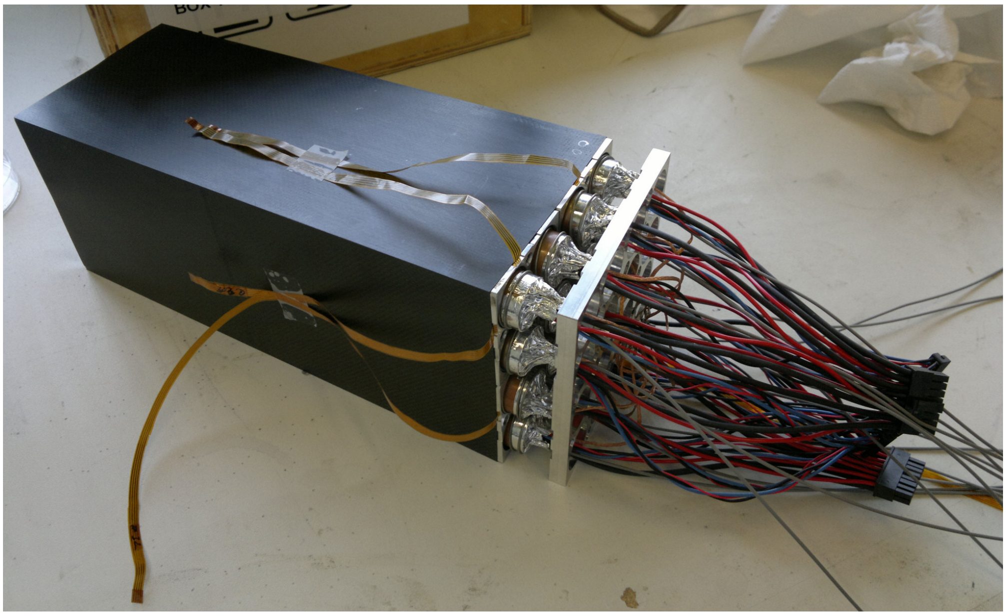


Abb. 4.28: *Die Montage einer Mountplate an eine vollbestückte Subunit; wegen der beengten Verhältnisse zwischen den Photodetektoren und der Mountplate, der vielen Kabel sowie der 16 Federn, die die Photodetektoren an die Kristalle drücken, erfordert dieser Arbeitsgang handwerkliches Geschick.*

4.6.3 Interfaces

Die Interfaces dienen der Ausrichtung der Subunits hinsichtlich zweier Winkel, um sie auf den Off-Point in der Nähe des Wechselwirkungspunktes zielen zu lassen. Es handelt sich um die Drehung der Zentralachse um die x- bzw. y-Achse der Vorwärtsendkappe. Dadurch ist dieselbe Interface-Variante an zwei Stellen in der Vorwärtsendkappe verwendbar, nämlich punktsymmetrisch zur Strahlachse.

Die Durchgangsbohrungen dienen der Fixierung an den Mountplates, während die Gewinde auf der Rückseite der Interfaces dafür verwendet werden, die Interfaces mit der Backplate zu verschrauben. Eine Herausforderung hierbei ist eine hohe Stabilität bei möglichst viel Freiraum, um den Einbau der Detektoreinheiten nebst Vorverstärker sowie der Kabel und Glasfasern zu vereinfachen.

Abb. 4.29: *Interface-Piece*

4.6.4 Backplate mit Hauptkühlung

Die Backplate des Proto192 besteht aus einer 30 mm starken Aluminiumplatte. Sie ist das Rückgrat des Prototypen, da alle Subunits durch sie gehaltert werden und sie durch die internen Kühlbohrungen auch für die Hauptkühlung sorgt.
In den Seiten sind Bohrungen mit einem Durchmesser von 20 mm und einer Tiefe von 40 mm in x-Richtung vorgesehen, um die die Backplate tragenden GFK-Stäbe (siehe Kapitel 4.6.8) einzuführen. Die linke Seite hat zwei dieser Bohrungen, die rechte wegen der größeren Abmessungen drei Bohrungen.

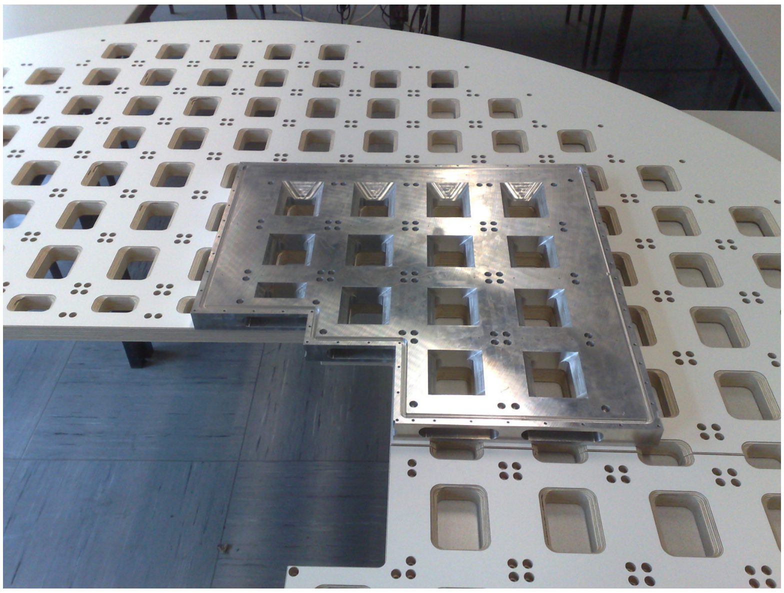


Abb. 4.30: *Die Backplate des Proto192 auf einem 1:1-Holzmodell der Backplate der Vorwärtsendkappe*

Die in z-Richtung durchgehenden Ausfräsungen, die zur Durchführung der Signal-, Versorgungs- und Sensorkabel sowie der Glasfasern dienen, sind an der Vorderseite (Abbildung 4.31) der Backplate 70 mm hoch und 45 mm breit. An der Rückseite der Backplate (Abbildungen 4.30 und 4.32) wurden einige Kanten der Kabellöcher jedoch mit einer 45°-Fase versehen, um die Verlegung der Kabel und Glasfasern zu vereinfachen. Ist dies für die Kabel nicht zwangsweise notwendig, muss jedoch der minimale Biegeradius der Glasfasern beachtet werden. Die Anfasungen an der Rückseite erleichtern diese Problematik erheblich.

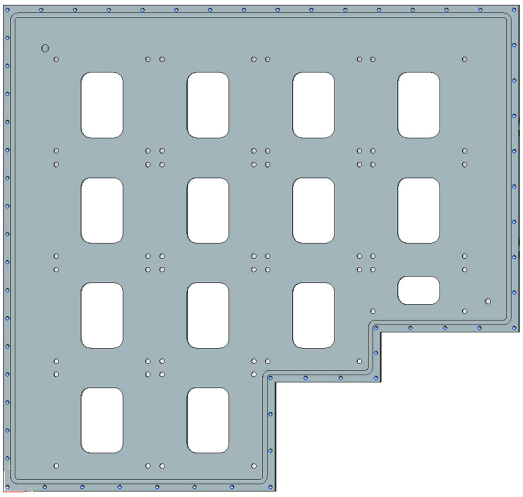


Abb. 4.31: *Die Backplate von vorne (subunitseitig)*

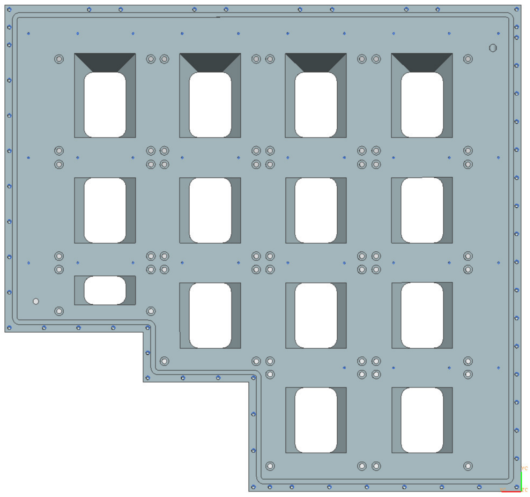


Abb. 4.32: *Die Backplate von hinten (rückseitig)*

Die jeweils vier Durchgangsbohrungen neben diesen Löchern dienen der Fixierung der mit den Subunits verschraubten Interfaces an der Backplate. An der Rückseite der Backplate wurden zudem M2-Gewinde vorgesehen, die später für Halterungsvorrichtungen der PCBs genutzt werden können.

Die insgesamt drei sichtbaren Bohrungen (Abbildung 4.31: oben links und unten rechts bzw. Abbildung 4.32: oben rechts) dienen der Zufuhr von gekühlter Trockenluft oder Stickstoff, um besonders die Subunits und damit auch die Kristalle, Photodetektoren und Vorverstärker während des Betriebs bei kalten Temperaturen vor Eisbildung zu schützen. Selbstverständlich darf im Prototypen auch ansonsten keine Eisbildung stattfinden. Der Trockenluft/Stickstoff-Einlass befindet sich auf der Vorderseite der Backplate oben links, woraufhin der Fluss dann über die Bohrung unten rechts sowie über andere schmale Lücken (zwischen den Kristallen oder an den Flachbandkabelnuten in der Mountplate) in den Subunits auf die Rückseite der Backplate weitergeleitet wird. Auf der Rückseite der Backplate gelangt der Fluss dann in die andere Ecke der Backplate und umspült dabei die PCBs. Oben rechts kann das Gas dann aus dem Innenraum des Prototypen entweichen. Zu- und Abfluss des Gases wird über zwei kleine Bohrungen in y-Richtung hergestellt, die kurze Zeit parallel zu den internen Kühlbohrungen geführt werden, ehe sie über dazu senkrechte Bohrungen mit der Vorder- bzw. Rückseite des Prototypen verbunden werden. Eine genauere Beschreibung des Gastrocknungssystems im Proto192 findet sich in [75].

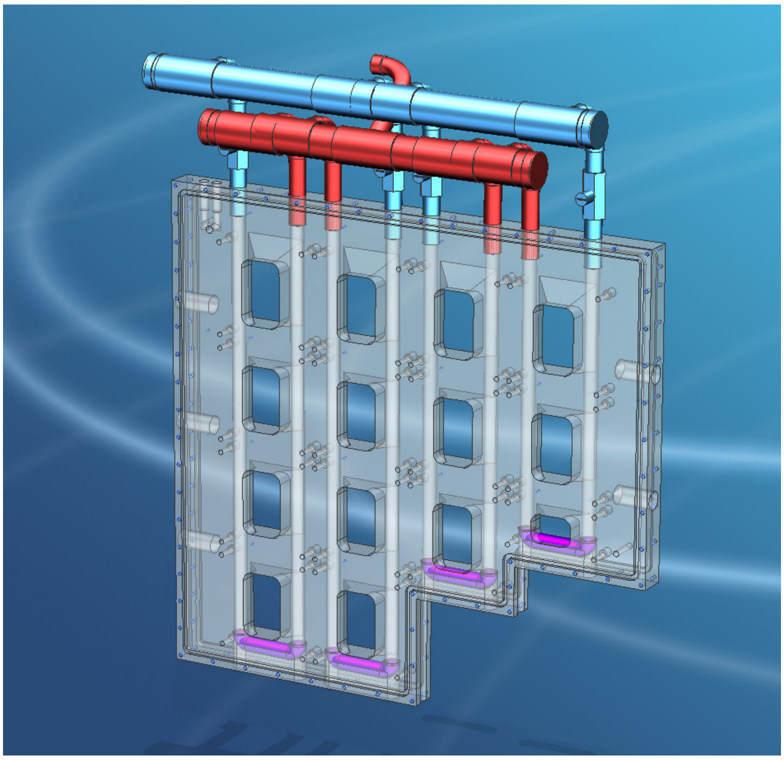


Abb. 4.33: *Die Hauptkühlung des Proto192 mit dem Zulaufverteiler (blau), den Umlenkrohren (violett) und dem Ablaufverteiler (rot). Die Kühlbohrungen verlaufen senkrecht in der Backplate und sind grau schattiert sichtbar.*

Die Hauptkühlung des Proto192 (siehe Abbildung 4.33) wird durch lange Bohrungen (d = 15 mm) in y-Richtung durch die Backplate realisiert, so dass das Kühlmittel unmittelbaren Kontakt zur Backplate hat. Über zwei Verteiler (je einer für Zu- bzw. Ablauf) wird Kühlmittel durch die Bohrungen geleitet und an der Unterseite der Backplate durch Umlenkrohre retourniert. Die Verteiler sowie die Umlenkrohre wurden aus Edelstahl gefertigt und mit dem Vergussmittel Stycast 2850 FT [76] in die Backplate eingeklebt. Die dafür bei der Backplatefertigung vorgesehenen Bohrungen bzw. Fräsungen sind gut in den Abbildungen 4.34 und 4.35 zu erkennen. Die ersten 30 mm der Bohrungen besitzen mit 18 mm einen etwas größeren Durchmesser, um durch die Verbindung zwischen den Edelstahlrohren und der Backplate keinen Querschnitt zu verlieren. So ist ein durchgängiger Durchmesser von 15 mm gewährleistet. Während die Bohrungen an der Oberkante einfach zu fertigen waren, bedurften die Ausfräsungen für die U-Rohre an der Unterseite der Backplate mehr Aufwand, da durch die stufige Bauweise des Prototypen einige Stellen nur schwer per Werkzeug zugänglich waren.

An den Anschlussrohren des Zulaufverteilers an die Backplate wurden außerdem noch Ventile vorgesehen, um den Zulauf regulieren und so etwaige Inhomogenitäten bei der Kühlung der Backplate ausgleichen zu können. In der Standardeinstellung sind sie vollständig geöffnet. Als Kühlmittel ist eine 50:50-Mischung aus Methanol und Wasser vorgesehen, welche mit Korrosionsschutz versehen und bei einem Gefrierpunkt von −54,5 °C für die EMC-Betriebstemperaturen bei $\overline{\text{P}}$ANDA geeignet ist. Für die Kühlung sorgt der Umwälzkühler LH47 der Firma

Julabo. Für eine ausführlichere Diskussion der Kühlung des Proto192 sei an dieser Stelle auf [77] verwiesen.
Um den Proto192 abzudichten, werden vorne eine Fronthülle und hinten der PCB-Rahmen mit Rückdeckel aufgeschraubt und mit Hilfe von O-Ringen mit einer Dicke von 5 mm (bzw. 4 mm zwischen PCB-Rahmen und Rückdeckel) abgedichtet. O-Ringe werden in der Backplate geführt, während der PCB-Rahmen und die Fronthülle dort plan anliegen. Die sichtbaren M4-Gewinde am Umfang der Backplate vorne und hinten dienen der Verschraubung dieser beiden Bauteile.

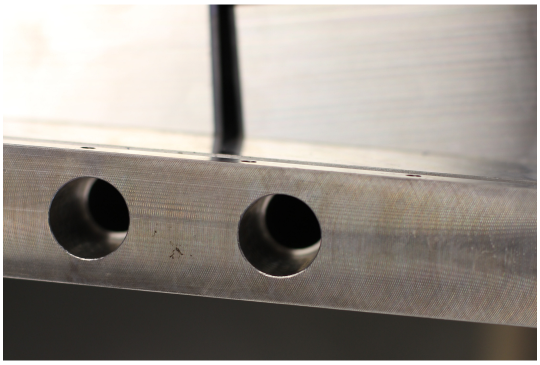


Abb. 4.34: *Die Kühlbohrungen der Backplate von oben, vor dem Einsetzen der Verteilerrohre.*

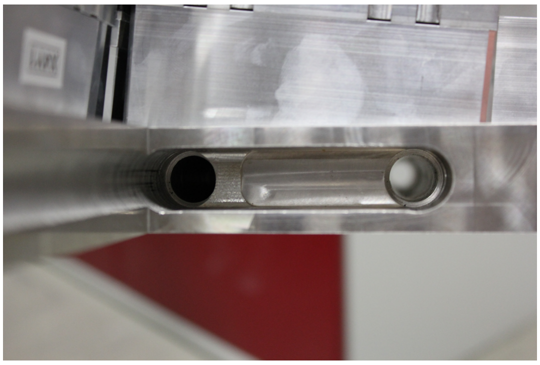


Abb. 4.35: *Die Kühlbohrungen der Backplate von unten, vor dem Einsetzen der Umlenkrohre.*

4.6.5 Fronthülle mit Frontkühlung

Die Fronthülle umschließt die Subunits in Richtung des Wechselwirkungspunktes und dichtet den Prototypen an der Vorderseite der Backplate ab. Zudem dient sie der Aufhängung der Frontkühlung, die im Innern montiert ist.
Die Fronthülle ist insgesamt 324 mm tief, wobei die Frontwand aus nur 1 mm dickem Aluminium besteht, um den eintreffenden Teilchen möglichst wenig totes Material in den Weg zu stellen. Damit ist der Innenraum, der für die Alveolen sowie die davor platzierte Frontkühlung zur Verfügung steht, 323 mm tief.
Die Fronthülle besteht aus insgesamt acht Seitenwänden, oben schon genannter Frontwand sowie einem Rahmen an der Rückseite der acht Seitenwände. Die vier Seitenwände, die in der endgültigen Vorwärtsendkappe die Wände zum quasi-elliptischen Loch bilden würden, sind als 3 mm starke Polyvinylchlorid-Platten (PVC) ausgeführt. Die PVC-Platten wurden mit Tetrahydrofuran (einem organischen Lösungsmittel) nahezu nahtlos miteinander verbunden. Die anderen vier Seitenwände der Fronthülle bestehen aus 3 mm starkem Aluminium, die miteinander verschweißt wurden, um an diesen vier Seiten des Prototypen eine möglichst große Temperaturhomogenität zu erzielen. Die zwei Kontaktstellen zwischen Aluminium und PVC wurden mittels des Epoxidklebers DP410 von 3M verbunden, ebenso wie die Frontwand mit den acht Vorderkanten der Seitenwände bzw. die Rückkanten der Seitenwände mit dem Rahmen der Fronthülle.
Die PVC-Seitenwände wurden an der Außenseite mit selbstklebendem Kupferband abgeklebt, um den Einfluss störender elektromagnetischer Strahlung zu vermindern. Zwischen der Kupferfolie und den metallischen Komponenten der Fronthülle besteht eine niederohmige Verbindung.

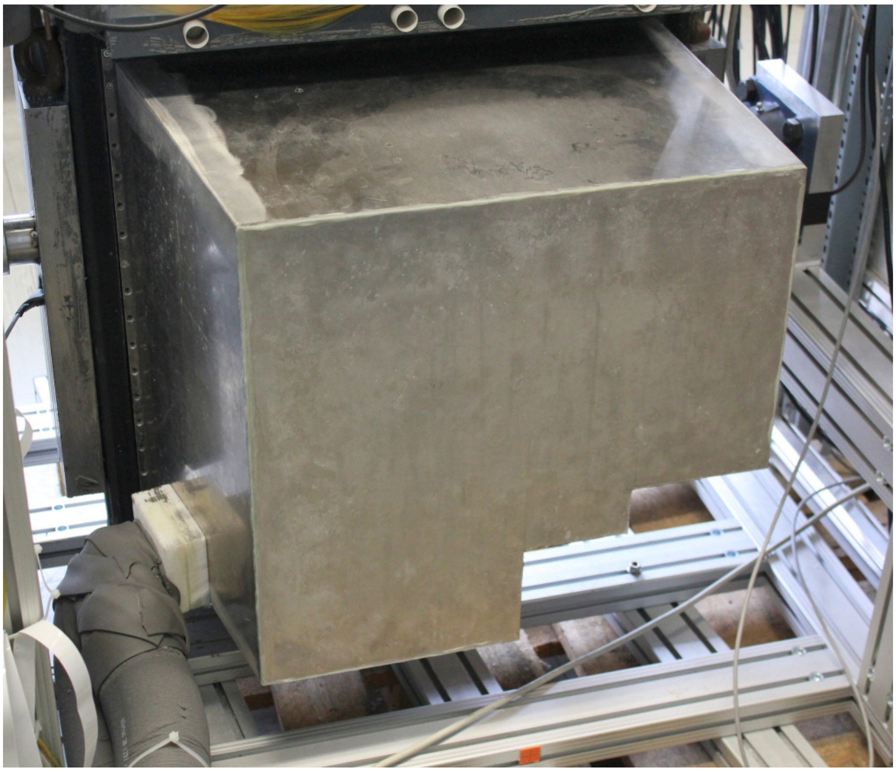


Abb. 4.36: *Die Fronthülle aus Aluminium und PVC, bereits am Proto192 montiert. Die Versorgungsschläuche der Frontkühlung durchdringen die Fronthülle an der linken Seite.*

Abb. 4.37: *Frontkühlung im Inneren der Fronthülle (die Kupferbeschichtung der PVC-Seitenwände wurde hier noch nicht appliziert)*

Der Aluminium-Rahmen dient der Verbindung zwischen Fronthülle und Backplate mittels 60 M4-Schrauben, die den Fronthüllen-Rahmen gegen den O-Ring in der Backplate pressen. Der Rahmen ist an der Auflagefläche mit der Backplate 15 mm breit, besitzt aber an den Kontaktstellen mit den Seitenwänden eine Stufe, um die Seitenwände besser verkleben zu können. Mit einer Gesamttiefe des Rahmens von 20 mm ist eine ausreichende Steifigkeit sichergestellt.

Um den Temperaturgradienten über die Längsrichtung der Kristalle möglichst niedrig zu halten, ist eine Kühlung von der Vorderseite zwingend notwendig. Diese Aufgabe übernimmt die für den Proto192 konstruierte Frontkühlung, die unmittelbar vor den Subunits durch die dünne Frontwand gehalten wird. Die Frontkühlung besteht aus fünf gebogenen PU-Schläuchen, die eine große Strahlungslänge sowie eine geeignete Strahlenhärte besitzen, so dass sie im Laufe der Zeit nicht porös werden [78]. Die Schläuche wurden mit einer einfachen Apparatur in ihre gebogene Form gebracht, wonach die Spannungen im Material durch Hitzeeinwirkung gelöst wurden, so dass die neu angenommenen Formen nach Erkalten der PU-Schläuche permanent wurden. Die beiden Enden jeweils eines PU-Schlauches werden mit dem Zu- bzw. dem Ablaufverteiler aus Kupferrohren verbunden. Diese beiden Verteiler sind an der oberen Seitenwand der Fronthülle angeschraubt (wonach die Bohrungen in der Seitenwand mit Epoxidharzkleber versiegelt wurden) und werden über zwei flexible Gewebeschläuche gespeist, die an der von vorne gesehen linken Seitenwand nach unten geführt und dort über Messingfittinge aus der Fronthülle extrahiert werden. Die Durchführungen für die Messingfittinge sind ebenfalls mit Epoxidharzkleber versiegelt worden. Außerhalb der Fronthülle wird dieser Bereich mit Rohacell isoliert und über zwei weitere Schläuche an den Umwälzkühler FP50HL der Firma Julabo angeschlossen.

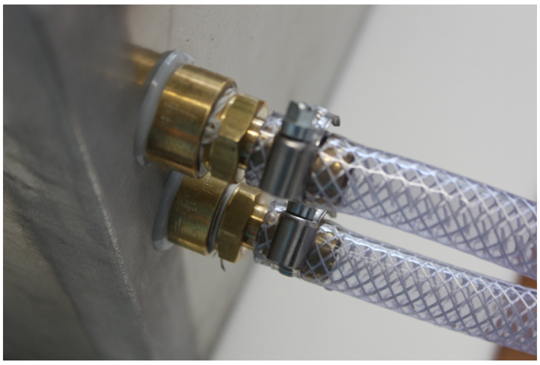


Abb. 4.38: *Die Messinganschlüsse an der Außenseite der Fronthülle* vor *der Isolierung und Fräsung des Schlitzes für Flachbandkabel*

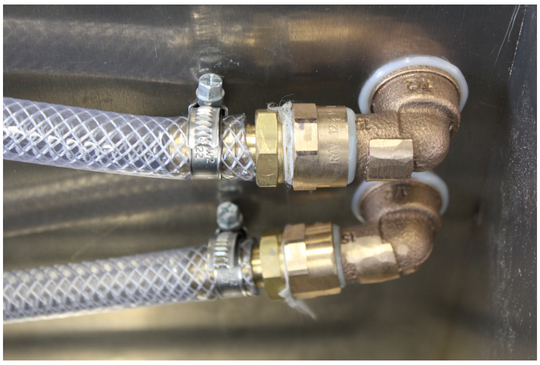


Abb. 4.39: *Die Messinganschlüsse an der Innenseite der Fronthülle; Gewebeschläuche führen das Kühlmittel zu den Verteilern.*

Um die Temperaturen und Luftfeuchtigkeiten in der Fronthülle monitorieren zu können, wurden diverse Sensoren an der Frontwand und an den Verteilern angebracht. Diese Sensoren werden mit dem THMP ausgelesen, indem die Signale von kommerziellen vieradrigen Kabeln zu einer Verteilerplatine in der Fronthülle geführt werden, von wo aus sieben Flachbandkabel gebündelt durch einen unterhalb der beiden Messingfittinge gefrästen Schlitz aus der Fronthülle geleitet werden. Durch die Verklebung des Flachbandkabelpaketes sowie des Schlitzes ist auch hier die Vakuumdichtigkeit sichergestellt.

4.6.6 PCB-Rahmen und Rückdeckel

Aufgabe des PCB-Rahmens ist die Erschaffung eines Raumes hinter der Backplate, in dem die Signal-, Sensor- und Versorgungskabel an die PCBs angeschlossen und die Glasfaserbündel verlegt werden können. Hinter der Backplate in Richtung der ersten Lage des Myondetektors ist der Vorwärtsendkappe ein Platz von 55 mm zugewiesen worden, weshalb dieses Volumen angesichts der hohen Kabeldichte beengte Verhältnisse bietet. Da für den Rückdeckel eine Aluminiumplatte aus 3 mm starkem Aluminium vorgesehen wurde, ergibt sich bei einer reduzierten Isolierung von 20 mm eine maximale Tiefe des PCB-Rahmens von 32 mm.

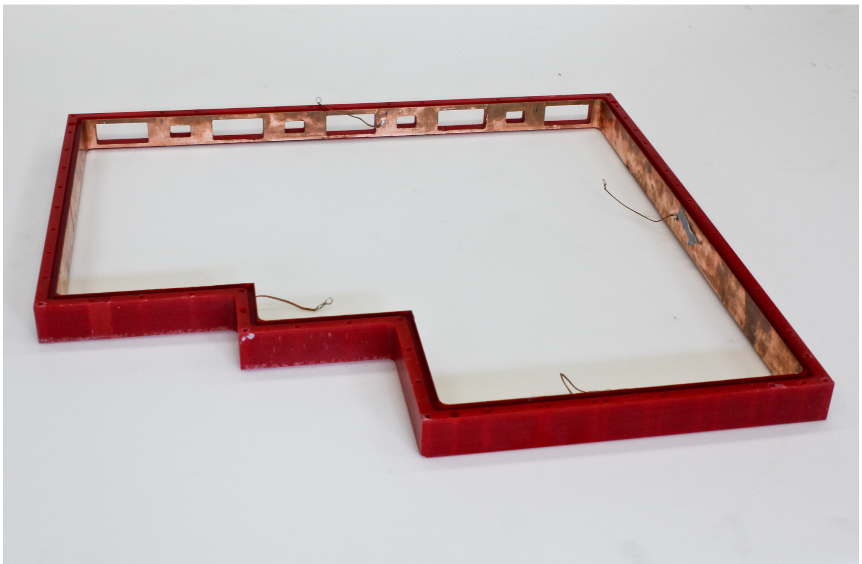


Abb. 4.40: *Der PCB-Rahmen. Die Fenster ab oberen Rand dienen der Durchführung von PCBs und Glasfaserbündeln. Für eine Kontaktierung der Kupferabschirmung des PCB-Rahmens mit der Backplate sorgen die Kupferdrähte.*

Die äußeren Konturen des PCB-Rahmens sind identisch mit den Konturen der Backplate; die Bohrungen in z-Richtung dienen der Verschraubung des PCB-Rahmens samt Rückdeckel (hier nicht gezeigt) mit der Backplate. Drei im PCB-Rahmen versenkbare M4-Schrauben pressen den PCB-Rahmen auch dann an die Backplate, wenn der Rückdeckel nicht montiert ist. Dies ist beispielsweise beim Anschluss der Kabel an die bereits montierten PCBs wichtig. Wird der Rückdeckel aufgesetzt, presst er den PCB-Rahmen über die verbleibenden 54 M4-Schrauben an die Backplate und dichtet mit Hilfe eines O-Ringes in der Backplate sowie einem weiteren O-Ring in der Rückseite des PCB-Rahmens selbigen gegen den Rückdeckel und die Backplate ab. Als Material des PCB-Rahmens wurde PVC gewählt, da es leicht zu bearbeiten und kostengünstig ist.

Der PCB-Rahmen besitzt an der Oberseite Ausfräsungen, um die PCBs und die Glasfaserbündel durchzuführen. In diese Ausfräsungen werden Deckel aus Aluminium eingeschraubt (abermals mit einer O-Ring-Dichtung zum Herstellen von Vakuumdichtigkeit), in denen wiederum die PCBs bzw. Glasfaserbündel eingeklebt sind. Durch diese Konstruktion bleiben alle PCBs und Glasfasern auswechselbar. Ein weiterer Vorteil zur Kontrolle der Vakuumdichtigkeit der anderen Komponenten ist die Möglichkeit zum Blindflanschen dieser Ausfräsungen mit vollmassiven

Deckeln, ohne der Notwendigkeit zu unterliegen, zum Abdichten des Proto192 alle PCBs oder Glasfaserbündel montieren zu müssen.

Abbildung 4.41 zeigt den Prozess des Einsetzens eines Signal-PCBs in den PCB-Rahmen. Das Fenster im PCB-Rahmen, durch welches das PCB passen muss, ist 50 mm breit und 22 mm tief. Die Tiefe von 22 mm wird durch die Dicke des PCB-Rahmens von 32 mm begrenzt, da noch Material neben den Deckelausfräsungen erhalten bleiben muss und außerdem in der Tasche der Ausfräsung noch Platz für Gewinde und einen umlaufenden O-Ring sein muss. 5 mm pro Seite sind bei dem jetzigen Design das Minimum. In der Ausfräsung, in die der Deckel eingesetzt wird, wurden vier M2-Gewinde mit Helicoils platziert, um die Deckel mit den eingeklebten PCBs bzw. Glasfaserbündel mit dem PCB-Rahmen zu verschrauben. Der Deckel, in den das PCB eingeklebt ist, ist am oberen Bildrand zu erahnen.

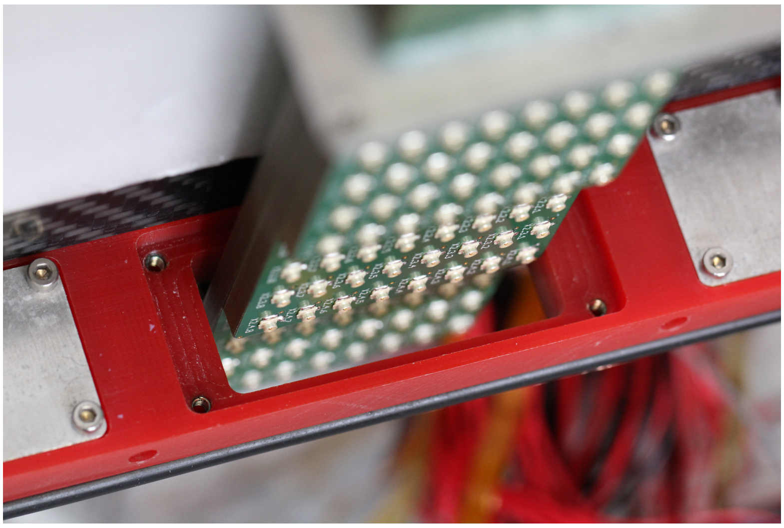


Abb. 4.41: *Signal-PCB beim Einführen in den PCB-Rahmen*

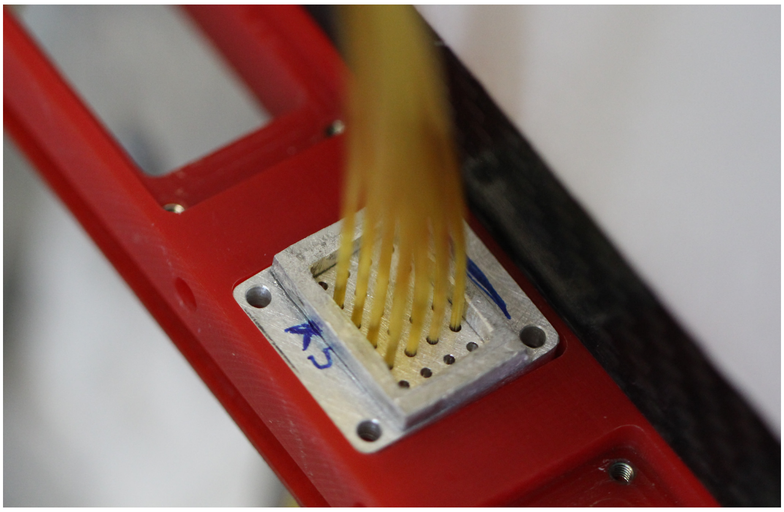


Abb. 4.42: *Glasfaserdurchführung durch den PCB-Rahmen vor der Versiegelung mit dem Kleber*

Die Breite von 50 mm bemisst sich am Platz zwischen den Subunitlöchern in der Backplate, wenn man die Anfasungen der Subunitlöcher berücksichtigt. Bei breiteren PCBs würden sie teilweise die Subunitlöcher verdecken, was wegen des begrenzten Platzes keine Option ist. Zudem bedeutet die Fensterbreite von 50 mm auch, dass dort keine Schraube eingeplant werden kann, die den Rückdeckel mitsamt PCB-Rahmen an die Backplate presst. Um die Vakuumdichtigkeit zu verbessern, muss die Schraubendichte möglichst hoch sein, weshalb eine Vergrößerung des Schraubenabstandes das Risiko eines Lecks bärge.
Ähnliche Angaben gelten auch für die Durchführungen der Glasfaserdeckel, in denen 24 Faserbündel Platz finden. Die Fenster sind nur 20 mm breit und 13 mm tief, was aber für die notwendige Packungsdichte der Glasfaserbündel ausreicht. Die Bohrungen sind mit einem kleinen Rahmen aus Aluminium versehen, der später den nach Erwärmung flüssigen Klebstoff 3731Q von 3M beim Einkleben der Faserbündel in den Rahmen daran hindert, sich über den Deckel und den PCB-Rahmen zu verteilen. Bei einer Temperatur von etwa 160 °C wird der Klebstoff weich, so dass die Glasfasern zerstörungsfrei aus dem Aluminiumdeckel entfernt werden können [79].

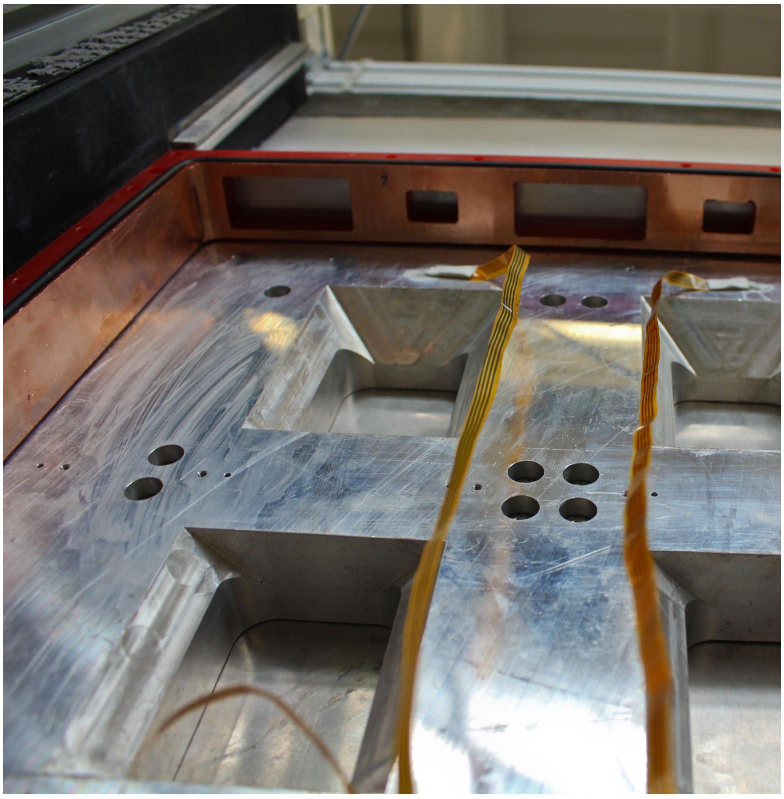


Abb. 4.43: *PCB-Rahmen (innen). Gut sichtbar ist die kupferfarbene Innenseite des PCB-Rahmens durch Bekleben dieser Flächen mit selbstklebender Kupferfolie.*

Ein Nachteil in der Benutzung eines Rahmens aus PVC ist die mangelhafte elektromagnetische Abschirmung, so dass elektromagnetische Wellen den PCB-Rahmen durchdringen und in der Signalkette Störsignale hervorrufen können. Daher wurde der PCB-Rahmen von innen mit einem selbstklebenden Kupferband abgeklebt, welches mittels dünner Kabel auf das Potenzial der Backplate gelegt wurde.

4.6.7 Thermische Isolierung

Die thermische Isolierung der Prototypen ist aus den bereits zuvor genannten Gründen von fundamentaler Bedeutung. Daher muss eine geeignete Isolierung gefunden werden, die das Kriterium der extrem geringen Wärmeleitfähigkeit über einen Zeitraum von mehr als zehn Jahren erfüllt. Als Vorgabe gibt es nur eine maximale Dicke von 30 mm, da der Raum außerhalb der Vorwärtsendkappe von anderen Detektoren und Kabelwegen begrenzt ist. Innerhalb dieser 30 mm gilt es also, die geeignetste thermische Isolierung zu finden.

Die Isolierung gliedert sich in fünf Bereiche: die abnehmbare Fronthülle braucht eine eigene Isolierung, um die Montage/Demontage der Fronthülle zu ermöglichen. Die Backplate sowie ihr rückwärtiger Bereich mit dem PCB-Rahmen braucht eine eigene Isolierung, die aber nicht ständig demontierbar sein muss. Die Rückseite des Prototypen, die mit dem Rückdeckel abschließt, benötigt eine weitere abnehmbare Isolierung. Der Bereich über dem PCB-Rahmen, der die Durchführung der Signal- und Versorgungs-PCBs sowie der Glasfasern enthält, muss ebenfalls isoliert werden, damit sich an den kalten Stellen kein Eis bildet. Zuletzt muss auch der Bereich der Hauptkühlung, der oberhalb der Backplate mit PVC-Platten verkleidet ist, isoliert werden. Alle Isolierungen müssen direkten Kontakt mit den kalten Stellen besitzen, um Lufteinschlüsse und damit die Bildung von Wärmebrücken durch Eisformation zu vermeiden.

Konventionelle Isolierung aus Polyurethanschaumplatten weist eine Wärmeleitfähigkeit von etwa $\lambda = 0{,}024\ \mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$ sowie durch die poröse Struktur einfache Verarbeitungsmöglichkeiten auf [80]. Auch die Kosten für Polyurethanschaumplatten, die in verschiedensten Plattendicken zu erwerben ist, sind äußerst gering. Daher wurde zunächst die Verwendung von Polyurethanschaumplatten in einer Stärke von 30 mm geplant, die zusätzlich zum Oberflächenschutz mit dünnen PVC-Platten abgedeckt werden. Die Verarbeitungsqualität war durch die aufwendige Verklebung der PVC-Platten und der äußerst porösen Struktur von Polyurethan, welches beim Zuschneiden stark sandet, nicht optimal.

Eine relativ neue Entwicklung sind Vakuumisolationspaneele (VIPs). Dabei handelt es sich um mit pyrogenem Kieselsäurepulver und einem Trübungsmittel gefüllte Polyesterfolien, die den Kern gasdicht umhüllen. Die Folien werden nach Füllung verschweißt und evakuiert, wodurch die Wärmeleitfähigkeit extrem reduziert wird. Die Entscheidung für den Proto192 fiel zugunsten des Produktes *va-Q-vip B* der Firma va-Q-tec aus. Diese VIPs weisen nach der Produktion eine Wärmeleitfähigkeit von $\lambda = 0{,}0053\,\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$ auf und isolieren damit etwa um einen Faktor 5 besser als handelsübliche Polyurethanschaumplatten. Selbst nach Alterung liegt die Wärmeleitfähigkeit noch bei $\lambda = 0{,}008\,\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$ [81]. Die Isolierungen der Fronthülle, der Backplate mitsamt PCB-Rahmen sowie die Isolierung der Rückseite werden aus VIPs hergestellt.

Probleme beim Zusammenbau waren beispielsweise die produktionsbedingten Nahtstellen an zwei der vier schmalen Außenkanten, die das nahtlose Verkleben mit Nachbarplatten erschwerten. Außerdem erwiesen sich die VIPs als stoßempfindlich, weshalb einige Elemente durch Löcher in der Polyesterfolie mit Luft geflutet wurden, wodurch sich auch die Wärmeleitfähigkeit verbessert (allerdings nur auf einen Wert von $\lambda = 0{,}020\,\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$, was noch immer deutlich geringer ist als die Wärmeleitfähigkeit von handelsüblichen Polyurethanschaumplatten). Die Flutung einiger bestimmter Elemente war auch notwendig, um beispielsweise die GFK-Stäbe (siehe Kapitel 4.6.8) durchzuführen.

Bei einer weiteren Iteration des Prototypen bzw. als Optimierungsvorschlag für den Bau der fina-

len Vorwärtsendkappe sollte eingeplant werden, die VIPs zusätzlich durch ein Sandwichsystem aus dünnen CFK- oder PVC-Platten vor Beschädigungen zu schützen.
Ein weiterer Bereich, der isoliert werden muss, ist der Bereich oberhalb der Signal- und Versorgungs-PCBs und Glasfasern. Weil hier viele einzelne Elemente auf engem Raum isoliert werden müssen, ohne dabei die spätere Demontage zu erschweren oder sogar dauerhaft zu verhindern, kommt eine statische Variante wie die Verwendung von VIPs oder Rohacell nicht in Frage. Daher wurde für diesen Bereich ein feinkörniges Aerogel ausgewählt, welches leicht streubar ist und vor der Demontage mit einem Laborstaubsauger abgesaugt oder über einen Plastikbeutel abgelassen werden kann. Die Wärmeleitfähigkeit des Aerogels ist mit $\lambda = 0{,}018\,\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$ sehr gering und bietet so ausreichende Isolierung und zugleich die notwendige Flexibilität zum Einsatz bei komplexen Geometrien. Ein Nachteil ist seine poröse Struktur, die für eine immense Staubentwicklung beim Einfüllen und Absaugen verantwortlich ist.
Die gleichen Anforderungen treffen auf den PVC-ummantelten Bereich der Hauptkühlung oberhalb der Backplate zu: da auch hier eine Isolierung mit starren Materialien nicht zu realisieren ist, weil zu viele filigrane Elemente auf engem Raum anzutreffen sind, wird hier ebenfalls mit Aerogel isoliert.
Zur Isolierung trägt zudem die Aufhängung des Proto192 aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) bei (siehe Kapitel 4.6.8). Die Isolierung der kalten Kühlungsversorgungsleitungen mittels Schlauchisolierungen und ähnlichen Materialien versteht sich von selbst und wird in dieser Arbeit nicht näher thematisiert.
Zur Diagnose der Isolierungsqualität wurden mit Hilfe einer Wärmebildkamera vom Typ IC120 der Firma Trotec Wärmebildaufnahmen des gekühlten Proto192 gemacht, die demonstrieren, dass die Isolierung insgesamt gut funktioniert. Die Kühlaggregate wurden auf eine Temperatur von $-27\,^\circ\mathrm{C}$ und die Klimaanlage des Labors auf $25 - 27\,^\circ\mathrm{C}$ eingestellt. Der Taupunkt bei einer Lufttemperatur von $25\,^\circ\mathrm{C}$ und einer relativen Luftfeuchtigkeit von 50 % liegt bei etwa $14\,^\circ\mathrm{C}$. Die wahre Lufttemperatur an Experimenten ist vermutlich sogar wärmer, weshalb die im Folgenden beobachteten kalten Stellen unter realen Bedingungen wärmer erwartet werden als bei dieser Messung. Der Messfehler beträgt laut Datenblatt $\Delta T = 2\,\mathrm{K}$; bei einer einfachen Überprüfung mit Eiswasser bzw. siedendem Wasser wurden wiederholt Temperaturen von $T_{\mathrm{Eiswasser}} = -0{,}3\,^\circ\mathrm{C}$ und $T_{\mathrm{Siedepunkt}} = 99{,}7\,^\circ\mathrm{C}$ gemessen, was die Präzisionsangabe des Herstellers laut Datenblatt übertrifft.
In Abbildung 4.44 ist der Prototyp von der Vorderseite zu sehen. Sofort ersichtlich ist, dass die Klebestellen der Vakuumisolationspaneele an der Frontisolierung deutlich kälter sind als die Oberflächen der VIPs selbst. Der kälteste Punkt der Frontisolierung ist an der Außenseite etwa $19\,^\circ\mathrm{C}$ kalt, was bei typischen Luftfeuchtigkeiten noch deutlich oberhalb des Taupunktes ist. Es bildet sich folglich kein Wasser an diesen Wärmebrücken. Die VIPs selbst sind (mit Ausnahme der oberen Seitenwand, die durch eine Beschädigung belüftet wurde und somit Wärme besser leitet als vorgesehen) mit Temperaturen von etwa $24\,^\circ\mathrm{C}$ sehr nah an der Raumtemperatur.
Am oberen Rand der Frontisolierung schließt der PVC-Kasten an, der die Verschalung für die Hauptkühlung bildet und mit Aerogel zur Isolierung gefüllt ist (siehe Abbildung 4.45). Etwas erniedrigte Werte finden sich an der Kontaktstelle zwischen Frontisolierung und PVC-Kasten im Bereich von etwa $22\,^\circ\mathrm{C}$, während der PVC-Kasten selbst Raumtemperatur angenommen hat und offenbar gut isoliert ist. Im Hintergrund ragen die fünf PCBs über die Kante des PVC-Kastens hinaus. Die beiden Wärmequellen mit Temperaturen um $30\,^\circ\mathrm{C}$ sind zwei THMPs.

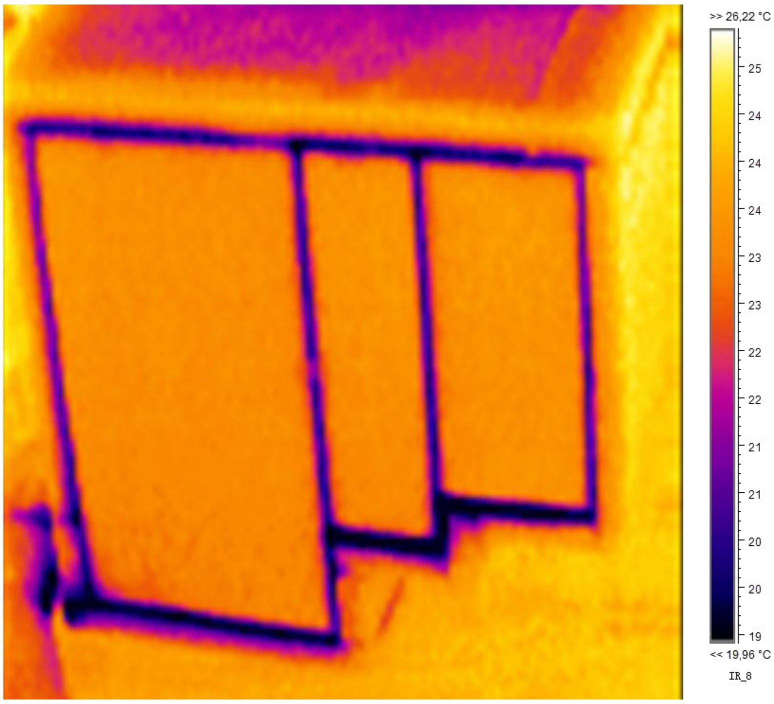


Abb. 4.44: *Infrarotaufnahme der Frontisolierung bei gekühltem Prototypen. An den geklebten Nahtstellen zwischen zwei VIPs ist die Isolierung im Vergleich zu den VIP-Flächen deutlich beeinträchtigt.*

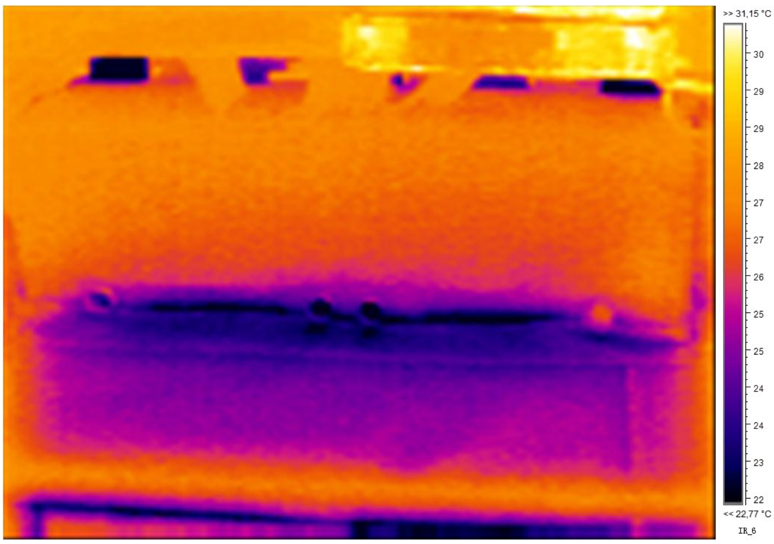


Abb. 4.45: *Infrarotaufnahme der PCB-Verschalung um die Hauptkühlung bei gekühltem Prototypen*

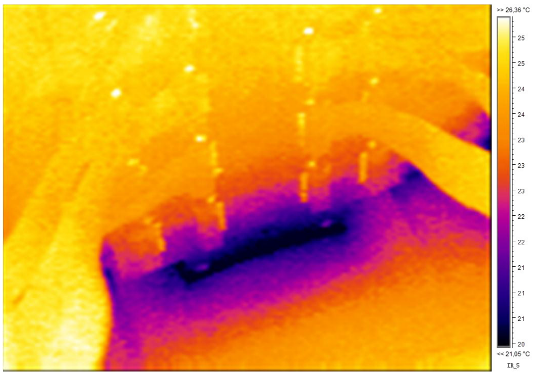


Abb. 4.46: *Infrarotaufnahme des HV/LV-Sensor-PCBs bei gekühltem Prototypen*

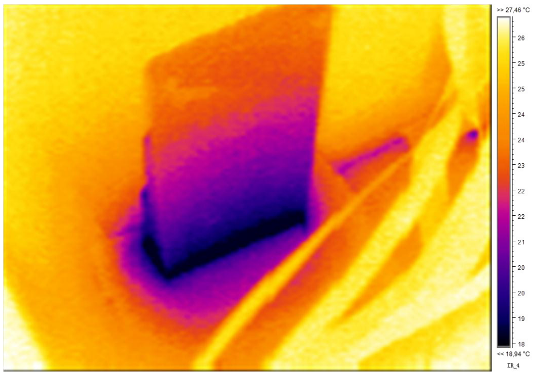


Abb. 4.47: *Infrarotaufnahme des Signal-PCBs bei gekühltem Prototypen*

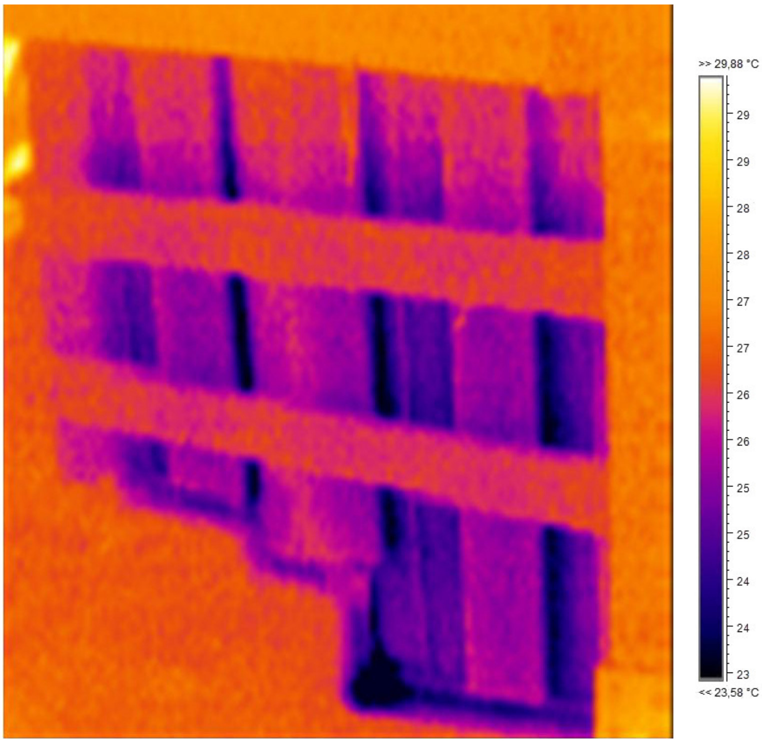


Abb. 4.48: *Infrarotaufnahme der rückwärtigen Isolierung bei gekühltem Prototypen*

Ein Blick auf die HV-LV-Sensor-PCBs (Abbildung 4.46) und Signal-PCBs (Abbildung 4.47) zeigt an ihrem Durchstoßpunkt durch die Isolierung deutliche Zeichen von Abkühlung. Während die HV/LV-Sensor-PCBs verhältnismäßig wenige Kupferleiterbahnen enthalten und daher wenig Wärme nach innen transportieren, zeigt sich eine stärkere Abkühlung bei den Signal-PCBs, die zur Abschirmung der Signal-Leiterbahnen viel Kupfer enthalten. Während die Temperatur am Durchstoßpunkt des HV/LV-Sensor-PCBs etwa 20 °C beträgt, sinkt die Temperatur

am Durchstoßpunkt des Signal-PCBs auf 18 °C ab. Diese Werte liegen aber noch immer deutlich über dem Taupunkt, so dass kein Kondenswasser zu befürchten ist.
Abbildung 4.48 zeigt die isolierte Rückseite des Prototypen. Die Gitterstruktur (warme horizontale Balken und vertikale etwas kältere Balken) ist die Anpressvorrichtung, mit der die VIPs der Rückisolierung an den Rückdeckel angepresst werden. Die Temperatur der VIPs selbst ist mit etwa 24 - 25 °C nur wenig kälter als die Raumluft. Die Randbereiche, an denen die Rückisolierung die Seitenteile der VIPs berührt, sowie die Nahtstellen zwischen den VIPs der Rückisolierung sind mit Temperaturen um 23 °C kühler, aber unproblematisch.
Eine weitere mögliche Problemstelle ist die Kontaktstelle zwischen den GFK-Stäben, die direkten Kontakt zur kalten Backplate besitzen, und den Edelstahlblöcken, die zur Halterung dienen, sowie den Stahlwellen, die wiederum in den Drehlagern auf dem Gerüst fixiert sind. Obwohl die Strecke zwischen kaltem und warmem Bereich nur 30 mm beträgt (die Dicke des VIP-Seitenteils), darf die Temperatur an der Außenseite nicht unterhalb des Taupunktes liegen. Abbildung 4.49 zeigt einen Blick auf Lager, Welle und den Halterungsblock (von links nach rechts). Während die Welle selbst eine Temperatur von ungefähr 24 °C besitzt, ist der Halterungsblock etwas kühler. Besonders auffällig ist der Bereich, der in der Abbildung blau bis schwarz gekennzeichnet ist: dies ist die Oberfläche des Halterungsblocks, unter der in nur geringem Abstand ein GFK-Stab steckt, der von der anderen Seite durch die Backplate konstant auf etwa −25 °C gekühlt ist. Dass die Temperatur an der Oberfläche des Halterungsblockes aber nur auf etwa 21 °C absinkt, ist der hervorragenden Isolierung durch das GFK-Material zu verdanken. Somit wurde ein Material gefunden, mit dem die Halterung schwerer Objekte wie dem Proto192 bei gleichzeitig geringer Wärmeleitung realisiert werden kann.

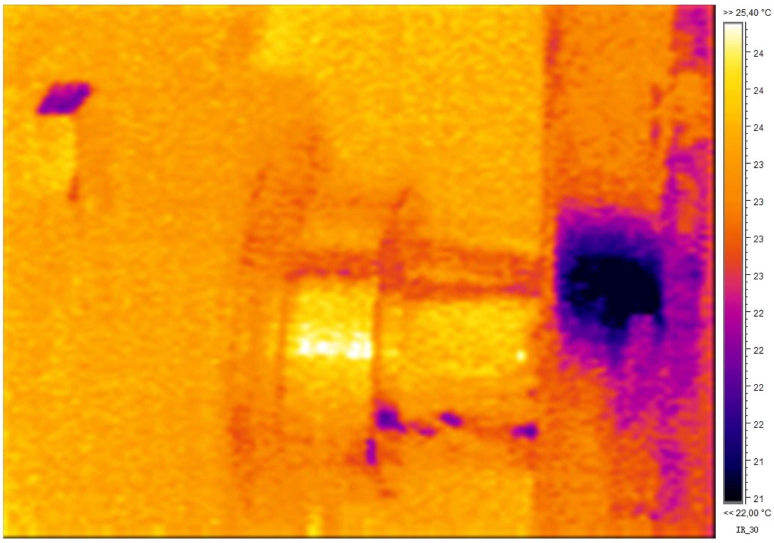


Abb. 4.49: *Infrarotaufnahme der Stahlwelle zur Halterung des gekühlten Prototypen. Die Welle ist mittig im Bild zu erkennen, während das Lager links bzw. der Halterungsblock rechts zu sehen ist.*

4.6.8 Gerüst und Drehvorrichtung

Um in der Lage zu sein, den Proto192 um seine x-Achse drehen sowie sicher transportieren zu können, muss der Proto192 in ein Gerüst eingebaut werden, welches in der Lage ist, das Gesamtgewicht des Proto192 und einigem Zubehör (wie THMPs und Schaltung zur Regelung des Trockenluft/Stickstoff-Flusses) von insgesamt etwa 350 kg zu tragen. Es wurde ein Gerüst aus Aluminium-Profilen konstruiert, welches 1,2 m hoch ist und eine Grundfläche von ungefähr $(900 \times 900)\,\mathrm{mm}^2$ besitzt. Der Rahmen besitzt eine quaderförmige Grundstruktur, deren senkrechte Streben aus $(80 \times 80)\,\mathrm{mm}^2$ bestehen. Die insgesamt acht horizontalen Streben in der Boden- bzw. Dachebene haben die Abmessungen $(80 \times 40)\,\mathrm{mm}^2$. Um den Proto192 zu halten, werden zwei horizontale $(80 \times 80)\,\mathrm{mm}^2$-Streben verwendet, die zusätzlich über Winkel in den Eckpfosten verschraubt sind. Die vertikale Position dieser Streben kann angepasst werden, um die Höhe des Proto192 im Gerüst zu variieren, was beispielsweise aufgrund verschiedener Strahlhöhen bei Beschleunigern erforderlich werden kann.

Auf den horizontalen Stahlwellen werden zwei Axialkugelrillenlager platziert, in denen jeweils eine Achse mit einem Durchmesser von 50 mm drehbar gelagert ist. Diese beiden Achsen wurden mit zwei Blöcken aus Edelstahl verschweißt (siehe Abbildung 4.51) und bilden so die Aufhängung für den Prototypen in der Mitte des Gerüstes. Die Aufhängung des Prototypen erfolgt an seiner Backplate, die links drei und rechts zwei seitliche Bohrungen mit einem Durchmesser von 20 mm besitzt. In diesen Bohrungen wurden kurze GFK-Stäbe (glasfaserverstärkter Kunststoff) eben dieses Durchmessers eingebracht, die auf der anderen Seite in den Halterungsblöcken stecken.

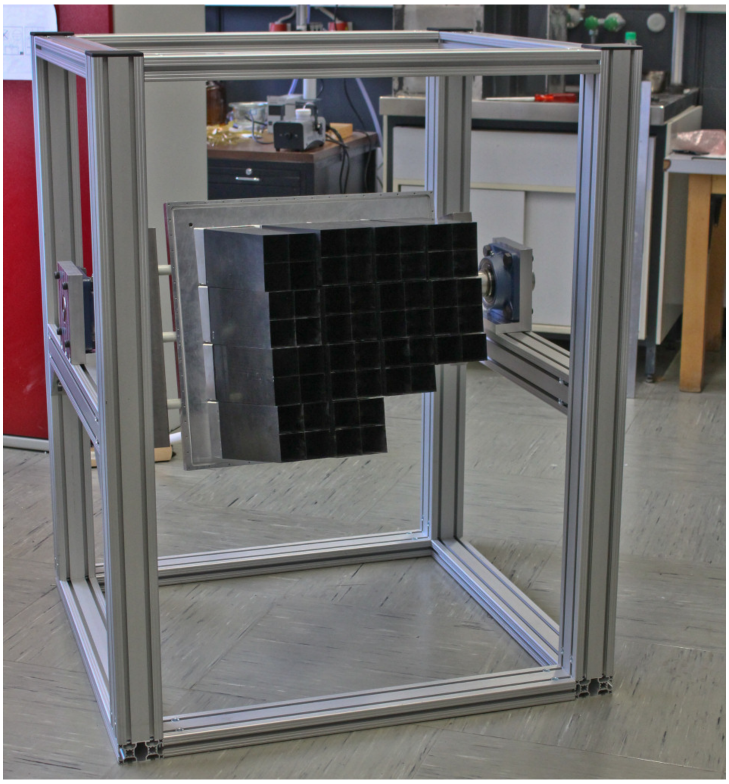


Abb. 4.50: *Gerüst zur Halterung des Proto192*

Die Verwendung von GFK als Material vereint sehr geringe Wärmeleitfähigkeit mit $\lambda = (0{,}2 - 1{,}2)\,\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$ sowie eine hohe maximale Schubspannung von $\sigma_{\mathrm{Schub}} = 8\,\mathrm{MPa}$ über einen längeren Zeitraum [82]. Mit einer Querschnittsfläche von $A_{\mathrm{GFK}} = 3{,}14 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{m}^2$ ergibt sich damit eine maximale Scherkraft von etwa 2500 N, also mit $g = 9{,}81\,\mathrm{ms^{-2}}$ dem Äquivalent einer Gewichtskraft einer Masse von ungefähr 256 kg. Der Prototyp wird über die Backplate von fünf solcher GFK-Stangen gehaltert, weshalb eine maximale Traglast von 1,25 t gewährleistet ist. Vor Montage des Prototypen wurde die Aufhängung erfolgreich mit 300 kg belastet, um die Eignung zu verifizieren. Transporte zum CERN bzw. ELSA hat die Aufhängung ebenfalls ohne Beschädigung überstanden.

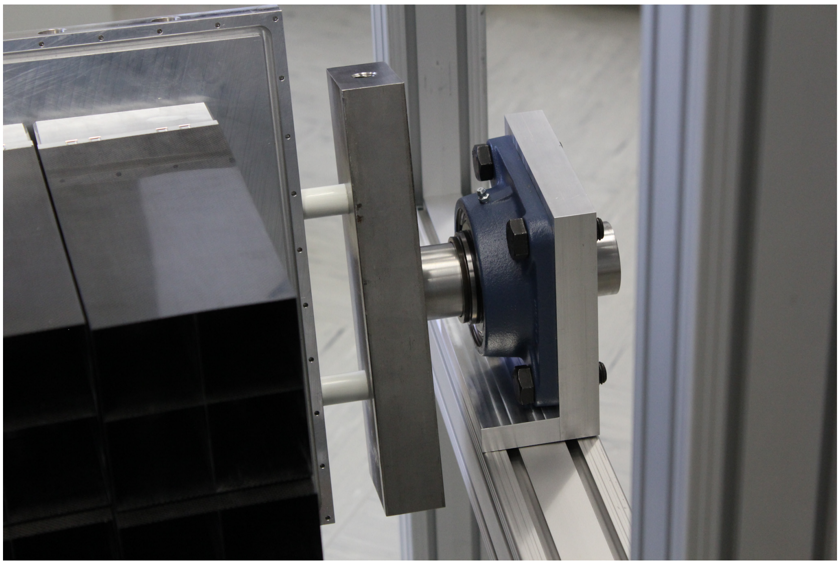


Abb. 4.51: *Tragende Verbindung zwischen Backplate und Stahlblöcken der Halterung mittels GFK-Stäben*

Mit dem Proto192 sollen sowohl Myonen aus kosmischer Strahlung als auch Strahlteilchen an Beschleunigern gemessen werden. Die in den Kristallen deponierte Energie wird maximal, wenn die Flugstrecke durch den Kristall maximal wird. Daher muss der Proto192 drehbar um die x-Achse gelagert sein, womit die Kristalllängsachsen für kosmische Myonen vertikal, für Strahlteilchen horizontal einstellbar sind.

Dafür wurde eine der beiden Stahlwellen mit einem Schneckenantrieb ausgestattet, der es ermöglicht, die Neigung des Proto192 per Hand einzustellen. Diese Konstruktion ist in Abbildung 4.52 zu sehen. Das Übersetzungsverhältnis entspricht 26:1, was bedeutet, dass eine komplette Drehung der Schneckenwelle eine Drehung des Prototypen um etwa 14° hervorruft. In Verbindung mit digitalen Winkelmessern lassen sich damit sehr präzise Winkeleinstellungen erzielen.

An den Halterungsblöcken sind rückwärtig zusätzliche Aluminium-Profile angeschraubt, die über dem Prototypen weitere Profile haltern, um hieran Komponenten wie den THMP, den Lichtpulser sowie die Trockenluft/Stickstoff-Zuflussregelung zu befestigen.

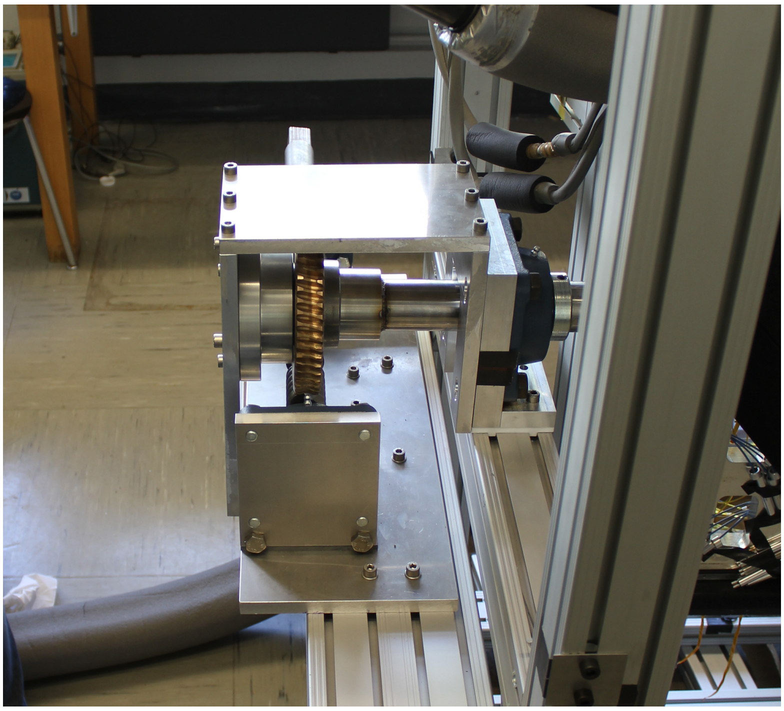


Abb. 4.52: *Drehvorrichtung des Prototypen; das Handrad ist hier nicht montiert und würde bei Bedarf an dem sichtbaren Vierkantprofil im Bildhintergrund aufgesteckt.*

4.6.9 Endmontage des Proto192

Im Folgenden sollen einige Bilder des Proto192 während der Endmontage gezeigt werden. Abbildung 4.53 zeigt den Proto192 von der Vorderseite, bevor die Fronthülle aufgesetzt und der Prototyp damit vakuumdicht verschlossen wird. Die Subunits sind bereits über die Interfaces an der Backplate angeschraubt und die aus den Subunits herausragenden Kabel und Glasfaserbündel wurden durch die dafür vorgesehenen Ausfräsungen in der Backplate geführt. Über der PVC-Verschalung der Hauptkühlung (abgedeckt durch eine weiße Platte aus Rohacell) ragen die gelben Glasfaserbündel in roten Schutzschläuchen aus dem Prototypen hervor und werden bis zur Montage der Lichtpulsereinheit am Gerüst auf den Subunits abgelegt. Links zu sehen sind die beiden Kupplungsstücke der Hauptkühlung, die später an den Umwälzkühler LH47 angeschlossen werden. Die an den senkrechten Profilen des Gerüstes angeschraubten Plättchen wurden mithilfe eines Theodoliten auf eine definierte Referenzposition gebracht und dienen so der späteren Positionierung des Prototypen am Teststrahl. Unterhalb des Prototypen sind einige gelbe Flachbandkabel sichtbar, die zu den Temperatursensoren gehören. Sie müssen, wie auch die schwarzen Signalkabel, die die Signale von den Vorverstärkern zu den PCBs führen, noch an ihre jeweiligen Steckplätze angeschlossen werden.
Ein besserer Eindruck dieses Arbeitsschrittes ist in Abbildung 4.54 zu erreichen: der Blick auf den Prototypen von hinten zeigt viele Kabel, die noch nicht auf ihren designierten Steckplätzen auf den PCBs angebracht wurden. Drei Signal-PCBs (auf den PCB-Plätzen 1, 3 und 5, von links gesehen) und zwei HV/LV-Sensor-PCBs (auf den PCB-Plätzen 2 und 4) sind bereits eingesteckt worden und verdecken weitestgehend den Blick auf die Backplate. Die roten Schläuche oberhalb

des PCB-Rahmens enthalten die Glasfaserbündel je eines Glasfaserdeckels. Hier wird später eine Trennwand eingesetzt, um den Bereich der PCBs und Glasfasern oberhalb des PCB-Rahmens mit Aerogel auszufüllen, ohne die Rückisolierung zur Halterung des Aerogels zu benötigen. Gut sichtbar sind ebenfalls die schwarzen Vakuumisolationspaneele, die den PCB-Rahmen und die Backplate an allen Seitenflächen (außer an der Oberseite, da dort die Hauptkühlung platziert ist) umgeben.

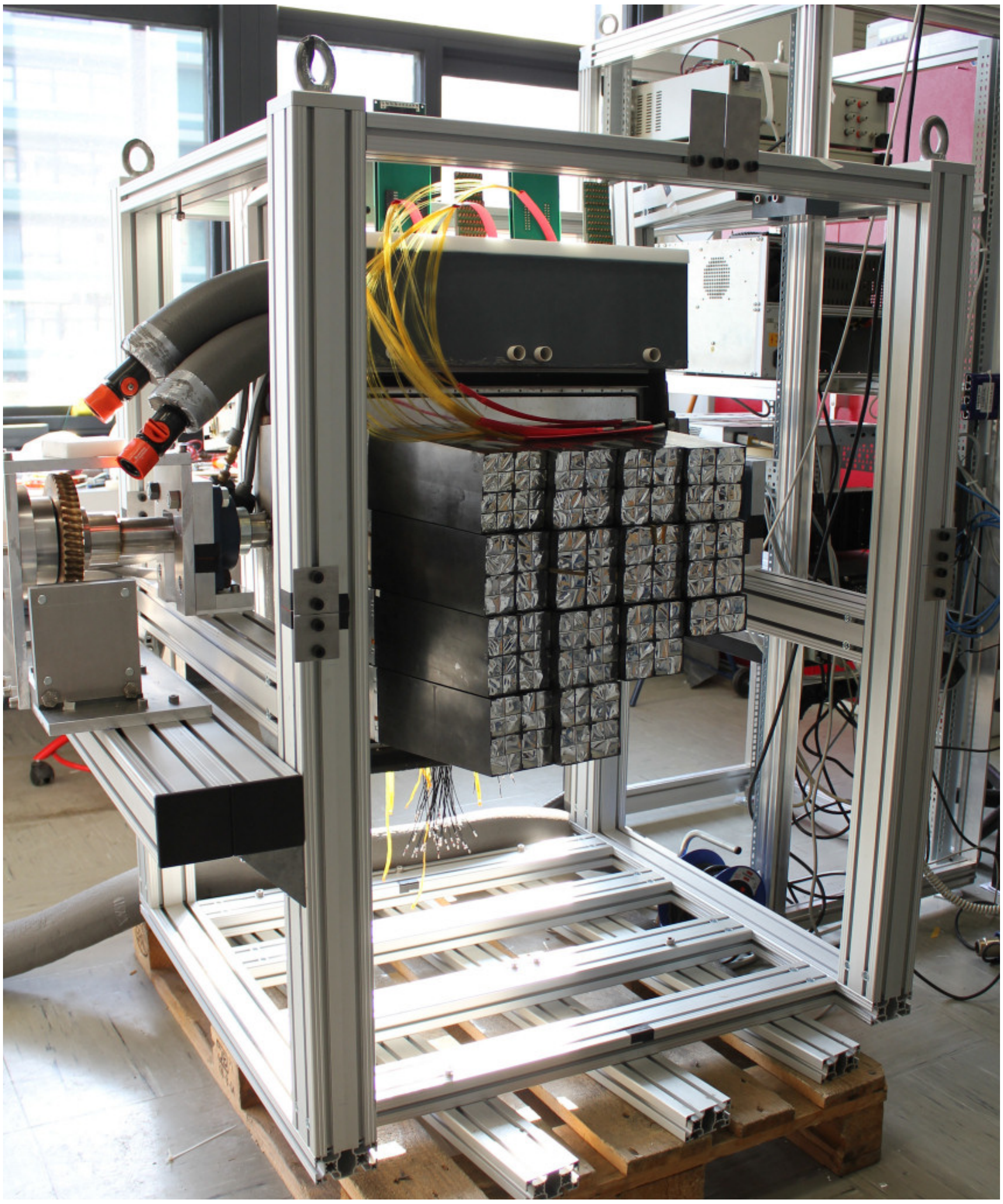


Abb. 4.53: *Frontansicht des Proto192 nach Anbringen aller Subunits. Die Fronthülle ist nicht montiert, weshalb der Blick auf die Subunits frei liegt.*

Nach Kontaktieren aller Kabelverbindungen wird der Rückdeckel auf den PCB-Rahmen aufgesetzt, der dann mit durch den PCB-Rahmen ragenden Schrauben an der Backplate fixiert wird und den Proto192 an der Rückseite luftdicht verschließt. Der Rückdeckel wird anschließend mit

der bereits erwähnten Rückwand aus Vakuumisolationspaneelen isoliert.
Ansichten des Prototypen mit vollständig aufgesetzter Fronthülle und Isolierung folgen bei der Besprechung der Teststrahlzeiten in Kapitel 4.8.

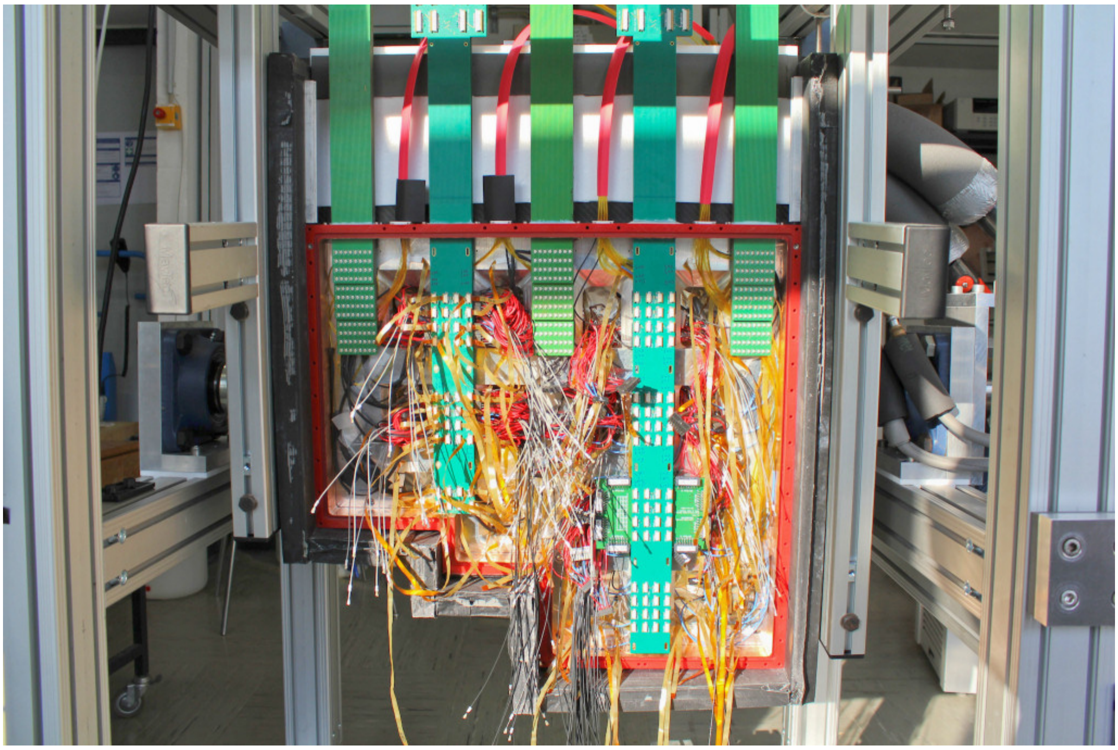


Abb. 4.54: *Rückansicht des Proto192. Der Rückdeckel ist nicht aufgesetzt, weshalb der Blick auf den PCB-Rahmen, die Backplate sowie die PCBs und Kabel frei liegt. Nach Anschließen der restlichen Kabelverbindungen kann der Rückdeckel aufgesetzt und der Prototyp vakuumdicht verschlossen werden.*

4.6.10 Änderungsempfehlungen für die mechanischen Komponenten

Während der Montagearbeiten an und mit den mechanischen Komponenten des Proto192 fielen einige Problemstellen auf, die bis zur finalen Montage der Vorwärtsendkappe noch gelöst werden müssen. Einige dieser Problemstellen sowie die Lösungsvorschläge werden im Folgenden diskutiert.

Klebeverbindung zwischen Alveolen und Inserts

Ein Problem, das während der Montage des Proto192 aufgefallen ist, ist die Tatsache, dass die Verklebung einer Alveole mit vier Inserts ohne Klebelehre zu einer uneinheitlichen Ausrichtung der Alveole auf den Inserts führt. Für die endgültigen Montagearbeiten für die Vorwärtsendkappe muss daher eine Klebelehre entwickelt werden, die für eine reproduzierbare und einheitliche Ausrichtung der mechanischen Bauteile bei einer Verklebung sorgt. Eine solche Klebelehre wird zur Zeit am KVI entwickelt [83].
Bei der Verklebung trat zudem das Problem auf, dass sich die Inserts entgegen vorheriger Tests auch unter Wärmeeinfluss nicht mehr aus der Kohlefaser-Alveole lösen ließen. Daher wird zur

Zeit die Verwendung des Klebers 3731Q von 3M, der auch für die reversible Verklebung zwischen Glasfasern und Glasfaserdeckeln sorgt, getestet.

Führung und Fixierung der Glasfaserhülsen in Insert und Mountplate

Bei der Montage fiel auf, dass es sehr aufwendig ist, die Glasfaserhülsen mit nachträglichem Einschrauben einer Schraube in z-Richtung zu fixieren, da die Schraubendimensionen sehr klein sind und der Raum in den Interfaces zum Zeitpunkt der Fixierung schon viele Kabel und auch die Glasfaserbündel selbst enthält, wodurch das Hindurchfädeln einer Schraube schwierig ist.

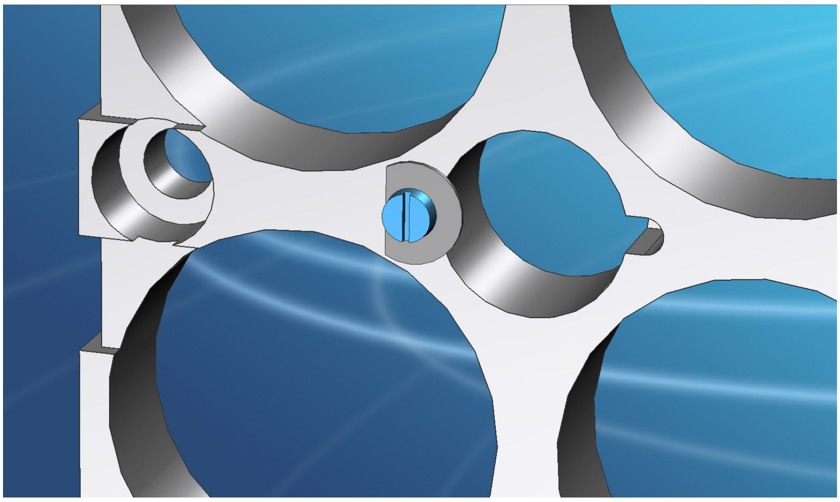


Abb. 4.55: *Sperrvorrichtung der Glasfaserhülse in Sperrposition*

Eine Alternative zu diesem Sperrmechanismus ist in Abbildung 4.55 zu erkennen. Eine kleine Unterlegscheibe, die an einer Seite abgeschliffen wurde, dient mit einer Drehung von 180° als Sperrung, ist aber anders als die zuvor vorgesehene Schraube schon *vor* Montage der Mountplate einschraubbar und versperrt mit der abgeschliffenen Kante zum Glasfaserhülsenloch nicht den Weg. Die Glasfaserhülsen können also eingeführt werden, nachdem dieser Blockiermechanismus bereits in Durchlassstellung montiert wurde. Zum Fixieren der Glasfaserhülsen ist allein eine Drehung der Unterlegscheibe notwendig, wonach die Position der Unterlegscheibe durch ein Anziehen der bereits eingesetzten Schraube fixiert werden kann. Durch diese Änderung wird die zur Montage einer Glasfaserhülse benötigte Zeit erheblich reduziert.

Zudem wird der Außendurchmesser der Glasfaserhülsen auf 10 mm bzw. der Innendurchmesser der dafür vorgesehenen Bohrungen im Insert auf 10,3 mm reduziert. Die Nut zur Fixierung der ϕ-Ausrichtung einer Glasfaserhülse wird zur Mountplate verlagert (wie auch in Abbildung 4.55 rechts zu sehen ist). Dafür wird die Bohrung in der Mountplate von 13 mm auf 11 mm verringert, während die Glasfaserhülsen um die Dicke der Mountplate ($d = 8$ mm) länger werden müssen, um erst mit der Mountplate anstatt schon mit dem Insert abzuschließen. Die Gewinde der vier Sperrvorrichtungen pro Mountplate werden so platziert, dass die Unterlegscheibe niemals die Photodetektorbohrungen verdeckt sowie nur nach Wunsch die Glasfaserhülsenbohrung versperrt, was durch eine Drehung um 180° rückgängig gemacht werden kann.

Vergrößerung der Photodetektorbohrungen in der Mountplate

Das Anbringen der Mountplate auf die mit Preamps und Glasfaserhülsen bestückten Inserts ist sehr zeitintensiv, da die Vorverstärker durch die 22,5mm-Bohrungen der Mountplate ragen. Alle 16 Vorverstärker müssen also exakt durch die Bohrungen passen, um die Mountplate zu montieren. Außerdem ist der Gegendruck der Federn sehr groß, so dass das Montieren zusätzlich erschwert wird.

Mittlerweile wurde mit dem Kleber Dow Corning 3145 eine Möglichkeit gefunden [84], die Photodetektoren dauerhaft an die Kristalle zu koppeln. Damit entfällt die Notwendigkeit, die Photodetektoren von der Rückseite mit Federn an die Kristalle zu pressen. Den Rückhalt dieser Federn hatte bislang die Mountplate übernommen, indem die Bohrungen für die Photodetektoren einen etwas kleineren Durchmesser als die Federn besaßen, so dass die Federn auf der Mountplate aufsaßen. Mit dem Entfallen der Federn kann nun auch die Bohrung in der Mountplate vergrößert werden, so dass die Bohrungen statt eines Durchmessers von $d_{\text{alt}} = 22{,}5\,\text{mm}$ einen Durchmesser von $d_{\text{neu}} = 23{,}5\,\text{mm}$ besitzen können. Damit ist mehr Platz bei der Montage der Mountplate auf den bereits bestückten Inserts vorhanden.

Ausrichtungshilfen zwischen Interface und Backplate

Das Verfahren, die Subunits mitsamt montierten Interfaces mit der Backplate zu verschrauben, ist allein durch die vier Schrauben, die das Interface an der Backplate halten, zu ungenau. Mit passgenauen Stiften kann die Genauigkeit hier verbessert werden.

Die Stifte ($\ell = 12\,\text{mm}$) werden 9 mm in der Backplate versenkt und sind interfaceseitig abgerundet sowie backplateseitig zur einfacheren Einpassung mit einer Fase versehen. Sämtliche Bohrungen für diese Verstiftung sind sowohl in Interface als auch in der Backplate als 3^{H7}er-Passungen ausgeführt. Die Stifte werden vor der Montage der am Interface montierten Subunit in die in der Backplate vorgesehenen Bohrungen eingepasst und sorgen dann während des Verschraubungsprozesses mit der Backplate für die exakte Positionierung der Interfaces.

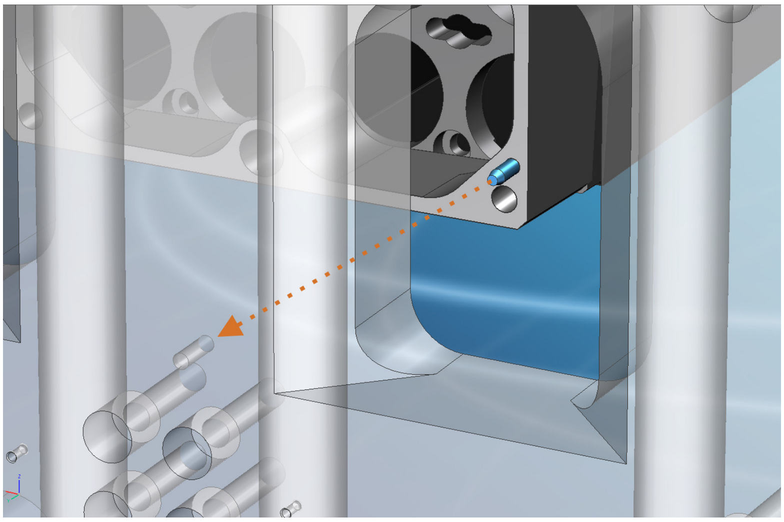


Abb. 4.56: *Verstiftung der Interfaces mit der Backplate; die Backplate ist zur vereinfachten Darstellung transparent dargestellt.*

Änderungen am PCB-Rahmen für mehr Raum und bessere elektromagnetische Isolierung

Für den Proto192 wurde der PCB-Rahmen aus Kosten- und Zeitgründen aus PVC gefertigt. Für den finalen PCB-Rahmen sind einige Änderungen vorzusehen. Da durch die Vakuumisolationspaneele (siehe Kapitel 4.6.7) die Wärmeleitfähigkeit des Isolationsmaterials drastisch vermindert wurde, wäre hinter dem Rückdeckel eine Isolierzone von nur 5 - 10 mm Dicke denkbar. Dies würde eine Vergrößerung des PCB-Rahmens in z-Richtung um eben diese Abmessungen ermöglichen, so dass im Innenraum mehr Platz für die Verkabelung sowie für PCBs vorhanden wäre.

Ebenfalls sollte die nächste Version des PCB-Rahmens zwecks verbesserter elektromagnetischer Abschirmung, ungeachtet des Aufwandes und der erhöhten Kosten, aus Aluminium gefertigt werden. Dies würde zusätzlich die Steifigkeit des Rahmens verbessern, wodurch die Vakuumdichtigkeit durch gleichmäßigen Anpressdruck auf den O-Ring verbessert würde.

Montage der Faserdeckel im PCB-Rahmen

Die Montage einzelner 16er-Glasfaserbündel in die Faserdeckel (siehe Abbildung 4.57) ist für die finale Version der Vorwärtsendkappe nicht mehr praktikabel, da im Querschnitt nicht die notwendige Glasfaserdichte erreicht werden kann. Die Glasfasern werden daher später zu 400er-Bündeln zusammengefasst, von denen vier durch einen Faserdeckel geführt werden. Dazu sind einige Anpassungen notwendig.

Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass der PCB-Rahmen in seiner Tiefe um 5 mm zunehmen kann, wie im vorangegangenen Abschnitt bereits erläutert wurde. Dadurch finden im neuen Faserdeckel vier Bohrungen mit einem Durchmesser von 7 mm Platz, die ausreichen, um je 400 Glasfasern hindurchzuführen.

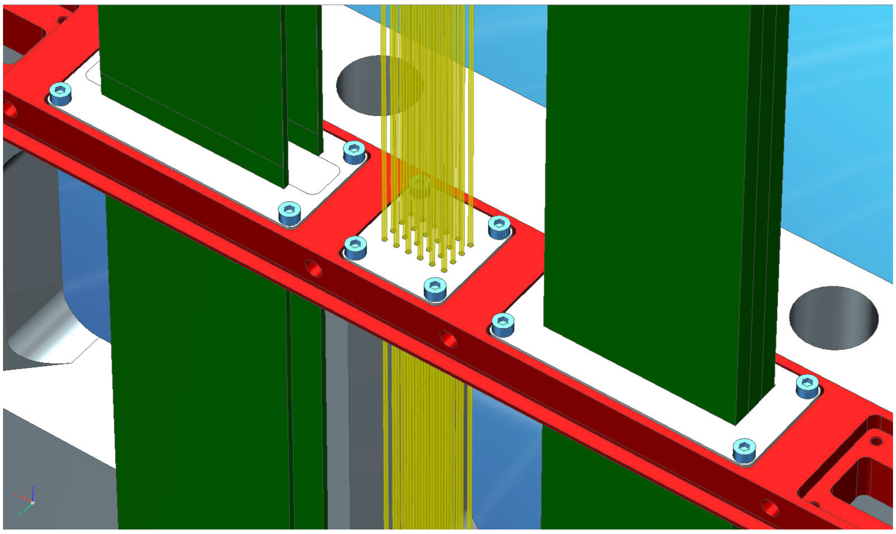


Abb. 4.57: *Der Faserdeckel in der Proto192-Version*

Zudem wurde die Position der Faserdeckel an den inneren Rand des PCB-Rahmens verschoben. Dies hat den Vorteil, die Subunits trotz in die Faserdeckel eingeklebter 400er-Glasfaserbündel entfernen zu können, indem die Faserdeckel abgeschraubt und die Glasfaserbündel von außen nachgereicht werden. Der dadurch vorhandene Spielraum ermöglicht es, einzelne Subunits von der Backplate zu entfernen und die Glasfaserhülsen aus den Inserts zu nehmen, was zuvor durch die begrenzte Länge der Glasfaserbündel im Proto192 unmöglich war und ein Entfernen der Verklebung notwendig machte.

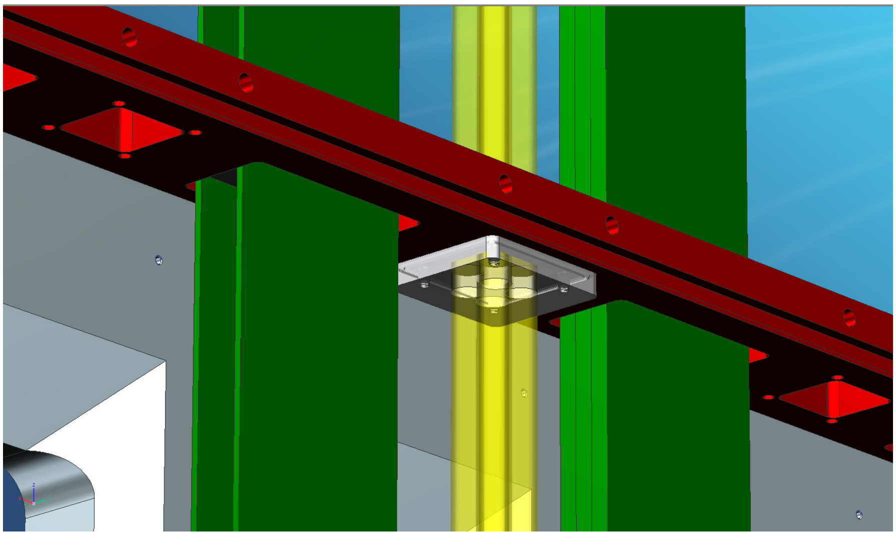


Abb. 4.58: *Der Faserdeckel in für die finale Vorwärtsendkappe veränderter Version, von innen mit dem PCB-Rahmen verschraubt. Vier Glasfaserbündel à 400 Fasern werden durch einen Deckel hindurchgeführt.*

Für diesen Schritt sind Veränderungen sowohl am PCB-Rahmen als auch an den Faserdeckeln notwendig: die Gewinde im PCB-Rahmen zur vorherigen Montage der Faserdeckel werden durch Durchgangsbohrungen ersetzt, wohingegen die Durchgangsbohrungen der Faserdeckel zu Sackgewinden geändert werden. Insgesamt werden die Gewinde näher zu den Bohrungen für die Glasfaserbündel gesetzt, um einen umlaufenden O-Ring zu ermöglichen, der nun außerhalb der Gewinde für eine vakuumdichte Verbindung zwischen PCB-Rahmen und Faserdeckel sorgt. Um die Gewinde aufzunehmen, wird die Dicke des Faserdeckels von 4 mm auf 5 mm erhöht. Einziger Nachteil dieser Änderung ist der Platzverlust hinter der Backplate durch die Tatsache, dass die Faserdeckel nicht mehr im PCB-Rahmen versenkbar sind, da sie ansonsten mit der O-Ring-Nut im PCB-Rahmen kollidierten. Dieser Platzverlust ist aber zu vernachlässigen, da die Glasfaserbündel einen großen minimal zulässigen Biegeradius besitzen und hinter der Backplate ohnehin nicht unmittelbar gebogen werden können.

4.7 Temperaturmessungen im $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC

Ein wichtiges Kriterium für die Eignung eines elektromagnetischen Kalorimeters ist die erzielbare Energieauflösung. Thermische Effekte spielen bei dem Szintillationsmaterial $PbWO_4$ eine entscheidende Rolle, denn wie schon in Kapitel 4.4.3 gezeigt wurde, hängt die Lichtausbeute von $PbWO_4$ bei einer Temperatur von −25 °C mit 3 %/°C stark von der Temperatur ab. Um die Energieauflösung von thermischen Einflüssen unabhängig zu machen, muss die Temperatur des EMCs zeitlich stabilisiert und ständig kontrolliert werden, um im Falle von Abweichungen vom Sollverhalten durch eine Regelung eingreifen zu können. Wird als Grenzwert eine durch Temperaturschwankungen um $\sigma_{\mathrm{E},\,\Delta\mathrm{T(t)}} = 0{,}2\,\%$ verschlechterte Energieauflösung festgelegt, so ist dies äquivalent zu der Forderung nach einer zeitlichen Homogenität des elektromagnetischen Kalorimeters von $\sigma_T = \frac{0{,}2\,\%}{3\,\frac{\%}{^\circ\mathrm{C}}} = 0{,}07\,^\circ\mathrm{C}$. Als Grenzwert für Temperaturschwankungen wird daher eine zeitliche Homogenität von 0,05 °C gefordert.

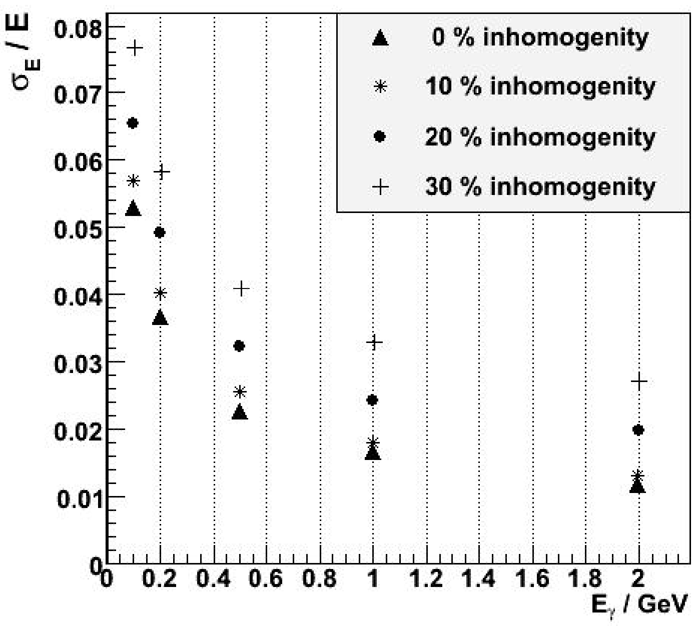


Abb. 4.59: *Die Energieauflösung des EMCs hängt stark von der räumlichen Temperaturhomogenität in den Kristallen ab [85].*

Nicht nur die zeitliche, sondern auch die räumliche Temperaturhomogenität eines Kristalls ist von großer Bedeutung für die Energieauflösung. Simulationen zeigen [85], dass für Photonen mit einer Energie von 1 GeV bereits eine Inhomogenität von 10 % der Lichtausbeute eine Energieauflösung von 1,8 % bewirkt, was noch im Toleranzbereich liegt (siehe Abbildung 4.59). Dies entspricht bei −25 °C einem Temperaturgradienten von 3,3 °C über die Kristalllänge. Für das $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC wird ein maximaler räumlicher Gradient von 2 °C über die gesamte Kristalllänge gefordert. Für die angestrebte räumliche Homogenität in einem Kristall darf der Temperaturgradient bei einer Kristalllänge von 200 mm einen Wert von 0,01 °C/mm also nicht überschreiten.

Die Hauptkühlung, die maßgeblich die Temperatur eines Kristalls am hinteren Ende bestimmt, findet nur über die Kohlefaser-Alveolen und, falls sich in der Subunit Kristall und Insert be-

rühren, zusätzlich über die Inserts statt. An der Rückseite befinden sich aber auch die Photodetektoren sowie die Vorverstärker, die Wärme abgeben und so für eine verminderte effektive Kühlleistung an den Kristallen sorgen. Um zu verhindern, dass ein zu großer Temperaturgradient entsteht, wurde eine Frontkühlung entwickelt und im Proto192 implementiert.
Die Anforderungen an die Temperaturverteilung und -stabilität sind also vielfältig. Um die Temperatur während der Messzeiten überwachen zu können, sind Sensoren direkt an den Kristallen notwendig. Da das EMC sehr kompakt gebaut wird, um totes Material zu vermeiden, ist nicht genügend Platz vorhanden, um konventionelle Temperatursensoren wie kommerzielle Pt100 an den Kristallen zu platzieren. Daher wurde ein Konzept ultradünner Temperatursensoren entwickelt, die flach genug sind, um im Innenraum der Subunits an und zwischen den Kristallen Platz zu finden [65].
Als Anforderung an die Temperatursensoren bleibt festzuhalten, dass sie wegen der beengten räumlichen Verhältnisse in einer Subunit eine Dicke von etwa $150\,\mu$m nicht überschreiten dürfen. Weiterhin sollen sie nicht breiter als 20 mm sein, damit sie an die Flanke eines Kristalls gelegt werden können, ohne an den Kristallkanten zu überlappen. Die Länge ist möglichst gering zu halten, um die Positionsauflösung der Temperaturmessung nicht durch lange aktive Sensorflächen zu verschlechtern. Außerdem müssen die Sensoren Temperaturänderungen im Bereich von 0,05 °C auflösen können.
Das Konzept der Temperatursensoren macht sich die Widerstandsänderung eines dünnen Metalldrahtes zunutze. Da der Widerstand von Materialien in der Regel von der Temperatur abhängt, kann bei quantitativer Kenntnis dieser Abhängigkeit durch Messung des Widerstandes auf die Temperatur geschlossen werden. Als Material bietet sich Platin an. Der Widerstand von Platin besitzt einen Temperaturkoeffizienten von $\alpha_{\mathrm{Pt}} = 3{,}88 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{K}^{-1}$, wobei die Kennlinie realiter mit einer linearen Funktion $R(T) = R_0 \cdot (1 + \alpha_{\mathrm{Pt}} \cdot \Delta T)$ nur näherungsweise wiedergegeben wird, so dass für eine exakte Beschreibung Polynome höherer Ordnung verwenden werden müssen. α_{Pt} ist unter den Metallen verhältnismäßig hoch, was zur Folge hat, dass schon kleine Temperaturänderungen deutlich beobachtbare Widerstandsänderungen zur Folge haben. Da Platin zudem ein Edelmetall ist, ist es besonders korrosionsbeständig und damit zeitstabil. Außerdem besitzt Platin einen hohen spezifischen Widerstand von $\rho_{\mathrm{Pt},20\,^\circ\mathrm{C}} = 1{,}1 \cdot 10^{-7}\,\Omega\mathrm{m}$, was gegenüber Materialien mit einem niedrigeren spezifischen Widerstand die Verwendung von weniger Material erlaubt, um denselben Grundwiderstand zu erzielen.
Die Messung des Widerstandes muss wegen der angestrebten Genauigkeit über das sogenannte Vierdrahtverfahren erfolgen. Hierbei werden insgesamt vier Leiter an den Sensorwiderstand angeschlossen (je zwei an ein Widerstandsende), wobei über zwei Leiter ein konstanter Strom (üblicherweise 1 mA) fließt. Die über dem Widerstand abfallende Spannung kann dann frei von Einflüssen der stromführenden Leitungen an den zwei nicht stromführenden Leitungen gemessen werden. Der Widerstand der stromführenden Anschlusskabel geht also nicht in die Messung des Sensorwiderstandes ein.
In Kapitel 4.7.1 wird das Konzept der dünnen Temperatursensoren, im weiteren Verlauf als *thinPt-Sensoren* bezeichnet, weiter ausgearbeitet und der Fertigungsprozess im Detail vorgestellt. Kapitel 4.7.2 erläutert die Vorgehensweise sowie die möglichen Fehlerquellen bei der Kalibrierung der einzelnen Sensoren, damit die angestrebte Genauigkeit erreicht werden kann. Die Auslese der Temperatursensoren sowie weiterer Sensorik wird der Vollständigkeit halber kurz in Kapitel 4.7.3 angesprochen, wird aber im Detail in [86] erläutert.

4.7.1 Fertigung von ultradünnen Temperatursensoren

Kommerzielle Temperatursensoren sind als Pt100 oder Pt1000 ausgeführt, wobei die Zahl in der Bezeichnung auf den Widerstand des Sensors bei einer Temperatur von 0 °C hinweist. Ein Widerstand für die thinPt-Sensoren von 100 Ω bietet sich an, da hierbei die Eigenerwärmung des Drahtes noch keine große Rolle spielt, aber über einen Widerstand von 100 Ω bei einem Prüfstrom von 1 mA dennoch eine präzise messbare Spannung abfällt. Der Widerstand der thinPt-Sensoren sollte bei 0 °C also etwa $R_0 = 100\,\Omega$ betragen. Bei einer Raumtemperatur von 20 °C bei der Fertigung bedeutet dies einen Widerstand von etwa

$$\begin{aligned} R(20\,^\circ\mathrm{C}) &= R_0 \cdot (1 + \alpha_{\mathrm{Pt}} \cdot \Delta T) \\ &= 100\,\Omega \cdot (1 + 3{,}88 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{K}^{-1} \cdot 20\,\mathrm{K}) \\ &\approx 107{,}8\,\Omega \qquad . \end{aligned}$$

Dieser Widerstand soll also beim Bau der Sensoren angestrebt werden, wobei dieser absolute Wert nur eine Richtlinie ist, wie später erläutert wird.
Die Materialeigenschaften von Platin machen es zu einem geeigneten Material zum Bau von Temperatursensoren. Um die geforderte maximale Sensordicke von 150 μm einhalten zu können, empfiehlt sich die Verwendung eines dünnen Platindrahtes. Hinweise auf die möglichen Parameter des Drahtes liefert die Beziehung zwischen Widerstand und Länge ℓ bzw. Radius r des Drahtes:

$$R = \rho_{\mathrm{Pt}} \cdot \frac{\ell}{A} = \rho_{\mathrm{Pt}} \cdot \frac{\ell}{\pi \cdot r^2} \tag{4.1}$$

Wie an Gleichung 4.1 deutlich wird, ist der Widerstand nach der Auswahl des Sensormaterials nur über die Länge oder den Durchmesser des Drahtes einstellbar. Dem Durchmesser des Drahtes kommt hier besondere Bedeutung zu: er sorgt für eine möglichst geringe Bauhöhe des Sensors und geht gleichzeitig quadratisch in den Gesamtwiderstand des Drahtes ein. Wird der Durchmesser aber zu klein, ist der Draht nicht mehr mechanisch verarbeitbar, da Platin nur eine geringe Duktilität aufweist und daher beim Umformen leicht reißt.
Es wird deshalb Platindraht mit einem Durchmesser von 25 μm verwendet [87], der einen Kompromiss zwischen guter Verarbeitbarkeit und geringen Abmessungen darstellt. Aus der Wahl des Durchmessers ergibt sich aus Gleichung 4.1 eine Länge von

$$\begin{aligned} \ell &= \frac{R_0}{\rho_{\mathrm{Pt}}} \cdot \pi \cdot r^2 \\ &= 0{,}48\,\mathrm{m} \end{aligned}$$

Ein Draht von etwa 500 mm Länge muss daher auf eine Sensorfläche mit einer maximalen Breite von 20 mm und möglichst geringer Länge gebracht werden. Aufgrund der individuellen Fertigung per Hand jedes einzelnen Sensors müssen die Sensoren nach der Fertigung kalibriert werden, da sie sich im Allgemeinen in ihren Widerständen R_0 unterscheiden. Die Drahtlänge muss also nicht konstant sein, sondern kann etwas variieren, da die Unterschiede in den Parametern durch die spätere Kalibrierung berücksichtigt werden.
Die Grundidee ist, einen Platindraht in Mäanderform auf eine selbstklebende Kapton-Folie aufzubringen und mit einem Flachbandkabel zu kontaktieren. Ein schematische Ansicht eines thinPt-Sensors ist in Abbildung 4.60 dargestellt.

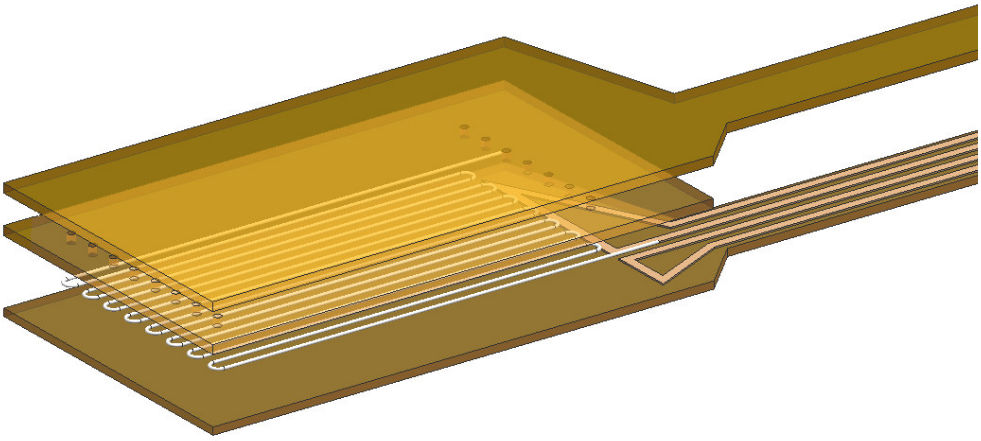


Abb. 4.60: *Schematische Ansicht eines thinPt-Sensors. Von unten nach oben: eine mit Kupferleiterbahnen versehene Kapton-Folie dient als Träger des dünnen Platindrahtes, der zuvor auf einer selbstklebenden Kapton-Folie aufgebracht wurde. Diese wird mit einer zusätzlichen Kapton-Folie vor Umwelteinflüssen geschützt.*

Als Basis des Sensors wird eine dünne, selbstklebende Kapton-Folie ausgewählt. Während die Trägerschicht 25 μm stark ist, ist die Acrylat-Klebeschicht nochmals 30 μm dick [88]. Ein Streifen dieser selbstklebenden Folie wird mit der Klebeschicht nach oben auf einem Nadelblock (sichtbar in Abbildung 4.61) aufgespießt. Die beiden sich gegenüberstehenden Nadelgruppen mit einem Abstand von 27 mm bestehen aus acht bzw. neun Nadeln mit einem Durchmesser von 0,5 mm, wobei die Nadeln innerhalb der Gruppe einen Abstand von 2 mm besitzen. Die durch die Folie ragenden Nadeln dienen als Führungshilfen beim Aufbringen des Platindrahtes in eine mäanderförmige Endlage auf der Klebeschicht. Die Rückseite eines Skalpells hilft beim Andrücken des Drahtes auf die Folie. In Folge des Wickelns werden somit insgesamt 16 gerade Bahnen à 27 mm Länge auf die Kapton-Folie aufgebracht, wobei hier die geringe Duktilität des Drahtes zu beachten ist, um den Draht nicht zu beschädigen.

Das Gegenstück zu dieser mit Platindraht beklebten Kapton-Folie ist ebenfalls eine Kapton-Folie, die allerdings ab Werk mit Kupfer beschichtet wurde (DuPont Pyralux AC AC182500R, [89]). Zur Verwendung mit den thinPt-Sensoren wird diese Folie mit einer Maske belichtet und entwickelt, wonach das überflüssige Kupfer heruntergeätzt wird, so dass die benötigten Leiterbahnen aus Kupfer erhalten bleiben. Die Gesamtlänge eines solchen Kabels beträgt etwa 400 mm. Auf der Sensorseite des Kabels werden diese Anschlussstellen der Leiterbahnen noch durch Galvanisierung mit einer Goldschicht versehen, um Alterungseffekten vorzubeugen und eine bessere Kontaktierung zu ermöglichen. Ebenso wird mit den vier Leiterbahnen am anderen Ende des Kabels verfahren. Um in der Länge Platz für den Platindraht zu schaffen, wird hinter den Leiterbahnen noch eine kupferfreie Fläche von etwa $(40 \times 25)\,\text{mm}^2$ eingeplant.

Am anderen Ende des Sensors, das später in einen dafür vorgesehenen Stecker auf dem Sensor-PCB gesteckt wird, enden die vier Leiterbahnen getrennt voneinander, während sich auf der Sensorseite jeweils zwei Leiterbahnen an einem Punkt berühren. An diesen Vierdrahtmesspunkt wird später auch jeweils ein Ende des Platindrahtes kontaktiert. Das Konzept der Kabel sowie ihre Herstellung wird eingehend in [75] beschrieben.

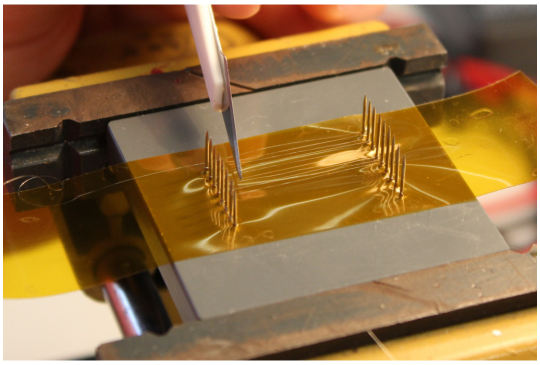


Abb. 4.61: *Aufbringen der Platindrahtbahnen auf einen Streifen selbstklebenden Kapton-Bandes*

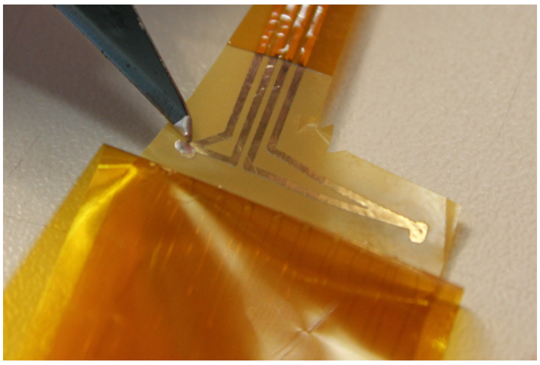


Abb. 4.62: *Auftragen von Silberleitkleber auf die Kontaktpunkte zwischen Platindraht und den Kupferbahnen des Kabels*

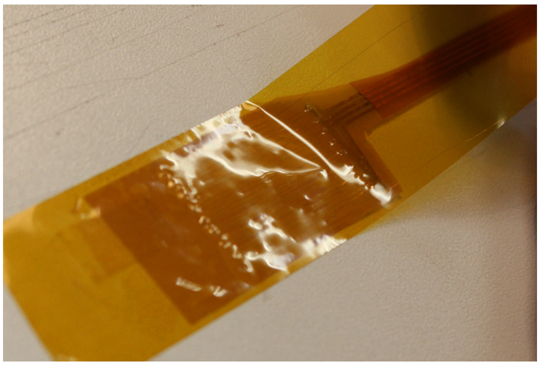


Abb. 4.63: *Abkleben des bestückten Sensors mit Kapton-Folie und Kontaktieren des Platindrahtes mit den Kupferbahnen*

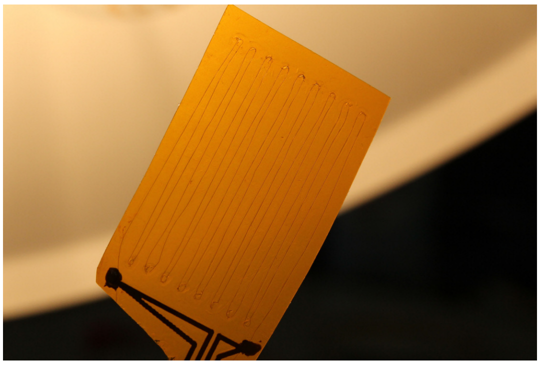


Abb. 4.64: *Kontrolle der Platindrahtbahnen und der Kontaktierung im Gegenlicht; etwaige Überlappungen können so sichtbar gemacht werden.*

Die selbstklebende Kapton-Folie mit dem daran haftenden, in Mäanderbahnen gelegten Platindraht wird vorsichtig von dem Nadelblock abgehoben und mit der Klebeschicht nach unten so auf das Kabel geklebt, dass der Platindraht auf der Freifläche des Kabels vor den Vierdrahtkontakten aufliegt. Die Folie wird über den Leiterbahnen aber noch nicht angedrückt: Zuvor wird eine geringe Menge elektrisch leitfähigen Klebers mit der Skalpellspitze auf die Kontaktpads aufgetragen, um den Kontakt zwischen den goldbeschichteten Leiterbahnen und dem Platindraht herzustellen (Abbildung 4.62). Als Kleber wurde der Silber-Epoxidharz-Kleber H37 MP der Firma Epotek ausgewählt [90], da sich dieser in Tests als besonders zeitstabil bewiesen hat.
Die Enden des Platindrahtes werden dann von der letzten Position unter der angeklebten Kapton-Folie zu den jeweiligen Kontaktpunkten gezogen und in den Silberleitkleber gelegt. Die hinter

dem Kontaktpunkt überstehenden Enden des Platindrahtes werden gekürzt, um Zufallskontaktierungen hinter den Kontaktpads oder gar Kurzschlüsse zu verhindern. Danach wird die selbstklebende Folie auf das Kabel aufgeklebt, so dass der Platindraht vollständig zwischen den beiden Kapton-Folien liegt und beide Drahtenden per Silberleitkleber mit den Kontakten des Kabels verbunden sind (Abbildung 4.63). Eine weitere Schicht selbstklebender Kapton-Folie wird auf die Trägerfolie geklebt, um die durch die Nadeln verursachten Löcher abzudecken und somit spätere Störungen durch Umwelteinflüsse oder Kurzschlüsse durch hindurchragende Drähte zu vermeiden.

Daraufhin wird der Sensor auf die Außenmaße $(34 \times 20)\,\text{mm}^2$ sowie das Kabel auf eine Breite von etwa 5 bis 6 mm zugeschnitten. Der Sensor wird dann bei 150 °C für mindestens 75 Minuten ausgeheizt, um den Silberepoxidkleber permanent zu härten. Durch eine Kontrolle im Gegenlicht wird abschließend geprüft, ob Leiterbahnen sichtbar überbrückt sind (siehe Abbildung 4.64). Zusätzlich wird der Widerstand am Ende des Kabels für alle möglichen Paarungen der vier Kontakte überprüft. Der durchschnittliche Widerstand liegt in der Größenordnung von 115 Ω und damit etwas über dem berechneten Wert von 107 Ω, was aufgrund der Kalibrierung eines jeden einzelnen Sensors aber keine entscheidende Rolle spielt. Sogar Sensoren mit deutlich geringerem Widerstand, der beispielsweise durch die Überbrückung einer Platindrahtschlaufe zustandekommen kann, können verwendet werden, da sich nur der Grundwiderstand, nicht aber die Temperatur-Widerstands-Charakteristik des Platindrahtes verändert.

Nach diesem Prozess wird die Seriennummer des Sensors beidseitig sowohl am Kopf des Sensors als auch am Ende des Flachbandkabels notiert. Im Folgenden soll noch kurz die Zusammensetzung der Gesamtdicke der thinPt-Sensoren zusammengefasst werden. Tabelle 4.2 listet die Dicken der verschiedenen Materialien auf:

Tab. 4.2: *Liste der in den thinPt-Sensoren verbauten Materialien [87, 88, 89]*

Material		Dicke / μm
Platindraht		25
selbstkl. Kapton-Folie	Trägerschicht	25
	Klebeschicht	30
kupferbeschichtete Folie	Trägerschicht	25
kupferbeschichtete Folie	Kupferschicht	18

Grundsätzlich wurde festgestellt, dass der Platindraht bei Ausübung von Druck vollständig in die Klebeschicht der selbstklebenden Kapton-Folie einsinkt, was die Bauhöhe reduziert. Alle Schichten (inklusive der zweiten selbstklebenden Kapton-Folie) belaufen sich damit an der aktiven Sensorfläche auf eine Bauhöhe von $d = 135\,\mu\text{m}$. Die dickste Stelle der thinPt-Sensoren befindet sich an den Kontaktpunkten des Platindrahtes mit den Kupferleiterbahnen der Sensorkabel: hier wird eine rechnerische Gesamtdicke von $d_{\text{max}} = 153\,\mu\text{m}$ erreicht. Eine Messung der Sensordicke per Präzisionsmessschieber ergab eine Dicke von $d_{\text{m, Sensorflaeche}} = (140 \pm 10)\,\mu\text{m}$, auf Höhe der Kontaktpads eine Dicke von $d_{\text{m, Kontaktpads}} = (160 \pm 10)\,\mu\text{m}$ in guter Übereinstimmung mit den Rechnungen.

4.7.2 Kalibrierung der Temperatursensoren

Wie zuvor schon erläutert wurde, muss jeder thinPt-Sensor wegen der individuellen Fertigung einzeln kalibriert werden, um die Widerstands-Temperatur-Kennlinie zu erhalten. Dazu ist es zuerst notwendig, eine vertrauenswürdige Referenz zu erstellen.
Für den im Rahmen von [91] entwickelten Kalibrieraufbau wurde zunächst ein Satz von drei kommerziellen Temperatursensoren (Typ F1540-100-1/3B, [92]) kalibriert, um diese als Referenzsensoren für die Kalibrierung der thinPt-Sensoren zu verwenden. Für alle Widerstandsmessungen der Kalibrierung wurde das Digital-Multimeter 34980A der Firma Agilent verwendet, welches die Widerstände von bis zu 20 Sensoren automatisiert im Vierdrahtverfahren misst. Laut Datenblatt beträgt der Messfehler des Widerstandes nur $\Delta R = 6{,}5\,\mathrm{m}\Omega$ [93].
Dazu wurden die drei Temperatursensoren jeweils in einen dünnwandigen Stahlzylinder vergossen und gemeinsam in einen Aluminiumzylinder eingeschraubt, um kleine Schwankungen der Badtemperatur des Umwälzthermostaten FP50HL der Firma Julabo, in das der Aluminiumzylinder eingetaucht und somit temperiert wird, zu kompensieren. Laut Datenblatt beträgt die zeitliche Temperaturkonstanz $\sigma_{\mathrm{T}} = 0{,}01\,°\mathrm{C}$ [94]. Diese Angabe konnte in einer Messung der Badtemperatur über einen Zeitraum von 68 Stunden zu $\sigma_{\mathrm{R,\,gemessen}} = 0{,}001\,\Omega \approx 0{,}0025\,°\mathrm{C}$ bestätigt werden [91]. Das vorgesehene Kalibrierbad ist also für eine Kalibrierung hinreichend zeitstabil.
Um eine möglichst präzise Kenntnis der Kennlinien dieser späteren Referenzsensoren zu erlangen, wurde der Widerstand bei 61 Temperaturen von $-30\,°\mathrm{C}$ bis $+30\,°\mathrm{C}$ in Schritten zu $1\,°\mathrm{C}$ gemessen. Diese Messung des Widerstandes ist in Abhängigkeit der Messzeit in Abbildung 4.65 dargestellt. Deutlich sind 61 Stufen zu erkennen, die jeweils einem Temperatursprung von $\Delta T = 1\,°\mathrm{C}$ entsprechen.

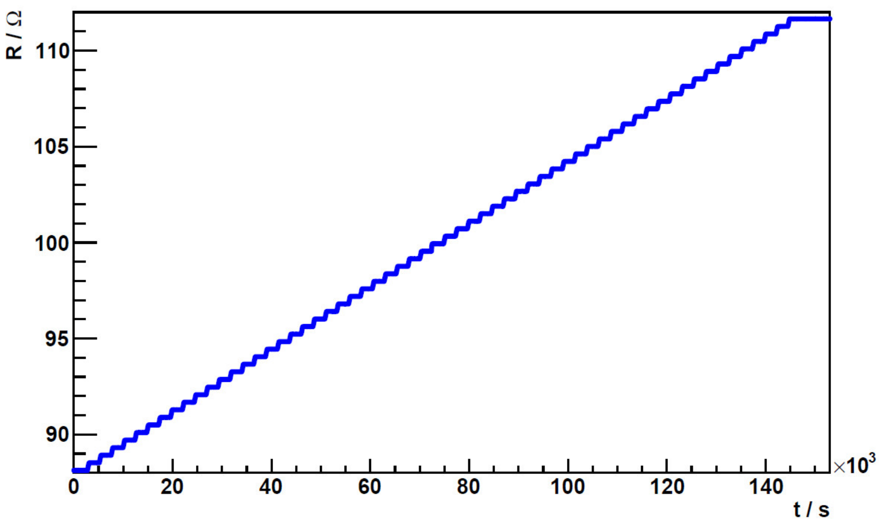


Abb. 4.65: *Der Widerstand R eines Referenzsensors, aufgetragen gegen die Messzeit t. Die Stufen entsprechen den Temperaturänderungen im Thermostatenbad [91].*

Eine Änderung der Badtemperatur wurde jeweils nach 40 Minuten durchgeführt, wobei für die Auswertung nur die letzten 10 Minuten verwendet wurden, um sicherzustellen, dass sich ein thermisches Gleichgewicht eingestellt hat. Während dieser 10 Minuten werden etwa 120 Widerstandsmessungen pro Sensor vorgenommen, die in ein Histogramm gefüllt und aufgrund der erwarteten Normalverteilung mit einer Gauß-Funktion angepasst werden. Die so erhaltenen 61 Mittelwerte der Gauß-Funktionen entsprechen den 61 Temperaturen im Thermostatenbad und werden in einem Diagramm aufgetragen (siehe Abbildung 4.66).

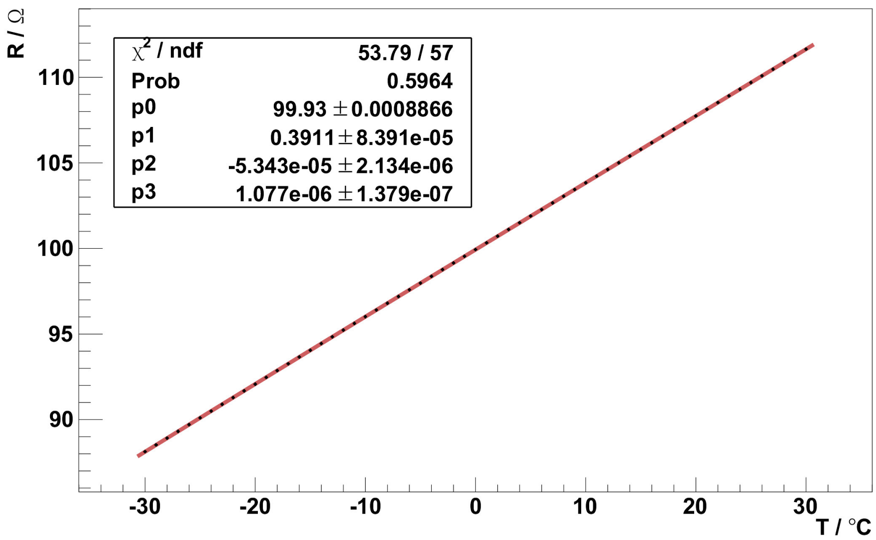


Abb. 4.66: *Der Widerstand R eines Referenzsensors, aufgetragen gegen die Badtemperatur des Thermostaten T und durch ein Polynom dritten Grades (rot) angepasst [91].*

Die Korrelation ist auf den ersten Blick linear; eine genauere Untersuchung zeigt jedoch, dass zusätzlich quadratische und kubische Ordnungen eine wichtige Rolle spielen, um die gewünschte Genauigkeit zu erreichen. [91] kommt zu dem Ergebnis, dass eine kubische Funktion $R(T) = p_0 + p_1 \cdot T + p_2 \cdot T^2 + p_3 \cdot T^3$ den Verlauf deutlich besser als eine quadratische Funktion beschreibt ($\chi^2/\text{ndf} = 53{,}8/57$ statt $\chi^2/\text{ndf} = 114{,}7/58$). Für die weiteren Kalibrierungen wird daher ein Polynom dritter Ordnung verwendet.
Eine Kalibrierung der thinPt-Sensoren mit 61 Messpunkten ist aus Zeitgründen unrealistisch. Mit Hilfe der Referenzsensoren wurde daher überprüft, bei wie vielen und bei welchen Temperaturen der Widerstand für eine erfolgreiche Kalibrierung (und damit eine hohe Genauigkeit im wichtigsten Messbereich um −25 °C) gemessen werden muss. Der Temperatursatz T(−30 °C, −25 °C, −20 °C, −10 °C, 0 °C, 30 °C) stellte sich als optimaler Satz heraus, weshalb die thinPt-Sensoren bei diesen sechs Temperaturen kalibriert werden.
Da die Klebeschicht zwischen den Kapton-Folien durch das Kühlmedium (einem Gemisch aus Methanol und Wasser) gelöst wird und die thinPt-Sensoren dadurch irreparabel beschädigt werden, wurde zur Kalibrierung der thinPt-Sensoren ein Aufbau außerhalb des Thermostatenbades konstruiert.
Zunächst ist es wichtig, dass sowohl die thinPt-Sensoren als auch die Referenzsensoren möglichst identische Temperaturen haben. Dazu wurde eine Sandwich-Konstruktion aus 0,5 mm dünnen Kupferplatten gebaut, wobei jeweils ein thinPt-Sensor zwischen zwei Kupferplatten liegt. Die Boden- und die Deckelplatte sind 5 mm stark und wurden seitlich etwa 35 mm tief angebohrt, um die Referenzsensoren in diesen Bohrungen zu versenken. Durch Messen der

Temperaturen in Boden- und Deckelplatte kann später durch Bildung des Mittelwertes auf die wahre Temperatur an den thinPt-Sensoren geschlossen werden, womit eine Unabhängigkeit von der Badtemperatur des Thermostaten erreicht wird. Die Bodenplatte ist fix mit den Seitenwänden (die ebenfalls aus 5 mm starkem Kupfer bestehen) des Aufbaus verschraubt, während die dünnen Zwischenplatten sowie die Deckelplatte mit Flügelschrauben auf in der Bodenplatte verschraubten Gewindestangen fixiert sind. Die Flachbandkabel der thinPt-Sensoren sowie die Anschlusskabel der Referenzsensoren werden durch einen seitlichen Schlitz weggeführt. Abbildung 4.67 zeigt die oben beschriebene Konstruktion, die in der Lage ist, 15 thinPt-Sensoren gleichzeitig aufzunehmen.

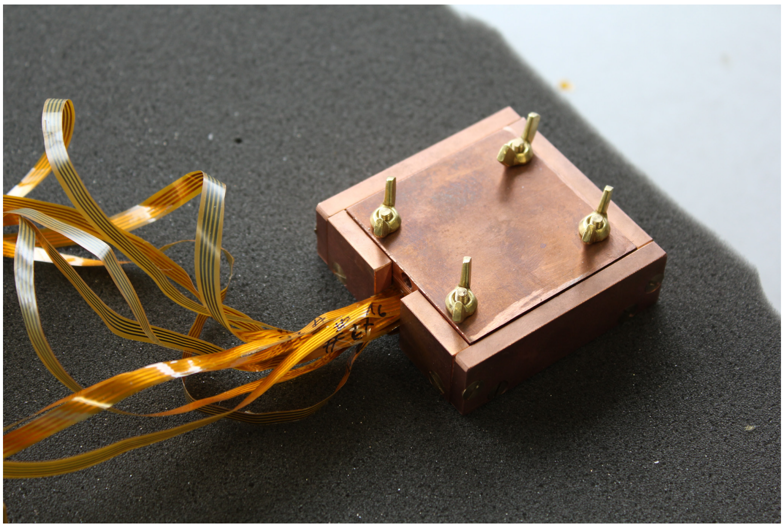


Abb. 4.67: *Der Kalibrierblock aus Kupfer für die thinPt-Sensoren, deren Flachbandkabel seitlich über die Kupferwände hinausragen. In der Deckelplatte ist vorne die seitliche Bohrung zu sehen, die den oberen Referenzsensor aufnimmt. Eine identische Bohrung findet sich in der Bodenplatte, die den zweiten Referenzsensor beherbergt.*

Um diesen Aufbau zu temperieren, wird er (ohne herausragende Gewindestangen und Flügelschrauben) zwischen zwei Kühlplatten eingespannt. Die Kühlplatten bestehen aus massivem Kupfer, in das Mäanderbahnen gefräst wurden. Die so entstandene Hohlform wird mit einer dünnen aufgelöteten Kupferplatte verschlossen und durch Zugänge in den Flanken mit Kühlmittel durchspült. Als Kühlaggregat werden diesmal die externen Anschlüsse des schon oben beschriebenen Thermostats verwendet, wobei die beiden Kühlplatten parallel geschaltet sind.

Dieser Aufbau muss während der Kalibrierung noch effektiv gegen Temperatureinflüsse der Umgebung geschützt werden, um eine homogene Temperaturverteilung im Kupferblock zu unterstützen. Dazu wird der gesamte Aufbau, also der Temperierblock mit den zwei montierten Kühlplatten, in einer aus Vakuumisolationspaneelen bestehenden Kiste verbaut, wobei zwei Wände aus konventionellem Rohacell-Hartschaum (λ = 0,03 W/(mK)) gefertigt wurden, um die Durchführung von Kabeln bzw. Schläuchen zu ermöglichen. Die Flachbandkabel werden zwischen einer Hartschaumseitenwand und dem Deckel hinausgeführt, während die Kühlschläuche durch Bohrungen in der gegenüberliegenden Hartschaumwand geführt werden. Die Referenzsensoren werden durch ein Loch im Deckel geleitet. Dieser Aufbau ist (mit abgenommenem Deckel) in

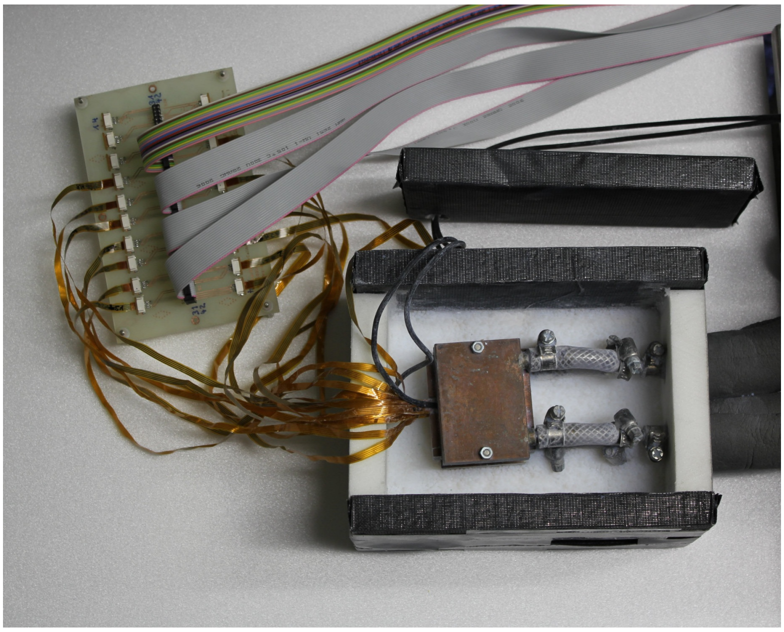


Abb. 4.68: *Der Kalibrieraufbau für die thinPt-Sensoren*

Abbildung 4.68 dargestellt. Vor dem Verschließen der Isolationskiste werden alle Hohlräume mit Aerogel ausgefüllt, um jegliche Konvektion im Inneren der Kiste zu unterbinden.

Außerhalb der Kiste werden die thinPt-Flachbandkabel über eine Adapterplatine mit konventionellen Flachbandkabeln an das Digitalmultimeter angeschlossen; die Referenzsensoren können ohne Adapterplatine kontaktiert werden.

Aus der Messung der Zeitkonstante des Aufbaus konnte ermittelt werden, dass eine Wartezeit von einer Stunde zwischen zwei Temperatursprüngen eingeplant werden muss, damit sichergestellt ist, dass sich die Sensoren während der Datennahme zur Kalibrierung im thermischen Gleichgewicht befinden [91]. Für die hier beschriebenen Kalibrierungen wurde sogar sicherheitshalber eine Wartezeit von drei Stunden eingeplant. Nach Ablauf dieser Wartezeit werden 180 Messpunkte (alle 10 Sekunden ein Messpunkt) aufgezeichnet, womit die Gesamtzeit pro Temperatursprung 3,5 h beträgt. Die 180 Widerstandswerte werden histogrammiert, mit einer Gauß-Funktion angepasst und gegen den Mittelwert der Referenzsensortemperaturen aufgetragen. Es ergibt sich die charakteristische $R(T)$-Kurve, die durch Anpassung eines Polynoms dritter Ordnung beschrieben werden kann. Dadurch sind die Parameter $p_i, i \in \{0,1,2,3\}$ vollständig bestimmt, so dass über deren Kenntnis und Benutzung der Formel von Cardano (siehe Anhang in [91]) auf die Temperatur geschlossen werden kann. Die so ermittelten Parameter werden gemeinsam mit der Seriennummer des thinPt-Sensors gespeichert und später in eine Datenbankstruktur eingelesen.

Zudem wurde die Genauigkeit der Kalibrierung überprüft. Zum einen geben die Residuen (siehe Abbildung 4.69) Aufschluss über die Eignung der angepassten Funktion; die Differenzen zwischen Messwerten und den Funktionswerten an diesen Stellen weisen keine systematische Struktur auf, sondern sind um Null gestreut.

Um aber auch die Unterschiede zwischen dem realen Sensorverhalten und der Kalibrierfunktion bei Temperaturen zu überprüfen, die nicht in die Fitfunktion eingehen, werden nach jeder

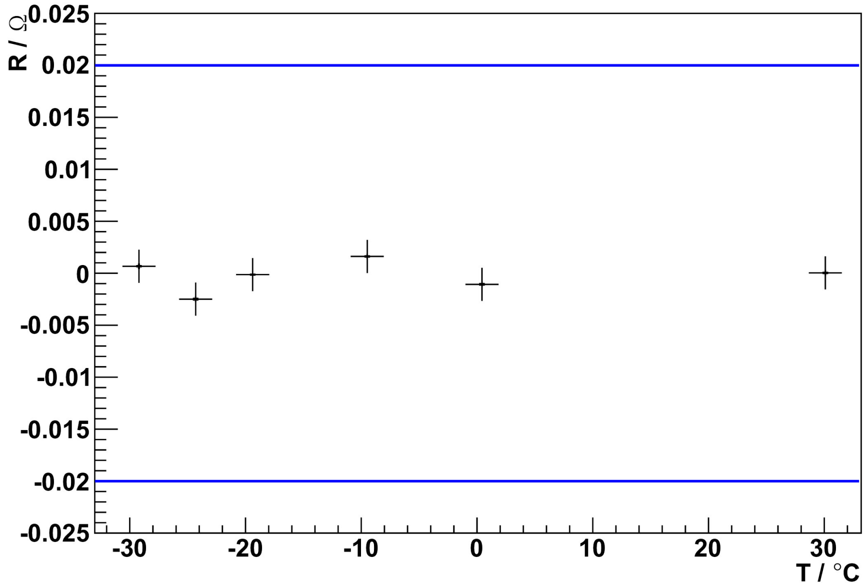


Abb. 4.69: *Residuenverteilung (Differenz zwischen Messwerten und angepasster Funktion) exemplarisch für einen thinPt-Sensor. Die blauen Linien deuten die Grenze bei 0,02 Ω an, die in etwa für eine Messgenauigkeit von 0,05 °C notwendig ist.*

Kalibrierung zwei zusätzliche Messungen bei −22,5 °C und −27,5 °C durchgeführt, wobei bis zur ersten Messung bei diesen zusätzlichen Temperaturschritten wegen des großen Temperatursprunges vom letzten Kalibrationspunkt bei +30 °C eine Wartezeit von fünf Stunden eingeplant wird. Der Kalibrierzyklus wird anhand eines Diagramms des Widerstandes in Abhängigkeit von der Zeit deutlich (siehe Abbildung 4.70).

Die gemessenen Widerstände werden mit den zuvor ermittelten Parametern in eine Temperatur umgerechnet und mit den Temperaturen der Referenzsensoren verglichen. Bei zwei von 14 Sensoren zeigte sich eine Abweichung von mehr als 0,05 °C, so dass sie aussortiert wurden. Die übrigen Sensoren weisen eine geringere Abweichung auf und wurden somit zur Verwendung im Prototypen freigegeben [91].

In diesem Zusammenhang ist auch die Reproduzierbarkeit ein wichtiges Kriterium zur Kontrolle des Kalibrierverfahrens. So wurde ein Sensorsatz zweimal in Folge kalibriert und die Temperaturen für den Widerstand bei −25 °C miteinander verglichen [91]. Die maximal festgestellte Abweichung zwischen den mit verschiedenen Kalibrierparametersätzen berechneten Temperaturen beträgt 0,03 °C. Damit ist eine hinreichende Reproduzierbarkeit gewährleistet.

Um zu überprüfen, inwiefern die Temperatursensoren das charakteristische Widerstandsverhalten bei Temperaturänderungen von reinem Platin zeigen, ist es sinnvoll, den Quotienten aus p_1 und p_0 des Kalibrierkonstantensatzes zu histogrammieren und somit den Temperaturkoeffizienten von Platin mit dem hier erhaltenen Wert zu vergleichen. Der Widerstands-Temperaturkoeffizient von Platin in Reinform liegt zwischen $\alpha_{\mathrm{Pt}} = (3{,}88 - 3{,}925) \cdot 10^{-3}\,\mathrm{K}^{-1}$ [95]. Da für die thinPt-Sensoren ebenfalls ein unlegierter Platindraht mit einem Reinheitsgrad von 99,9 % verwendet wurde, ist ein sehr ähnlicher Wert auch für die thinPt-Sensoren zu erwarten.

Abbildung 4.71 zeigt die histogrammierten Verhältnisse aus p_1 und p_0; die Anpassung einer

Gauß-Funktion liefert eine Peak-Position der Gauß-Funktion von $\alpha_{\text{thinPt}} = (3{,}896 \pm 0{,}001) \cdot 10^{-3}\,\text{K}^{-1}$, womit die Peak-Position wie erwartet im oben genannten Intervall der typischen Widerstands-Temperaturkoeffizienten von reinem Platin liegt.

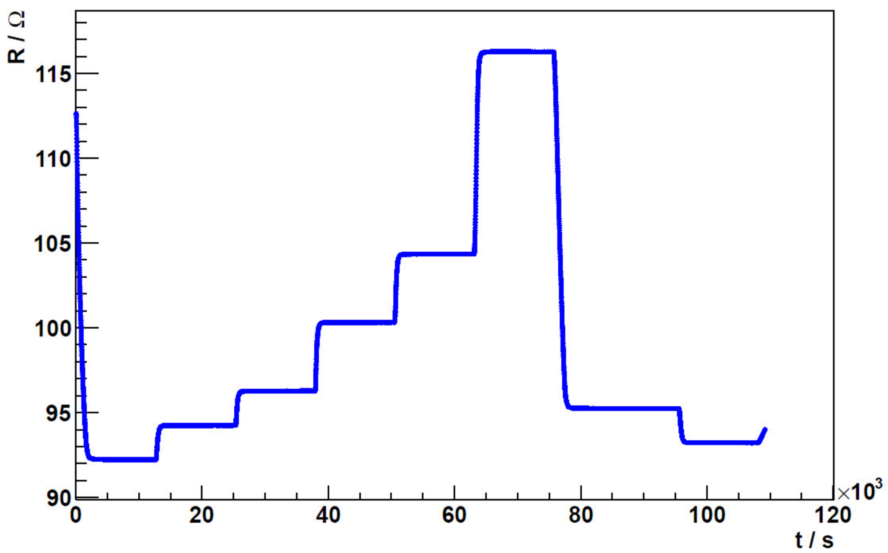


Abb. 4.70: *Der Widerstand R eines thinPt-Sensors, aufgetragen gegen die Messzeit t*

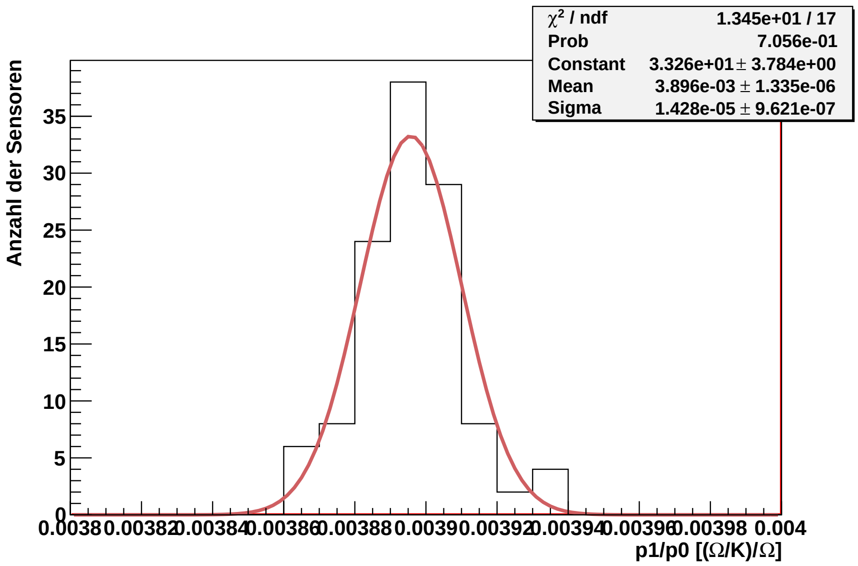


Abb. 4.71: *Verhältnis der Parameter p_1 und p_0*

4.7.3 Auslese der Temperatursensoren

Die Widerstandswerte der Temperatursensoren müssen regelmäßig überwacht werden, um über den Status der Kristalltemperaturen informiert zu bleiben. Die über den Widerstand abfallende Spannung muss per Kabelverbindung zur Außenseite des Detektors geführt, verstärkt und über einen Analog-Digital-Wandler (ADC) einem ADC-Kanal zugeordnet werden. Der durch den bekannten, konstanten Strom erhaltene Widerstand muss daraufhin mit den Werten aus einer Kalibrations-Datenbank, in der die Sensornummer sowie sämtliche benötigten Kalibrationsparameter der Auslesekette hinterlegt sind, in eine Temperatur umgewandelt werden.
Die Temperatursensoren werden über ihre Flachbandkabel an einem PCB angeschlossen, welches hinter der Backplate vertikal nach oben durch den die Rückseite abdichtenden PCB-Rahmen geführt wird. Vier Sensoren werden zusammen auf einen 16-poligen Stecker geführt, an den ein Flachbandkabel angeschlossen wird. Dieses Flachbandkabel mündet im THMP, dem *Temperature and Humidity Monitoring Board for $\overline{\text{P}}$ANDA*, der die Umwandlung der Spannungssignale in einen ADC-Kanal sowie die Versorgung des Temperatursensors mit einem konstanten Strom von 1 mA vornimmt. Gleichzeitig ist der THMP auch in der Lage, andere Sensortypen wie Luftfeuchtigkeitssensoren bzw. Drucksensoren auszulesen.
Das Flachbandkabel wird am THMP an sogenannte Huckepackplatinen angeschlossen, die sensortypspezifisch und auf dem THMP-Mainboard auswechselbar sind. Ein THMP-Mainboard kann acht Huckepackplatinen aufnehmen, von denen eine mit acht Temperatursensoren (oder anderen Sensortypen) aus dem Detektor beschaltet wird. Ein THMP, der vollständig mit Temperatursensor-Huckepackplatinen bestückt ist, kann folglich 64 Temperatursensoren mit Vierdrahtmessung auslesen. Für eine detaillierte Beschreibung des THMPs sei an dieser Stelle auf [86] verwiesen.
Die SlowControl-Software EPICS [96] liest die Kalibrationsparameter a und b der Huckepackplatinen sowie die aus der Kalibrierung der thinPt-Sensoren bekannten Parameter p_i der Funktion $R(T) = p_0 + p_1 \cdot T + p_2 \cdot T^2 + p_3 \cdot T^3$ ein und löst mit Hilfe der C-Library LIBGSL das Polynom

$$0 = \left(\frac{p_0 - a}{b} - x\right) + \frac{p_1}{b}T + \frac{p_2}{b}T^2 + \frac{p_3}{b}T^3 \quad ,$$

wobei x der ADC-Kanal ist.
Nur eine der drei möglichen Nullstellen des Polynoms liegt in einem sinnvollen Intervall, während die anderen beiden Nullstellen durch die Software abgefangen werden. Temperaturwerte im Bereich von −40 °C bis +40 °C werden als gültige Werte erachtet, in einer Datenbank archiviert und auf Wunsch auf der grafischen Oberfläche des Kontrollsystems dargestellt.
Für weiterführende Studien hinsichtlich der Performance der thinPt-Sensoren in kompletter Auslesekette sowie Details zu der Auslesekette sei an dieser Stelle auf [75, 77, 86] verwiesen.

4.8 Teststrahlzeiten mit dem Prototypen

Um die Funktion des gesamten Systems, die Leistungsfähigkeiten der einzelnen Komponenten und die Eigenschaften des Proto192 zu überprüfen sowie Erfahrung mit dem Aufbau zu erlangen, wurden im Zeitraum dieser Dissertation zwei Teststrahlzeiten durchgeführt, die im Folgenden gemeinsam mit ersten Ergebnissen vorgestellt werden.
Zum Zeitpunkt der beiden Strahlzeiten waren alle vier Photodetektortypen im Proto192 verbaut: APDs, VPTs und VPTTs von Hamamatsu sowie VPTTs von RIE. Die Positionen der Detektoren zum Zeitpunkt der beiden Strahlzeiten sind in Anhang A.2 dargestellt. Beim Platzieren der Photodetektoren wurde darauf geachtet, möglichst große, zusammenhängende Flächen jeweils gleicher Photodetektortypen zu bilden, um sicherzustellen, dass komplette elektromagnetische Schauer rekonstruiert werden können. Insgesamt wurden 96 Kristalle mit Photodetektoren ausgestattet.

4.8.1 Strahlzeit am CERN, Genf

Die Strahlzeit am CERN fand Ende August 2011 statt. Im Zentrum des Interesses standen hierbei die Energie- und die Ortsauflösung bei hohen Energien. Hierfür wurde der Messplatz H4A, der im Gebäude EHN1 untergebracht ist, ausgesucht, da an diesem Messplatz sowohl mit Positronen als auch mit Myonen gemessen werden kann.
Bei der Kollision von Protonen aus dem 400-GeV/c-Protonenstrahl des SPS-Beschleunigers mit Target T2 entstehen unter anderem Photonen als Bremsstrahlung. Durch Konversion der Bremsstrahlung in einer dünnen Bleischicht in ein Elektron-Positron-Paar können die Positronen durch Ablenkung in einem Magneten von den Elektronen separiert und zum Messplatz geführt werden. Am Messplatz hat der Positronenstrahl einen Durchmesser von etwa 2,6 cm. Die Energie für die Messungen am Proto192 wurden zu 10 GeV bzw. 15 GeV gewählt. Während eines Spills betrug die Positronen- und somit die Ereignisrate $\approx 80\,\mathrm{s}^{-1}$, was zu etwa 1000 Ereignissen pro Spill führte.
Die Myonen sind ebenfalls Tertiärteilchen. Bei der Kollision der Strahlprotonen mit dem Target entstehende Pionen werden nach Ladung sortiert und zerfallen im Strahlrohr zu einem sehr großen Anteil in Myonen. Die so erzeugten Myonen besitzen eine Energie von 150 GeV, wobei der Strahl mit etwa 10 cm deutlich weiter aufgefächert ist als der Positronenstrahl.
Die Spurverfolgung geladener Teilchen wurde mit der Tracking Station der Universität Bonn realisiert, die aus einem Faserhodoskop und zwei Prototypkomponenten des $\overline{\text{P}}$ANDA-MVD-Detektors besteht. Aus dem bekannten Abstand der Tracking Station zum Prototypen kann für jedes Teilchen der Einschlagort im Proto192 extrapoliert werden, was in der späteren Datenanalyse einen Vergleich mit der Ortsinformation aus der Schauerrekonstruktion im Prototypen ermöglicht.
Für alle Photodetektoren wurden Low-Noise-Vorverstärker der Universität Basel verwendet, die für die Benutzung mit APDs modifiziert wurden. Die verwendeten Shaper wurden vom KVI hergestellt, wobei auch diese je nach Verwendung mit VPT(T)s oder APDs angepasst werden mussten. Die Shaping-Zeit der Verstärker, die sowohl einen Low-Gain- als auch einen High-Gain-Ausgang besitzen, beträgt 100 ns. Als ADCs kamen Wiener AVM-16 zum Einsatz, die einen Konversionsbereich von 4k Kanälen besitzen und an der Universität Uppsala und dem Forschungszentrum Jülich in Kooperation mit der W-IE-NE-R Plein & Baus GmbH entwickelt

wurden. Neben der Amplitude wurde auch die Waveform des Signals gespeichert. Bei der Strahlzeit am CERN konnte mangels eines Baseline-Shiftings nur ein effektiver Konversionsbereich von 2k Kanälen erreicht werden.

Um während der Strahlzeit den Auftreffpunkt des Strahls im Proto192 einstellen zu können, wurde der Prototyp auf einem xy-Tisch der Universität Gießen montiert, der sowohl in x- als auch in y-Richtung einen Verfahrweg von 300 mm besitzt. Um den Prototypen zu haltern, wurde das Gerüst des Prototypen zuvor mit weiteren Streben modifiziert, die mit dem xy-Tisch verschraubt wurden. Die Einstellgenauigkeit des xy-Tisches liegt bei etwa 0,1 mm über den gesamten Bereich, wobei zu beachten ist, dass sich der xy-Tisch je nach Belastung und Auslenkung des Lastschwerpunktes leicht neigen konnte.

Die Messungen umfassten für jeden Kristall Kalibrationsläufe mit 10 GeV-Positronen und Myonen; für jeden Detektortyp wurden zusätzlich Messungen mit 15 GeV-Positronen durchgeführt. Weitere Messungen, bei denen kein Kristall, sondern eine Lücke zwischen den Kristallen angefahren wurde, erweiterten das Messprogramm.

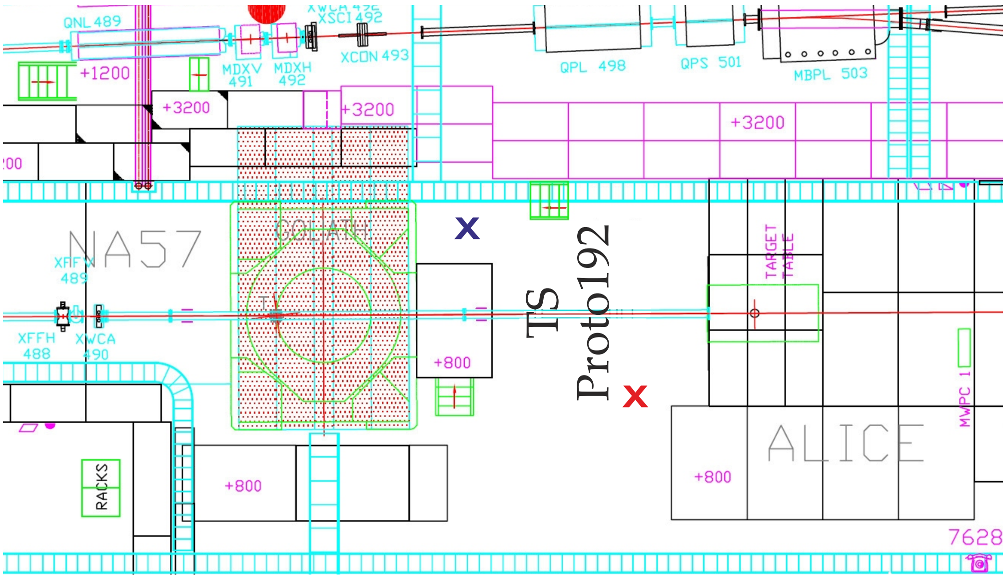


Abb. 4.72: *Schematische Ansicht des Messplatzes H4A am CERN, Genf. Die Strahlteilchen (rote horizontale Linie in der Bildmitte) kommen von links, durchqueren die Magnete Goliath (rot schraffiert) und David (rechts von Goliath), produzieren ein Signal in der Tracking Station (TS) und schlagen im Prototypen ein. Das blaue bzw. rote Kreuz kennzeichnet die Position, aus der Abbildung 4.73 bzw. Abbildung 4.74 aufgenommen wurde (nach [97]).*

Abbildung 4.73 zeigt den Prototypen von vorne links (blaues Kreuz in Abbildung 4.72). Von links werden die Kühlschläuche sowohl der Hauptkühlung (dicke Schläuche) als auch der Frontkühlung (dünne Schläuche) zum Prototypen geführt. Der Strahl kommt aus der rechten Bildseite, durchquert die Bonner Tracking Station, die schwarze VIP-Isolierung sowie die Fronthülle und schlägt in den ausgewählten Kristall ein. Die Zielmarken (die mit schwarzen Schrauben montierten Stahlplättchen) dienten der korrekten Ausrichtung des Prototypen relativ zum Strahl.

In Abbildung 4.74 ist der Prototyp von hinten rechts (rotes Kreuz in Abbildung 4.72) zu sehen. Links im Bild sind die Magnete David (grün) und Goliath (rot) sichtbar. Außerdem ist aus dieser Perspektive die Neigung des Prototypen gut sichtbar, die benötigt wird, um den Strahl senkrecht auf den Zentralkristall auftreffen zu lassen. Die blauen Signalkabel werden zu den Elektronikracks geführt, während die schwarzen Kabel der Hochspannungsversorgung dienen. Weitere sichtbare Kabel dienen beispielsweise der Niederspannungsversorgung der THMPs und der Vorverstärker sowie der Auslese der THMPs.

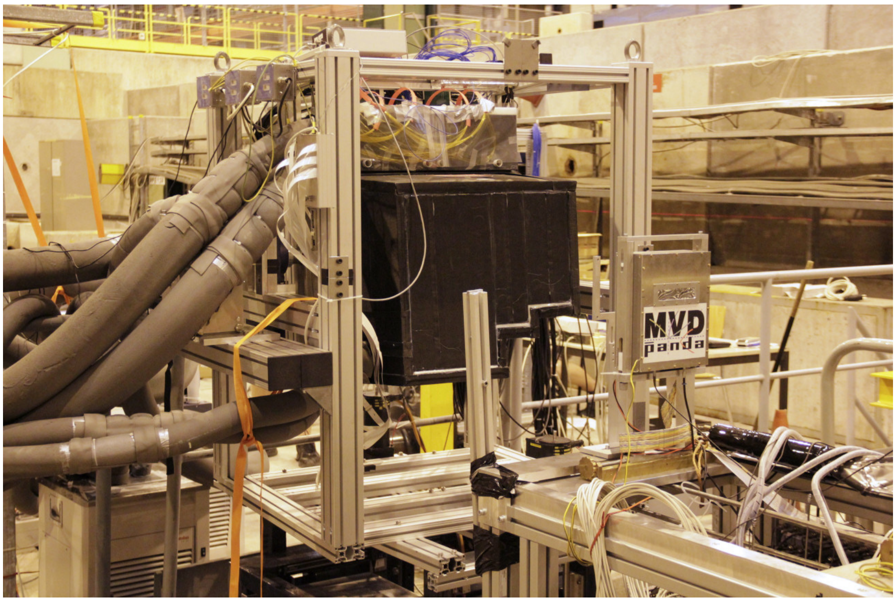


Abb. 4.73: *Der Messaufbau an Messplatz H4A am CERN (von vorne links)*

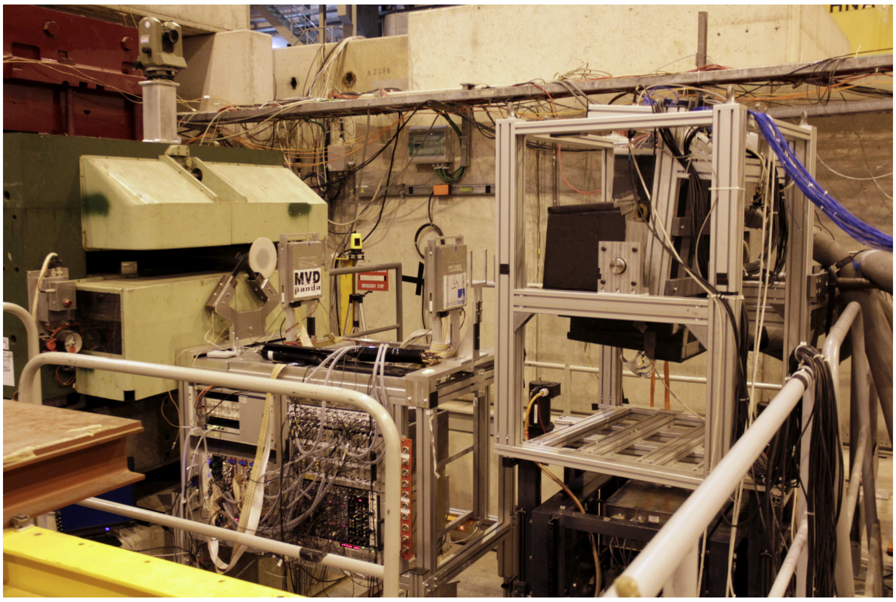


Abb. 4.74: *Der Messaufbau an Messplatz H4A am CERN (von hinten rechts)*

4.8.2 Strahlzeit an ELSA, Bonn

Anfang November 2012 fand die Teststrahlzeit an der Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA) in Bonn statt. Im Gegensatz zu der Teststrahlzeit am CERN wurde der Proto192 hier auf seine Performance bei Beschuss mit hochenergetischer γ-Strahlung überprüft. Anders als am CERN war das Messprogramm hier nicht auf Bestimmung der erreichbaren Ortsauflösung gerichtet, sondern auf die Energieauflösung sowie die Ratenabhängigkeit der Verstärkung der Photodetektoren. Drei Energiebänder wurden mithilfe der Signale des Taggers ausgewählt: 878 – 936 MeV, 2098 – 2132 MeV und 3101 – 3109 MeV.

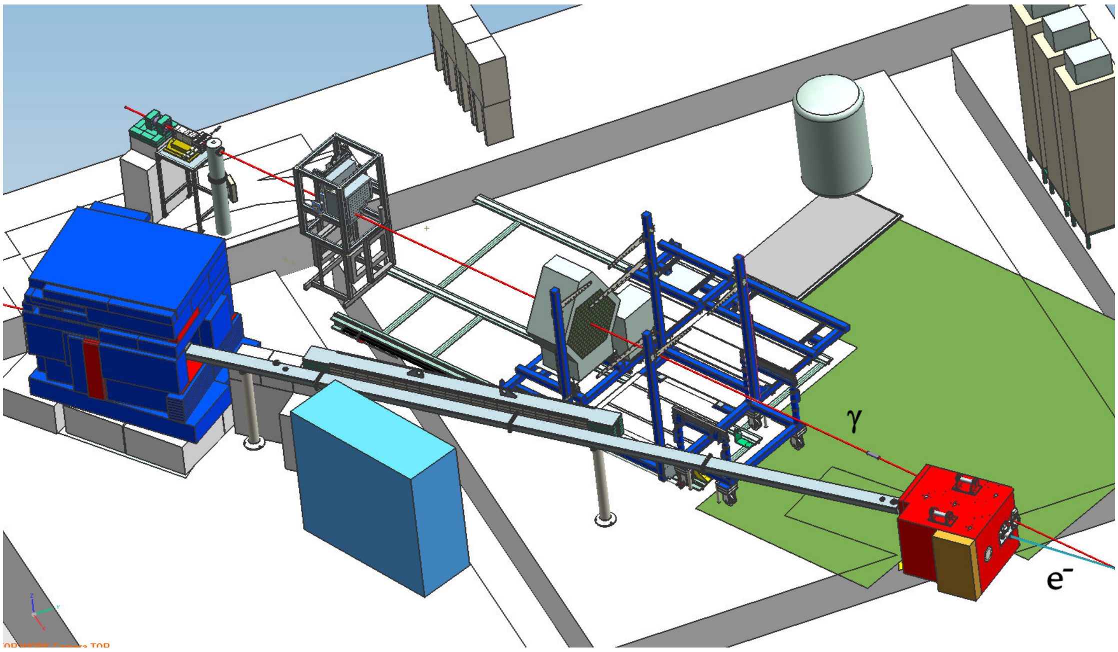


Abb. 4.75: *Position des Proto192 bei der Teststrahlzeit an ELSA, Bonn. Der Photonenstrahl (rot eingezeichnet) durchquert den Mini-TAPS-Detektor ungehindert und trifft auf den Prototypen (oben links im Bild), der mit dem Kreuztisch sowohl in x- als auch in y-Richtung verfahren werden kann.*

Der Elektronenstrahl trifft vor dem Tagging-System auf das Radiatortarget, in dem einige Elektronen Bremsstrahlungsphotonen abstrahlen. Direkt hinter dem Radiatortarget wird der Elektronenstrahl mit einem Dipol-Magneten abgelenkt. Hat ein Elektron kein Bremsstrahlungsphoton erzeugt, so wird es in einen Beam-Dump (links in Abbildung 4.75) umgeleitet, während die verminderten Impulse der restlichen Elektronen durch das Tagging-System (eine Kombination aus Szintillationslatten, Drahtkammern und einem Faserdetektor) gemessen werden, indem die Einschlagposition eines jeden Elektrons in einen Impuls und damit bei bekannter Teilchenmasse in eine Energie umgerechnet wird. Die erzeugten Bremsstrahlungsphotonen passieren einen Kollimator und treffen mit einem Strahldurchmesser von etwa 2 cm auf das Ziel. Aus der zeitlichen Koinzidenz zwischen Tagger-Signal und den Szintillationen im Proto192 kann jedem Photon aus der Tagger-Information eine Energie zugeordnet werden.

Für die Teststrahlzeit bei ELSA wurden nach der CERN-Strahlzeit einige Modifikationen vorgenommen. Die Photodetektoren wurden so angeordnet, dass sowohl von den RIE-Tetroden als auch den Hamamatsu-Trioden eine 5×5-Matrix gebildet wurde. Weitere Tetroden von Hamamatsu wurden hinzugefügt. Die Shaper wurden so angepasst, dass ein Typ für die VPT(T)s und ein Typ für die APDs verwendet werden konnte. Zudem wurden einige ADCs gegen Modelle mit einer Konversionsbreite von 4k Kanälen ausgetauscht. Als Trigger wurde eine Koinzidenz des Tagging-Systems mit einem Signal im Zentralkristall verwendet. Das Signal im Zentralkristall wurde dafür unter Verwendung des 1×-Gain-Kanals des Shapers in Verbindung mit einem 100×-Gain-FastAmp und einem Diskriminator in ein Logiksignal umgewandelt. Das Ausgangssignal des 16×-Gain-Kanals wurde auf den ADC gegeben. Wie schon bei der Strahlzeit am CERN wurde nicht nur die Amplitude, sondern auch die Waveform des Signals gespeichert, was in Zusammenhang mit der am KVI entwickelten Feature-Extraction eine spätere Rauschunterdrückung ermöglicht.

4.8.3 Erste Erkenntnisse aus den Teststrahlzeiten

Bei den Strahlzeiten ist die Bestimmung der drei Größen *Energieauflösung*, *Ortsauflösung* und *Ratenabhängigkeit* von zentraler Bedeutung. Sowohl für die Energieauflösung als auch für die Ratenabhängigkeit gibt es derzeit erste vorläufige Ergebnisse, während die Bestimmung der Ortsauflösung noch weiterer Untersuchungen bedarf. In dieser Arbeit werden daher nur die Ergebnisse zur Energieauflösung sowie zur Ratenabhängigkeit behandelt.

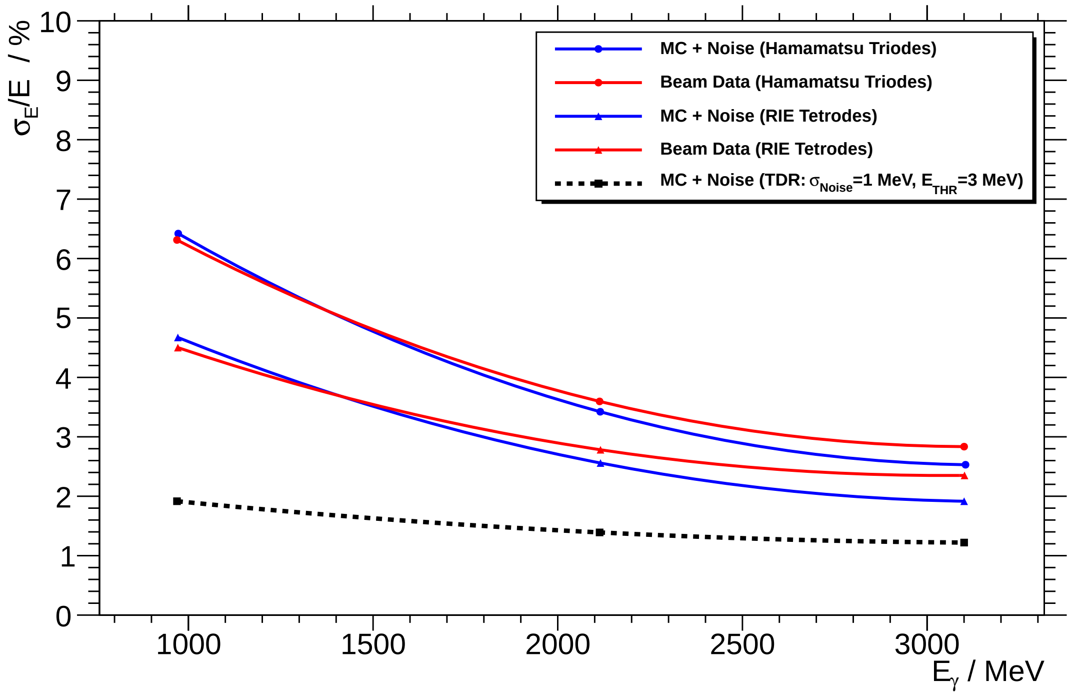


Abb. 4.76: *Energieauflösung mit Hamamatsu-VPTs (oberes Kurvenpaar, Kreissymbol) und RIE-VPTTs (unteres Kurvenpaar, Dreiecksymbol) bei drei verschiedenen Photonenenergien, gemessen bei der Teststrahlzeit an ELSA [98]. Die in einer Monte-Carlo-Simulation für eine Einzelkristallschwelle von* 3 MeV *und ein Rauschen von* 1 MeV *berechnete Auflösung ist schwarz gestrichelt dargestellt.*

Die Energieauflösung (siehe Abbildung 4.76) beträgt bei einer Photonenergie von $E_\gamma = 1\,\mathrm{GeV}$ bei Verwendung von Hamamatsu-VPTs etwa 6 % bzw. bei Verwendung von RIE-VPTTs etwa 4 %. Dies ist deutlich schlechter als der Designwert von $\leq 3\,\%$ (siehe Kapitel 4.4.1).
Der Vergleich mit Monte-Carlo-Ereignissen zeigt allerdings noch geringe Abweichungen, so dass zum vollständigen Verständnis noch weitere Untersuchungen notwendig sind. Wendet man die in [55] genannten Einzelkristallschwellen sowie das dort abgeschätzte Rauschen auf Monte-Carlo-Ereignisse an, so ergibt sich bei einer Photonenergie von $E_\gamma = 1\,\mathrm{GeV}$ eine Energieauflösung von etwa 2 %. Von diesem Wert weichen die während der Strahlzeiten gemessenen Daten stark ab. Dies ist unter anderem auf das ein zu großes Rauschen der kompletten Auslesekette zurückzuführen, weshalb zur Zeit Änderungen an den Shapern und ADCs ausgeführt werden, um das Rauschen zu reduzieren.
Bezüglich der Ratenabhängigkeit fiel bei der Teststrahlzeit an ELSA auf, dass die Verstärkung der APDs bei Raten $\geq 1\,\mathrm{MHz}$ mehr als 10 % eingebrochen ist. Als Ursache ließ sich der HV-Filter auf den Vorverstärkern identifizieren, der bei hohen Raten zu einem Abfall der Versorgungsspannung und damit der Verstärkung führte. Nach Modifizierung der HV-Filter wurde unter Laborbedingungen sowohl für APDs als auch für Photoröhren eine deutlich geringere Ratenabhängigkeit der Verstärkung (3 - 4 %) gemessen. Aus welchen Quellen sich diese restliche Abhängigkeit ableitet, ist Gegenstand aktueller Untersuchungen. Als eine mögliche Quelle sind hier beispielsweise die Vorverstärker zu nennen. Die Messung der Ratenabhängigkeit wird noch dadurch erschwert, dass die Intensität des an ELSA verwendeten Photonenstrahls nicht konstant war, sondern mit der Zeit variierte. Eine Extraktion der Rate aus den Tagger-Daten ist bislang noch nicht erfolgt.

4.9 Zwischenfazit

Das $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment wird mit modernen Detektoren und einer hohen Strahlqualität das Potenzial besitzen, Resonanzen und ihre Zerfälle im Charmonium-Massenspektrum mit unübertroffener Güte zu untersuchen. Von zentraler Bedeutung ist das elektromagnetische Kalorimeter des Target-Spektrometers; die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters ist sehr hohen Raten und einem starken Magnetfeld ausgesetzt. In diesem Kapitel wurde zunächst beschrieben, wie der mechanische Aufbau eines Prototypen, des *Proto192*, gelöst wurde.
Die Bauteile, die zur Konstruktion und Halterung des Proto192 notwendig waren, wurden erstmals in einem Prototypen dieser Größe getestet. Dabei wurde besonderes Augenmerk auf eine realistische Nachbildung der späteren Gegebenheiten gelegt; so wurde die Backplate so bemessen, dass sie das quasi-elliptische Loch möglichst detailgetreu nachbildet, ohne mehr Raum als nötig einzunehmen. Die Luftdichtigkeit konnte über verschiedene Dichtungen und den Einsatz von eingeklebten Signal-PCBs erreicht werden. Die Isolierung erfolgte durch maßgeschneiderte Vakuumisolationspaneele, die signifikant besser thermisch isolieren als herkömmliche Isoliermaterialien.
Um die Temperaturen im Inneren des Prototypen und später auch in den finalen Versionen der Detektoren zu messen, wurden extrem dünne Temperatursensoren entwickelt. Es wurde eine geeignete Herstellungsmethode gefunden sowie ein Stabilitätstest über einen längeren Zeitraum durchgeführt, um die Langzeitstabilität abschätzen zu können. Durch die Handfertigung weichen alle Sensoren naturgemäß voneinander ab, weshalb sie einzeln kalibriert werden müssen. Hierzu wurde ein effizientes und hinreichend genaues Verfahren entwickelt.
Bei Teststrahlzeiten am CERN, Genf, sowie am ELSA-Beschleuniger der Universität Bonn wurde der Prototyp unter realen Messbedingungen auf seine Funktionsfähigkeit überprüft. Etwaig auftretende Schwierigkeiten wurden überdacht, wonach die betroffenen Bauteile gegebenenfalls einer Neukonstruktion unterworfen wurden.
Für Hamamatsu-Trioden wurde eine erreichbare Energieauflösung von etwa 6 % bei einer Photonenergie von 1 GeV ermittelt, während sie für RIE-Tetroden etwa 4 % bei 1 GeV beträgt. Quelle dieser im Vergleich mit den Designwerten zu schlechten Energieauflösung ist das noch zu hohe Rauschen der Auslesekette, deren Komponenten zur Zeit überarbeitet werden. Die starke Ratenabhängigkeit der APD-Verstärkung bei Raten $\geq$ 1 MHz sind auf den HV-Filter zurückzuführen, der überarbeitet wurde. Dadurch konnte das Problem deutlich reduziert werden. Weitere Quellen für die Ratenabhängigkeit der Auslesekette werden zur Zeit noch überprüft.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Das BESIII-Experiment am IHEP in Beijing, China, liefert seit einigen Jahren hochqualitative Daten im Massenbereich der Charmonium-Resonanzen. In dieser Arbeit wurden die Zerfälle $\psi(2S) \to \gamma\chi_{cJ} \to \gamma(K^+K^-\pi^0\pi^0)$ mit $J \in \{0,1,2\}$ untersucht. Die stärksten Untergrundkanäle stammen aus den Zerfällen $\psi(2S) \to \pi^0\pi^0 J/\psi \to \pi^0\pi^0(K^+K^-\gamma)$ sowie $\psi(2S) \to \pi^0\pi^0 J/\psi \to \pi^0\pi^0(K^+K^-\pi^0)$ und können hinreichend gut unterdrückt werden. Die Zerfälle können mit einer durchschnittlichen Effizienz von 7,5 % rekonstruiert werden. Die hieraus ermittelten Verzweigungsverhältnisse stimmen im Rahmen der Fehler sehr gut mit den PDG-Werten überein [2]. In der Datenselektion wurden mögliche Resonanzkandidaten ermittelt, die im Fall von χ_{c0} als erster Basishypothesensatz für eine Partialwellenanalyse dienten. Es wurden Annahmen über die in den Zerfällen von χ_{c1} und χ_{c2} enthaltenen Subresonanzen getroffen, die im Rahmen dieser Arbeit aus statistischen Gründen und der noch höheren Komplexität nicht mittels einer Partialwellenanalyse untersucht wurden.

Die Partialwellenanalyse für den Zerfall $\psi(2S) \to \gamma\chi_{c0} \to \gamma(K^+K^-\pi^0\pi^0)$ ist sehr komplex, da in einem Fünfteilchenendzustand eine Vielzahl von Subresonanzen enthalten sein kann. Die einzelnen Zerfallshypothesen wurden einem Signifikanztest unterworfen, um zu überprüfen, wie notwendig sie für eine gelungene Anpassung sind. Die signifikantesten Beiträge stammen von den χ_{c0}-Zerfällen in $f_0(600)\,f_0(1710)$, $f_0(600)\,f_0(2200)$, $f_0(980)\,f_0(2200)$, $f_2(1270)\,f_2(1270)$ sowie $K^*(892)^\pm\,K^*(892)^\mp$, $K_0^*(1430)^\pm\,K_0^*(1430)^\mp$, $K_2^*(1430)^\pm\,K_2^*(1430)^\mp$, aber auch in $\pi(1800)\,\pi^0$. Durch die Mixed-Sample-Methode konnte gezeigt werden, dass die Daten durch die beste Hypothese so gut beschrieben werden, dass die anhand der PWA-Ergebnisse generierten Monte-Carlo-Ereignisse nicht von den Daten zu unterscheiden waren. Dies rechtfertigt die nähere Untersuchung dieses PWA-Resultats. Die Massen und Breiten der hauptsächlich beitragenden Resonanzen wurden insgesamt gut angepasst, wobei es häufig Abweichungen bei der Bestimmung der Breiten gibt. Mit geringer Signifikanz, aber gut übereinstimmenden Massen und Breiten, wurden die beiden Resonanzen $f_2(2010)$ sowie $f_2(\approx 2300)$ angepasst, die beide als Tensor-Glueball-Kandidaten gelten. Während die Masse des $f_2(2010)$ hervorragend mit den Messungen aus [23] übereinstimmt, kommen für das $f_2(\approx 2300)$ zwei mögliche Resonanzen infrage.

Die Effizienz für den Zerfall $\psi(2S) \to \gamma\chi_{c0} \to \gamma(K^+K^-\pi^0\pi^0)$ wurde auf Basis von auf den PWA-Ergebnissen basierenden Monte-Carlo-Ereignissen, die die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion im hochdimensionalen Phasenraum präzise beschreiben, berechnet. Dies führt zu dem Verzweigungsverhältnis $\mathcal{BR}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0) = (6{,}18 \pm 0{,}11 \pm 0{,}31) \cdot 10^{-3}$, welches gegenüber dem PDG-Wert $\mathcal{BR}_{\mathrm{PDG}}(\chi_{c0} \to K^+K^-\pi^0\pi^0) = (5{,}6 \pm 0{,}9 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-3}$ einen deutlich geringeren statistischen Fehler aufweist. Beide Werte stimmen im Rahmen ihrer Fehler überein.

Im weiteren Verlauf konnten die Verzweigungsverhältnisse des Zerfalls $\chi_{c0} \to X\,Y \to K^+K^-\pi^0\pi^0$ für die Zerfälle in die wichtigsten Subresonanzen bestimmt werden. Besonders stark tritt der Zerfall in $f_0(600)\,f_0(1710)$ mit einem Verzweigungsverhältnis von $\mathcal{BR}(\chi_{c0} \to f_0(600)\,f_0(1710) \to \pi^0\pi^0\,K^+K^-) = (17{,}34 \pm 1{,}73 \pm 2{,}79) \cdot 10^{-4}$ auf.

Nach der weiteren Datennahme des BESIII-Experimentes in 2012 werden voraussichtlich 700 Millionen $\psi(2S)$-Ereignisse bereitstehen. Mit einer fast siebenfach größeren Ereigniszahl werden die Substrukturen des hier betrachteten Zerfallskanals noch besser herausgearbeitet werden können, so dass möglicherweise selbst selten auftretende Subresonanzen wie die f_2-Resonanzen als signifikante Beiträge gemessen werden können. Denkbar ist auch eine Coupled-Channel-

Analyse mit anderen Zerfallskanälen der χ_{c0}-Resonanz. Eventuell wird die höhere Ereigniszahl auch eine eingehendere Untersuchung der Zerfälle von χ_{c1} und χ_{c2} zulassen, was ebenfalls in einer Partialwellenanalyse dieser Kanäle münden könnte.

Die Untersuchung von Charmonium-Resonanzen ist ebenfalls Ziel des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes, welches bis 2017 an FAIR in Darmstadt gebaut werden soll und eine hohe Luminosität mit hochpräzisen Detektoren vereint. In dieser Arbeit wurden Studien zum Bau des Prototypen *Proto192* für die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters präsentiert, die sich mit der Konstruktion und der Tauglichkeit der mechanischen Komponenten beschäftigen. Einige kleine Änderungen wie eine Verstiftung der Interfaces mit der Backplate, um eine bessere Positioniergenauigkeit zu erlangen, als auch ein einfacher zu verwendendes Glasfaserdurchführungskonzept wurden entwickelt, um erkannte Problematiken in der finalen Vorwärtsendkappe zu umgehen. Die Isolierung aus Vakuumisolationspaneelen war ab Werk mit zu großen Toleranzen gefertigt, so dass die Passung mit den Komponenten des Prototypen ohne Lufteinschluss nicht optimal gewährleistet war. Weitere Arbeiten müssen unter Beibehaltung der hervorragenden Isoliereigenschaften ein Konzept für besser passende Isolierungen finden.
Die 150 μm flachen thinPt-Temperatursensoren wurden erstmals unter realen Bedingungen im Prototypen getestet. Die Fertigung konnte optimiert und vereinfacht werden. Ebenso wurde gemeinsam mit [91] eine Methode zur Kalibrierung der Sensoren erarbeitet. Dadurch ist es möglich, die Temperaturen direkt an den Kristallen zu monitorieren. Erste Ergebnisse weisen auf hinreichend kleine Gradienten über die Kristalllängen hin, so dass die Bedingung an eine räumliche Temperaturhomogenität erfüllt ist.
Mit dem Prototypen wurden bis zum Abschluss dieser Arbeit zwei Teststrahlzeiten durchgeführt, um die Leistungsfähigkeit des Detektors unter realen Bedingungen zu testen. Die erste Strahlzeit mit Positronen und Myonen am CERN, Genf, fand im August 2011 statt und hatte sowohl die Bestimmung der Ortsauflösung als auch der Energieauflösung bei hohen Energien bis 15 GeV zum Ziel. Die Strahlzeit am ELSA-Beschleuniger in Bonn im November 2011 mit Photonen im Energiebereich von etwa 0,9 - 3,1 GeV zielte ebenfalls auf die Energieauflösung ab, ist aber auch hinsichtlich der hohen Raten von 100 kHz bis 1 MHz interessant. Bis zum heutigen Datum liegen nur Ergebnisse bezüglich der Energieauflösung sowie der Ratenabhängigkeit der Photodetektorverstärkung vor. Es stellte sich heraus, dass das Rauschen der Auslesekette noch reduziert werden muss, da bei einer Photonenergie von 1 GeV bei Verwendung der RIE-Tetroden nur eine Energieauflösung von 4 % bzw. bei Verwendung der Hamamatsu-Trioden nur eine Energieauflösung von 6 % statt des geforderten Designwertes von $\leq$ 3 % erreicht wird. Die Ratenabhängigkeit der APD-Verstärkung konnte auf den HV-Filter zurückgeführt werden.
Im Sommer 2012 wird am MAMI in Mainz eine weitere Teststrahlzeit mit dem Prototypen stattfinden, um die bisherigen Strahlzeiten zu ergänzen. In den darauffolgenden drei Jahren soll die endgültige Version der Vorwärtsendkappe mit den optimierten Bauteilen auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse fertiggestellt werden und danach zur Rekonstruktion von Elektronen und Photonen im $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment beitragen.

Literaturverzeichnis

[1] M. Chown. *Auf der Suche nach dem Ursprung der Atome*. Marix Verlag, 2004.

[2] K. Nakamura et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37:075021, 2010.

[3] M. Gell-Mann. Symmetries of baryons and mesons. *Phys. Rev.*, 125:1067–1084, Februar 1962.

[4] G. D. Coughlan und J. E. Dodd. *The ideas of particle physics: an introduction for scientists*. Cambridge University Press, 1991.

[5] D. Gross und F. Wilczek. Asymptotically Free Gauge Theories. I. *Phys. Rev. D*, 8:3633–3652, November 1973.

[6] Kommitee für Hadronen-und Kernphysik (kHuK), Juli 2003. `http://www.gsi.de/documents/DOC-2003-Jul-16-2.pdf`.

[7] B. Povh, K. Rith, C. Scholz und F. Zetsche. *Teilchen und Kerne: eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer, 2009.

[8] J. E. Augustin et al. Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 33:1406–1408, Dezember 1974.

[9] J. J. Aubert et al. Experimental observation of a heavy particle J. *Phys. Rev. Lett.*, 33(23):1404–1406, Dezember 1974.

[10] T. Barnes. The XYZs of Charmonium at BES. *International Journal of Modern Physics A*, 21:5583–5591, Oktober 2006.

[11] W. M. Tanenbaum et al. Radiative Decays of the psi-prime (3684) into High Mass States. *Phys. Rev. D*, 17:1731, April 1978.

[12] R. Partridge et al. Observation of an η_c Candidate State with Mass 2978 ± 9 MeV. *Phys. Rev. Lett.*, 45:1150–1153, Oktober 1980.

[13] T. Himel et al. Observation of the $\eta_c(2980)$ produced in the radiative decay of the psi-prime(3684). *Phys. Rev. Lett.*, 45:1146, Oktober 1980.

[14] R. M. Baltrusaitis et al. Observation of the Decay $\eta_c \to \phi\phi$ and Determination of the η_c spin parity. *Phys. Rev. Lett.*, 52:2126–2129, Juni 1984.

[15] S. K. Choi et al. Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^\pm \to K^\pm\pi^+\pi^- J/\psi$ decays. *Phys. Rev. Lett.*, 91:262001, Dezember 2003.

[16] A. Lundborg, T. Barnes und U. Wiedner. Charmonium production in $\mathrm{p\overline{p}}$ annihilation: Estimating cross sections from decay widths. *Phys. Rev. D*, 73(9):096003, Mai 2006.

[17] C. Amsler. Proton-antiproton annihilation and meson spectroscopy with the crystal barrel. *Rev. Mod. Phys.*, 70(4):1293, Oktober 1998.

[18] C. J. Morningstar und M. Peardon. Glueball spectrum from an anisotropic lattice study. *Phys. Rev. D*, 60:034509, Juli 1999.

[19] C. Amsler und F. E. Close. Is $f_0(1500)$ a scalar glueball? *Phys. Rev. D*, 53:295–311, Januar 1996.

[20] F. E. Close und A. Kirk. Scalar glueball-mixing above 1 GeV and implications for lattice QCD. *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, 21(3):531–543, März 2001.

[21] H.-Y. Cheng, C.-K. Chua und K.-F. Liu. Scalar glueball, scalar quarkonia, and their mixing. *Phys. Rev. D*, 74:094005, November 2006.

[22] W. Lee und D. Weingarten. Scalar quarkonium masses and mixing with the lightest scalar glueball. *Phys. Rev. D*, 61:014015, Dezember 1999.

[23] 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*, 201(4):568–572, Februar 1988.

[24] S. J. Lindenbaum. Proceedings: 22nd Course of the International School of Subnuclear Physics on Quarks, Leptons and their Constituents, Erice, Trapani-Sicily, Italy, Titel: The Glueballs of QCD and Beyond. 5:15, 1984.

[25] R. Jones. Vortrag „Partial Wave Analysis results from JETSET“, Workshop Gluonic Excitations. 2003.

[26] R. L. Jaffe und K. Johnson. Unconventional states of confined quarks and gluons. *Physics Letters B*, 60(2):201–204, Januar 1976.

[27] W. Erni et al. ($\overline{\text{P}}$ANDA-Kollaboration). Physics performance report for $\overline{\text{P}}$ANDA: strong interaction studies with antiprotons. März 2009.

[28] D. V. Amelin et al. (VES-Kollaboration). Study of resonance production in diffractive reaction $\pi^- A \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^- A$. *Physics Letters B*, 356(4):595–600, August 1995.

[29] E. Klempt und A. Zaitsev. Glueballs, hybrids, multiquarks: Experimental facts versus QCD inspired concepts. *Physics Reports*, 454(1-4):1–202, Dezember 2007.

[30] W. M. Yao et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 33:505–532, Juli 2006.

[31] J. J. Dudek. The lightest hybrid meson supermultiplet in QCD. *Phys. Rev. D*, 84(7):074023, Oktober 2011.

[32] V. Crede und C. A. Meyer. The experimental status of glueballs. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63(1):74–116, Juli 2009.

[33] Q. He et al. First Observation of Exclusive χ_{cJ} Decays to Two Charged and Two Neutral Hadrons. *Phys. Rev. D*, 78:092004, November 2008.

[34] M. Ablikim et al. Design and Construction of the BESIII Detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 614(3):345–399, 2010.

[35] D. M. Asner et al. Physics at BES-III. *International Journal of Modern Physics A*, 24, 2009.

[36] X. H. Mo, C. Z. Yuan und P. Wang. Study of the $\rho\pi$ puzzle in charmonium decays. *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 31(07):686–701, 2007.

[37] R. Aaij et al. (LHCb-Kollaboration). Evidence for CP Violation in Time-Integrated $D^0 \to h^- h^+$ Decay Rates. 108:111602, März 2012.

[38] Hamamatsu Corporation. *Katalog 'Photomultiplier Tube Modules'*, 2011.

[39] R. G. Ping. Event generators at BESIII. *Chinese Physics C*, 32:599, 2008.

[40] M. Ablikim et al. Branching fraction measurements of χ_{c0} and χ_{c2} to $\pi^0\pi^0$ and $\eta\eta$. *Phys. Rev. D*, 81:052005, März 2010.

[41] H. B. Li. Private Kommunikation. 2011.

[42] S. Brandt. *Datenanalyse: mit statistischen Methoden und Computerprogrammen*. Spektrum Akademischer Verlag, 3. Auflage, 1999.

[43] M. Pelizäus. Private Kommunikation, 2010.

[44] M. E. B. Franklin et al. Measurement of $\psi(3097)$ and $\psi'(3686)$ decays into selected hadronic modes. *Phys. Rev. Lett.*, 51(11):963–966, September 1983.

[45] M. Ablikim et al. Measurements of $h_c(^1P_1)$ in ψ' Decays. *Phys. Rev. Lett.*, 104:132002, März 2010.

[46] M. Pelizäus. Private Kommunikation, 2012.

[47] J. D. Jackson. Remarks on the Phenomenological Analysis of Resonances. *Il Nouvo Cimento, Serie X*, Volume 34, 1964.

[48] V. Baru et al. Flatté-like distributions and the $a_0(980)/f_0(980)$ mesons. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 23:523–533, 2005.

[49] J. Lüdemann. *Beobachtung von Resonanzen in der Proton-Antiproton-Annihilation im Fluge in drei pseudoskalare Mesonen*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1995.

[50] M. Ablikim et al. Partial wave analysis of $\chi_{c0} \to \pi^+\pi^-K^+K^-$. *Phys. Rev. D*, 72:092002, November 2005.

[51] M. Williams. How good are your fits? Unbinned multivariate goodness-of-fit tests in high energy physics. *Journal of Instrumentation*, 5:P09004, September 2010.

[52] E. M. Aitala et al. Study of the $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ Decay and Measurement of f_0 Masses and Widths. *Phys. Rev. Lett.*, 86:765–769, Januar 2001.

[53] M. Ablikim et al. Partial wave analyses of $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$ and $\gamma\pi^0\pi^0$. *Physics Letters B*, 642:441–448, November 2006.

[54] D. Alde et al. Neutral Mesons which decay into $4\pi^0$. *Physics Letters B*, 198:286–291, November 1987.

[55] $\overline{\text{P}}$ANDA-Kollaboration. Technical Design Report for: $\overline{\text{P}}$ANDA Electromagnetic Calorimeter. 2008.

[56] $\overline{\text{P}}$ANDA-Kollaboration. Technical Design Report for the: $\overline{\text{P}}$ANDA Micro Vertex Detector. 2011.

[57] $\overline{\text{P}}$ANDA-Kollaboration. Technical Progress Report for $\overline{\text{P}}$ANDA. 2005.

[58] I. Augustin. BTR Executive Summary, Dezember 2006. `https://www.gsi.de/documents/DOC-2006-Dec-94.html`.

[59] I. Augustin. BTR Accelerator and Scientific Infrastructure, Juli 2006. `https://www.gsi.de/documents/DOC-2006-Jul-40.html`.

[60] P. Scheffels. Simulation Studies for a Pellet Tracking System. Projektarbeit, Universitet Uppsala, 2010.

[61] G. Schepers. $\overline{\text{P}}$ANDA at FAIR. *Hyperfine Interactions*, 2011.

[62] $\overline{\text{P}}$ANDA-Kollaboration. Technical Design Report for the $\overline{\text{P}}$ANDA Solenoid and Dipole Spectrometer Magnets. 2009.

[63] P. Abbon et al. The COMPASS experiment at CERN. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 577(3):455–518, 2007.

[64] CMS-Kollaboration. *The Electromagnetic Calorimeter - Technical Design Report*. 1997.

[65] J. Schulze. Prototypenentwicklung für das elektromagnetische Kalorimeter des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiments. Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, April 2009.

[66] Hamamatsu Corporation. *Datenblatt 'Photomultiplier Tube R11375 MOD'*, 2011.

[67] Hamamatsu Corporation. *Datenblatt 'APD S11048(X2)'*, 2011.

[68] T. Held. Private Kommunikation, 2012.

[69] Hamamatsu Corporation. *Datenblatt 'Si APD S8664 series'*, 2005.

[70] B. Lewandowski et al. Large Area APDs for the PANDA EMC. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 55(3):1304–1307, Juni 2008.

[71] M. Kavatsyuk et al. Performance of the prototype of the electromagnetic calorimeter for $\overline{\text{P}}$ANDA. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 648(1):77 – 91, August 2011.

[72] D. Gorczany. Foto einer mit einigen Kristallen beladenen Kohlefaser-Alveole, 2010.

[73] T. Held. Private Kommunikation, 2011.

[74] C. Motzko. *Analyse des Zerfalls* $\psi(2S) \rightarrow \chi_{c0}\gamma \rightarrow K_S K_S \pi^0\pi^0\gamma$ *und Entwicklung eines Lichtpulsersystems für das PANDA-EMC*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, noch nicht erschienen, voraussichtlich 2012.

[75] P. Friedel. *Titel noch unbekannt*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, noch nicht erschienen, voraussichtlich 2012.

[76] Emerson & Cuming. *Datenblatt 'Stycast 2850 FT'*, 2004.

[77] J. Becker. *Analyse des Zerfalls* $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\eta$ *bei BESIII und Entwicklung des Kühlsystems des Prototypen für das EMC des* $\overline{\text{P}}$*ANDA-Experiments*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, noch nicht erschienen, voraussichtlich 2012.

[78] F. Guarino, C. Hauviller und M. Tavlet. Compilation of radiation damage test data. *Organisation européenne pour la recherche nucleaire*, 2001.

[79] 3M. *Datenblatt 'Jet-melt Polyolefin Bonding Adhesive'*, 2002.

[80] Gaugler & Lutz OHG. *Datenblatt 'Polyurethan Materialdatenblatt DE 2011 V01'*, 2010.

[81] va Q-tec. *Datenblatt 'va-Q-vip B'*, 2010.

[82] Fibrolux. *Datenblatt 'Mechanische Daten GFK-Profile'*, 2010.

[83] R. Veenstra. Private Kommunikation, 2012.

[84] C. Schnier. Messungen zur Optimierung der optischen Kopplung von APDs an PWO-Kristalle. Bachelorarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2012.

[85] J. Zhong. Private Kommunikation, 2009.

[86] F. Feldbauer. *Analyse des Zerfalls* $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^0_s\pi^-\pi^0$ *bei BES-III und Entwicklung der Slow Control für das PANDA Experiment*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, noch nicht erschienen, voraussichtlich 2012.

[87] Goodfellow. *Datenblatt 'Standardpreisliste für Platin'*, 2011.

[88] Dr. D. Müller GmbH. *Datenblatt 'Isolierband SP 61504'*, 2011.

[89] DuPont. *Datenblatt 'Pyralux AC'*, 2009.

[90] Epotek. *Datenblatt 'Epotek H37 MP'*, 2010.

[91] A. Csapó. Kalibrierung von Temperatursensoren für das PANDA elektromagnetische Kalorimeter. Bachelorarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2011.

[92] Newport Electronics GmbH. *Datenblatt 'F1500, F2000, F4000'*, 2011.

[93] Agilent Technologies. *Datenblatt '34980A Multifunction Switch/Measure Unit'*, 2005.

[94] Julabo Labortechnik GmbH. *Datenblatt des Umwälzkühlers FP50-HL*, 2012.

[95] B. K. Bragin. A normal platinum thermal electrode. *Measurement Techniques*, 3(7):596–597, 1960.

[96] M. Clausen und L. Dalesio. EPICS - Experimental Physics and Industrial Control System. *Beam Dynamics Newsletter*, 47:56–66, 2008.

[97] CERN. Layout EHN1 (Hall 887), Oktober 2004.

[98] M. Albrecht. Aufbau und Analyse der Testmessungen des Proto192 elektromagnetischen Kalorimeters. Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum, voraussichtlich 2012.

A Anhang

A.1 Veto-Bedingungen für $K^*(892)^\pm$ sowie $K_J^*(\approx 1400)^\pm\, K_J^*(\approx 1400)^\mp$

Zur Ermittelung von Resonanzen in Histogrammen kann es sinnvoll sein, diejenigen Einträge auszublenden, die nur für Untergrund sorgen. Betrachtet man beispielsweise das zweidimensionale Histogramm der invarianten Massen von K^+K^- gegen $\pi^0\pi^0$, so ist ausgeschlossen, dass eine Kaon-Resonanz sichtbar wird, da sie weder in K^+K^- noch in $\pi^0\pi^0$ zerfallen kann. In obigem Histogramm sorgt sie damit nur für Untergrund und erschwert somit die Erkennung von Resonanzen, die nach K^+K^- oder $\pi^0\pi^0$ zerfallen können. Daher können unter anderem für dieses Histogramm die stärksten Beiträge derjenigen Resonanzen, die in $K^\pm\pi^0$ zerfallen, durch Veto-Bedingungen ausgeblendet werden. Die Veto-Bedingungen lauten $870\,\mathrm{MeV}/c^2 < m_{K^\pm\pi^0} < 930\,\mathrm{MeV}/c^2$ als Veto auf das $K^*(892)^\pm$ und um den Bereich bei $m_{K^\pm\pi^0} = 1{,}43\,\mathrm{GeV}/c^2$ in einem Radius von $0{,}15\,\mathrm{GeV}/c^2$, um den Zerfall des χ_{cJ} in $K_J^*(\approx 1400)^\pm\, K_J^*(\approx 1400)^\mp$ auszublenden.
Ebenfalls sind die zweidimensionalen Histogramme der invarianten Massen $K^\pm\pi^0\pi^0$ gegen $\pi^0\pi^0$ sowie $K^+K^-\pi^0$ gegen K^+K^- von diesem Untergrund betroffen, so dass die Veto-Bedingung auch für diese beiden Histogramme angewendet werden kann.
Die Veto-Bedingungen werden in den zweidimensionalen Histogrammen für $(K^\pm\pi^0)\,(K^\mp\pi^0)$ deutlich, die im Folgenden für jedes χ_{cJ} einzeln dargestellt werden.

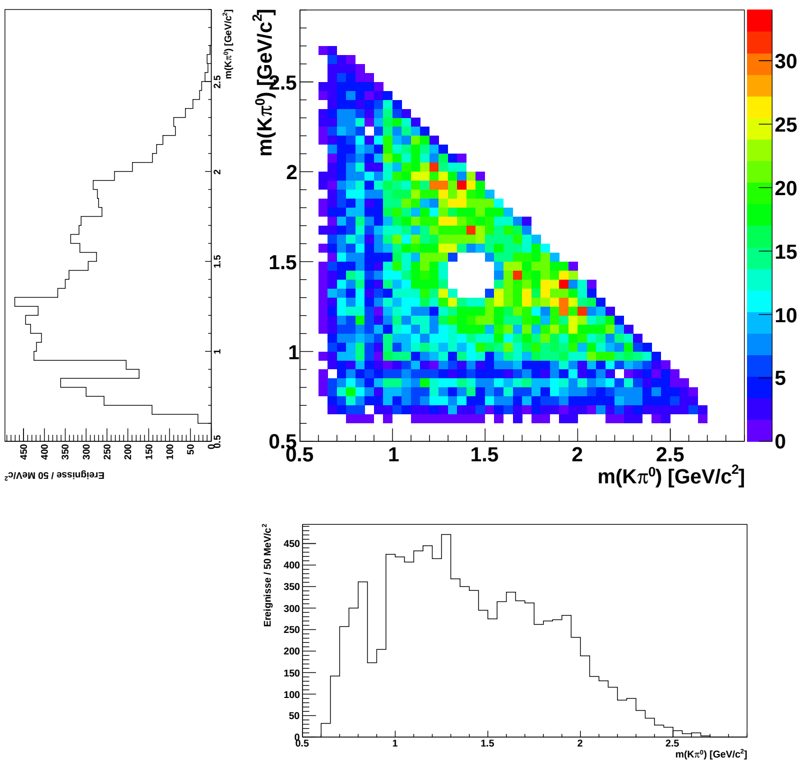


Abb. A.1: $\chi_{c0} \to (K^\pm\pi^0)(K^\mp\pi^0)$ *nach Veto auf* $K^*(892)^\pm$ *und* $K_J^*(\approx 1400)^\pm\, K_J^*(\approx 1400)^\mp$

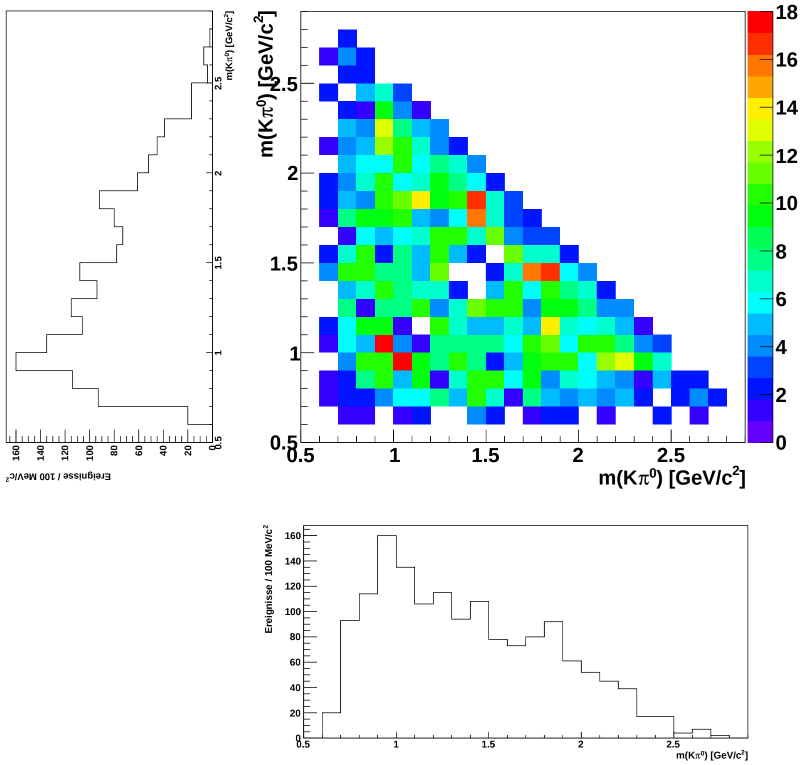


Abb. A.2: $\chi_{c1} \rightarrow (K^\pm\pi^0)(K^\mp\pi^0)$ *nach Veto auf* $K^*(892)^\pm$ *und* $K_J^*(\approx 1400)^\pm$ $K_J^*(\approx 1400)^\mp$

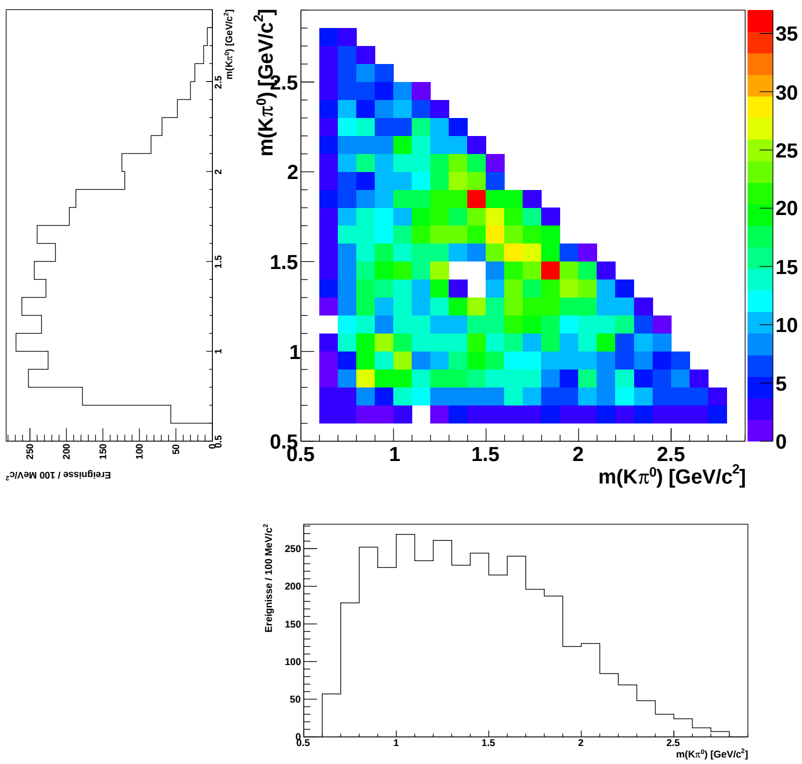


Abb. A.3: $\chi_{c2} \rightarrow (K^\pm\pi^0)(K^\mp\pi^0)$ *nach Veto auf* $K^*(892)^\pm$ *und* $K_J^*(\approx 1400)^\pm$ $K_J^*(\approx 1400)^\mp$

Die zweidimensionalen Histogramme invarianter Massen, für die der Einsatz dieser Veto-Bedingungen Untergrund entfernen kann, sind im Folgenden dargestellt:

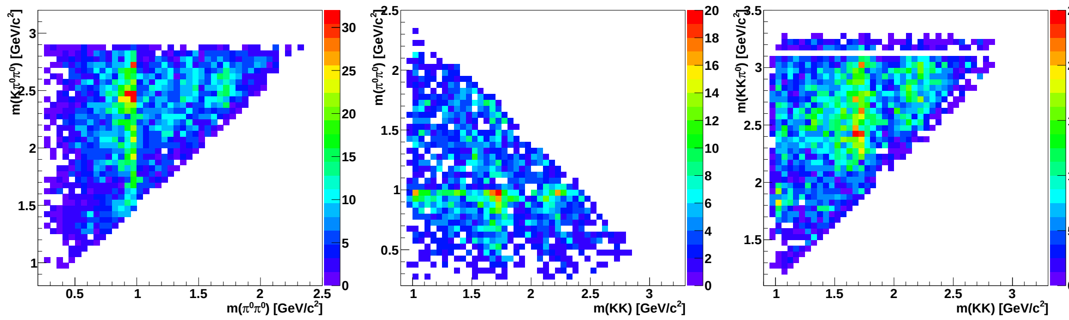


Abb. A.4: $\chi_{c0} \to (K^\pm(\pi^0\pi^0))\,K^\mp$, $\chi_{c0} \to (K^+K^-)(\pi^0\pi^0)$ *und* $\chi_{c0} \to ((K^+K^-)\pi^0)\,\pi^0$ *nach Anwendung der oben beschriebenen Veto-Bedingung*

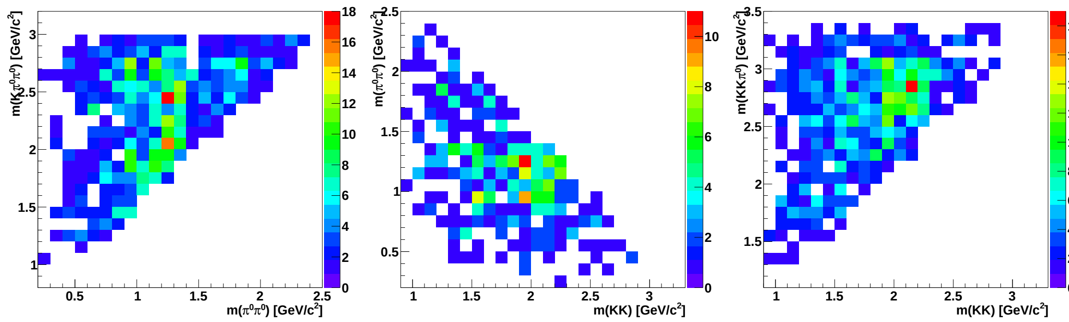


Abb. A.5: $\chi_{c1} \to (K^\pm(\pi^0\pi^0))\,K^\mp$, $\chi_{c1} \to (K^+K^-)(\pi^0\pi^0)$ *und* $\chi_{c1} \to ((K^+K^-)\pi^0)\,\pi^0$ *nach Anwendung der oben beschriebenen Veto-Bedingung*

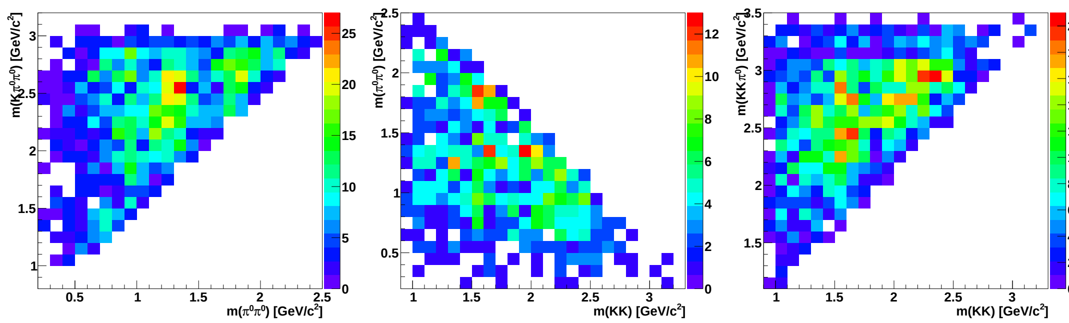


Abb. A.6: $\chi_{c2} \to (K^\pm(\pi^0\pi^0))\,K^\mp$, $\chi_{c2} \to (K^+K^-)(\pi^0\pi^0)$ *und* $\chi_{c2} \to ((K^+K^-)\pi^0)\,\pi^0$ *nach Anwendung der oben beschriebenen Veto-Bedingung*

A.2 Positionen der Photodetektoren bei den Strahlzeiten

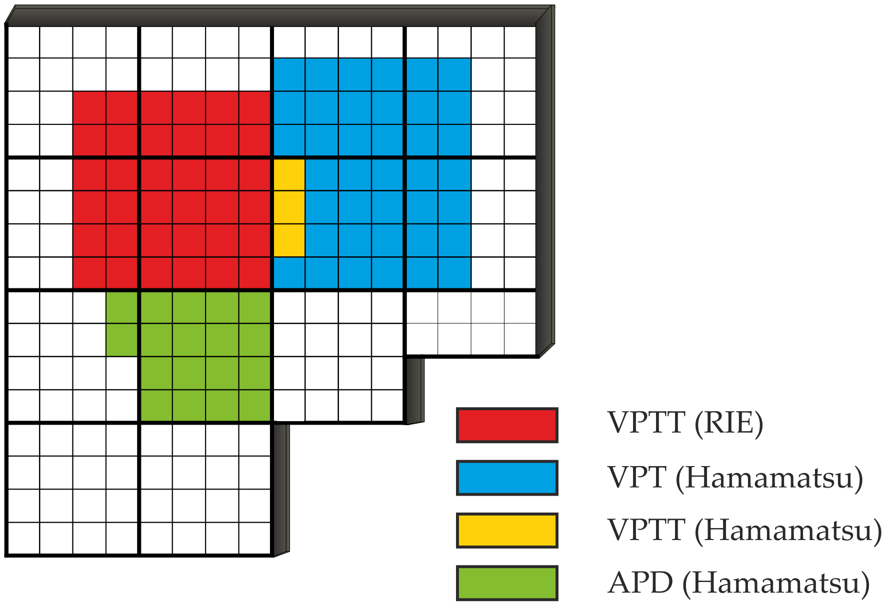


Abb. A.7: *Position der verschiedenen Photodetektortypen im Proto192 bei der Strahlzeit am CERN*

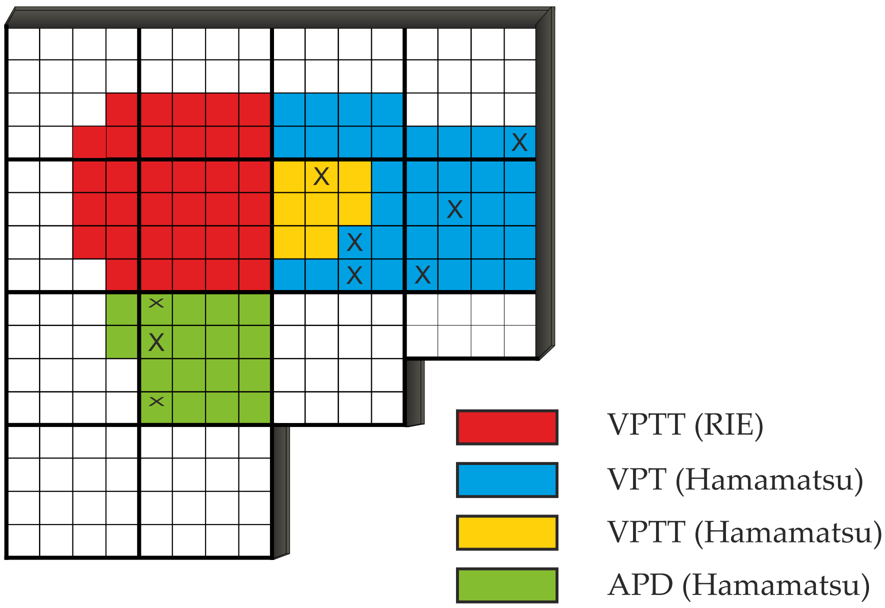


Abb. A.8: *Position der verschiedenen Photodetektortypen im Proto192 bei der Strahlzeit an ELSA. Defekte Kanäle sind mit einem Kreuz markiert.*

Danksagung

Im Laufe der letzten Jahre haben viele Menschen an meiner Dissertation teilgehabt, die ich nicht unerwähnt lassen möchte.

Ich danke Prof. Dr. Ulrich Wiedner, der mir mit viel Gestaltungsfreiraum die Gelegenheit gab, an seinem Lehrstuhl meine Dissertation zu verfassen und drei spannende Jahre lang an ihr zu feilen. Danke für das Vertrauen und die Unterstützung.

Mit den Untiefen der Partialwellenanalyse machte mich Dr. Bertram Kopf vertraut - dank seiner geduldigen Hilfe konnte ich so manche programmiertechnische sowie fachliche Klippe umschiffen und dabei noch eine Menge lernen. Danke für die buchstäblich hervorragende Begleitung meiner Arbeit.

Priv.-Doz. Dr. Fritz-Herbert Heinsius, Dr. Thomas Held, Dr. Marc Pelizäus, Dr. Torsten Schröder und Dr. Matthias Steinke waren mir bei fachlichen Fragestellungen sowie beim Korrekturlesen dieser Arbeit stets eine große Hilfe. Besten Dank!

Mit meinem Freund und Kollegen Jörn Becker konnte ich (nicht nur) fachliche Diskussionen führen und hatte trotz mancher Widrigkeiten viel zu lachen. Danke für die Jahre der Gesellschaft und die tolle Zusammenarbeit!

Allen Mitarbeitern des Instituts für Experimentalphysik I möchte ich für das schöne Arbeitsklima, ihre Hilfsbereitschaft und die vielen fruchtbaren Diskussionen danken.

Besonderer Dank gilt meiner Familie; ohne die Liebe und Unterstützung meiner Frau Wiebke und seit 2011 auch meines Sohnes Jonathan wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Tiefe Dankbarkeit empfinde ich gegenüber meinen Eltern. Ihnen ist diese Arbeit gewidmet.

Lebenslauf

Name	Jan Schulze
Geburtsdatum	30. Juli 1983
Geburtsort	Lünen
Eltern	Prof. Dr. Rainer Schulze Ruth Schulze, geb. Franzmann
Studium	Mai 2009 - April 2012 Stipendiat eines Forschungsstipendiums der Gesellschaft für Schwerionenphysik in Darmstadt Promotion am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum unter Leitung von Prof. Dr. Ulrich Wiedner
	August 2007 - Januar 2008 Auslandssemester an der Universitet Uppsala, Schweden. Projektarbeit (Thema: „Temperature Dependence of the Scintillator Bicron BC-400 used in the Forward Range Hodoscope of the WASA Experiment“) bei der *Division of Nuclear and Particle Physics* unter Leitung von Prof. Dr. Tord Johansson
	Oktober 2006 - April 2009 Hauptstudium mit Anfertigung der Diplomarbeit (Thema: „Prototypenentwicklung für das elektromagnetische Kalorimeter des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiments“) am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum
	Oktober 2004 - September 2006 Grundstudium der Physik an der Ruhr-Universität Bochum
Zivildienst	August 2003 - Mai 2004 Einsatz im Behindertenfahrdienst sowie der Telefonzentrale der Arbeiterwohlfahrt, Unterbezirk Ruhr-Mitte, Bochum
Schulbildung	1994 - 2003 Helmholtz-Gymnasium Dortmund, Abschluss: Abitur
	1990 - 1994 Brechtener Grundschule, Dortmund

Versicherung gemäß § 7 Abs. 2 Nr. 5 PromO 1987

Hiermit versichere ich, dass ich meine Dissertation selbstständig angefertigt und verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Hilfen benutzt habe. Meine Dissertation habe ich in dieser oder ähnlicher Form noch bei keiner anderen Fakultät der Ruhr-Universität Bochum oder bei einer anderen Hochschule eingereicht.

Bochum, den 25. April 2012

JAN SCHULZE