

Entwicklung von Komponenten für das
Detektorsteuersystem des PANDA-Kalorimeters
und
Studien zur Photoproduktion angeregter η -
Mesonen mit dem CB/ELSA-Experiment

vorgelegt von
Tobias Triffterer
aus Herten

Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik
Bochum, im Wintersemester 2015/2016

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

-
1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Ulrich Wiedner
 2. Gutachter: PD Dr. rer. nat. Fritz-Herbert Heinsius
(Ruhr-Universität Bochum, Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik)

Tag der Disputation: 28. Januar 2016

Inhaltsverzeichnis

I. Grundlagen	1
1. Einleitung	3
2. Hadronenphysik	5
2.1. Historische Entwicklung	5
2.2. Das Standardmodell	5
2.3. Quantenchromodynamik	7
2.4. η -Mesonen	9
2.5. Photoproduktion	12
3. Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment	15
3.1. Überblick und Physikalische Zielsetzung	15
3.2. FAIR-Beschleunigeranlage	16
3.3. Der $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor	18
3.3.1. Überblick	18
3.3.2. Das Target-Spektrometer	19
3.3.3. Das Vorwärtsspektrometer	21
3.3.4. Das elektromagnetische Kalorimeter	22
3.4. Der Endkappen-Prototyp „Proto192“	25
II. Detektorsteuersystem für das $\overline{\text{PANDA}}$-Experiment	29
4. Detektorsteuersysteme	31
4.1. Motivation und Verwendungszweck	31
4.2. EPICS	32
4.3. EPICS-Treiber	33
4.4. Control System Studio	35
4.4.1. Grafische Benutzeroberfläche: BOY	35
4.4.2. Archivierungssystem: BEAUTY	37
4.4.3. Alarmsystem: BEAST	38
4.5. Übersicht über die Proto192-DCS	38
5. Alarmsystem für den Proto192	41
5.1. Verwendungszweck	41
5.2. Regelung der Strombegrenzung	41

5.3.	Anpassung der Alarmgrenzen	43
5.3.1.	Temperatur	44
5.3.2.	Spannung und Strom	44
5.4.	Alarm-Benachrichtigung	45
6.	Kühlsystem des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$-Detektors	47
6.1.	Überblick über das Kühlsystem	47
6.2.	Steuerung des Kühlsystems	49
6.3.	Maschinenschutz	51
7.	Endkappen-Produktionsdatenbank	53
7.1.	Zielsetzung	53
7.2.	Datendesign und Arbeitsablauf	54
7.3.	Barcodes	56
7.4.	Datensicherung	58
7.5.	XML-Schnittstelle	60
8.	API für das Detektorsteuersystem	61
8.1.	Application Programming Interface	61
8.2.	Basisklassen	62
8.3.	Subscriptions	63
8.4.	Schnittstelle zu Datenbanken	65
8.5.	Geräteklassen	66
8.6.	Schnittstelle zum Alarmsystem	67
8.7.	Konfigurierbarkeit	68
8.8.	Ausblick	69
III.	Datenanalyse für das CB/ELSA-Experiment	71
9.	Das CB/ELSA-Experiment	73
9.1.	Die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)	73
9.2.	Der CB-ELSA/MiniTAPS-Detektor	74
9.2.1.	Einführung	74
9.2.2.	Radiator und Tagger-System	75
9.2.3.	Photoproduktionstarget und Innendetektor	77
9.2.4.	Elektromagnetisches Target-Kalorimeter	77
9.2.5.	Čerenkov- und MiniTAPS-Detektor	78
10.	Ereignisselektion	81
10.1.	Datensatz und Analysesoftware	81
10.2.	Datenrekonstruktion und -selektion	82
10.3.	Kinematische Anpassung	84
10.3.1.	Funktionsweise	84
10.3.2.	Anwendung	85
10.4.	Ereignisbasierte Untergrundunterdrückung	87

10.5. Monte-Carlo-Simulationen	89
10.6. Verifikation der Ergebnisse anhand von $\gamma p \rightarrow p \eta'$	90
11. $f_1(1285)/\eta(1295)$ und $\eta(1405)$	93
11.1. Zielsetzung	93
11.2. Beschreibung des Untergrunds	93
11.3. Parametrisierung der Signale	96
11.4. Fitqualität der getesteten Hypothesen	100
11.5. Relativer Wirkungsquerschnitt	102
11.6. Ausblick	104
12. Fazit	107
 IV. Anhang	 I
A. Beispiel zur XML-API der Produktionsdatenbank	III
B. Spektren der Strahlenergiebereiche	V
Literaturverzeichnis	XV
Abbildungsverzeichnis	XXI
Tabellenverzeichnis	XXIII

Teil I.

Grundlagen

1. Einleitung

Auf der Suche nach den fundamentalen Bausteinen des Universums sind Physiker zu immer kleineren Objekten vorgestoßen, vielfach haben sich diese entgegen den Erwartungen doch als teilbar erwiesen. Ursprünglich galten Atome als unteilbar, jedoch hat die hohe Zahl verschiedener Elemente darauf hingedeutet, dass Atome noch eine Substruktur besitzen. Derzeit sind 118 verschiedene Elemente nachgewiesen und es ist allgemein bekannt, dass Atome aus Protonen und Neutronen im Kern sowie Elektronen in der Hülle zusammengesetzt sind [BN10].

Einige Jahrzehnte später erging es den Teilchenphysikern ebenso: Die Zahl der bekannten, nachgewiesenen Teilchen wuchs rapide an und es war allgemein vom „Teilchenzoo“ die Rede. Auch hier wurde später eine komplexe Substruktur entdeckt. Während jedoch das Atom mittlerweile theoretisch ausgezeichnet verstanden ist und die Wechselwirkungen zwischen Atomen sowie die Bildung von Molekülen mit hoher Präzision vorhersagbar sind, so kann man dies von den Wechselwirkungen zwischen Quarks (bei niedriger Energie) und Hadronen nicht behaupten [PRSZ09].

Die derzeit etablierte Theorie der elementaren Teilchen ist das Standardmodell. Dieses liefert jedoch keine abschließende Beschreibung für die Welt des Allerkleinsten, da viele Fragen noch ungeklärt sind: Beispiel hierfür sind die Unterschiede in den Massen der Fermionen, der Grund für die Werte der Kopplungskonstanten oder die Einbindung der Gravitation. Exakte Vorhersagen zu den Eigenschaften eines Teilchens sind aufgrund der mathematischen Komplexität der Theorie manchmal nicht möglich, die genaue Natur vieler gemessener Zustände ist ungeklärt [PRSZ09, Oli14a].

Aufgrund dessen sind weitere experimentelle Resultate nötig, um die Theorien weiterzuentwickeln und unser Verständnis der Welt zu verbessern. Diese Arbeit ist im Rahmen der Mitarbeit an zwei hadronenphysikalischen Experimenten entstanden: PANDA und CB/ELSA. Das PANDA-Experiment wird in Kapitel 3 vorgestellt, während der Messaufbau von CB/ELSA in Kapitel 9 erläutert wird.

Das PANDA-Experiment befindet sich derzeit noch im Aufbau und im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Beitrag zur Entwicklung von dessen Detektorsteuersystem geleistet. Die grundsätzliche Funktion eines Detektorsteuersystems wird in Kapitel 4 ausgeführt, in den Kapiteln 5 bis 8 werden die einzelnen Komponenten und Programme, die für PANDA entwickelt wurden, vorgestellt.

CB/ELSA befindet sich dagegen seit vielen Jahren im Messbetrieb. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Teile der Messdaten analysiert, um Erkenntnisse als Beitrag zur Aufklärung der noch unbekannten Natur angeregter η -Mesonen zu gewinnen. Kapitel 2 führt in die zugrunde liegenden, physikalischen Fragestellungen ein, wobei Parallelen zwischen CB/ELSA und PANDA bestehen. In Kapitel 10 werden der ausgewertete Datensatz und die Datenselektion beschrieben, während in Kapitel 11 die Analyse-Schritte und -Ergebnisse dargestellt werden.

2. Hadronenphysik

2.1. Historische Entwicklung

Die Hadronenphysik als Teilgebiet der Kern- und Teilchenphysik hat ihren Ursprung in der Entdeckung der atomaren und subatomaren Struktur der Materie, unter anderem durch das Rutherford-Experiment im Jahre 1909. Nachdem die Physiker erkannt hatten, dass das Atom aus einer Elektronenhülle und einem Kern mit Protonen und Neutronen besteht, war offensichtlich, dass die beiden bekannten Wechselwirkungen Gravitation und Elektromagnetismus zur Beschreibung der Welt nicht ausreichen. Die Protonen im Kern müssten sich, aufgrund des geringen Abstandes von nur etwa 10^{-15} m, sehr stark abstoßen und alle Atomkerne würden in Sekundenbruchteilen zerfallen. Da dies nicht geschieht, existiert offenbar eine weitere, *starke* Wechselwirkung, die auf kleinen Skalen die elektromagnetische Abstoßung überwindet [BN10].

Nachdem es kurzzeitig den Anschein hatte, als könne alle Materie mit den Elementarteilchen Proton (p), Neutron (n) und Elektron (e^-) abschließend beschrieben werden, wurden dennoch weitere, vermeintlich „überflüssige“ Elementarteilchen entdeckt, so zum Beispiel 1937 das Myon und 1947 das Pion. In den 1950er und 1960er Jahren kam es dann zu einer Inflation an neu entdeckten Teilchen, dem so genannten „Teilchenzoo“. Zugleich wuchs die durch Teilchenbeschleuniger zur Verfügung gestellte Energie und die Präzision der Detektoren, so dass schließlich nachgewiesen werden konnte, dass es sich beim Proton und beim Neutron sowie bei fast allen der neu entdeckten Teilchen nicht um Elementarteilchen handelt, da sie noch eine Substruktur besitzen: Die Quarks [BN10].

Die Untersuchung der Quarks, der aus ihnen zusammengesetzten Hadronen und der Wechselwirkungen zwischen diesen ist das Betätigungsfeld der Hadronenphysik. Diese hat zur Beschreibung der Materie ein Standardmodell entwickelt, dass im Folgenden kurz vorgestellt wird.

2.2. Das Standardmodell

Das Standardmodell weist Fermionen, Teilchen mit halbzahligem Spin, die Rolle als Bausteine der Materie zu und Bosonen, Teilchen mit ganzzahligem Spin, die Funktion als Träger der jeweiligen Wechselwirkungen. Es gibt zwölf elementare Fermionen, sechs Quarks und sechs Leptonen, und zu jedem dieser ein entsprechendes Antiteilchen. Diese Antiteilchen haben die selbe Masse wie das Teilchen, andere Parameter wie beispielsweise die Ladung oder Flavour-Quantenzahlen des Antiteilchens haben das entgegengesetzte Vorzeichen des jeweiligen Teilchen-Parameters. Tabelle 2.1 listet die Eigenschaften der elementaren Quarks und Leptonen auf. Dabei bezeichnet I den Isospin, I_z dessen dritte Komponente, S die Strangeness, C die Charmness,

Tabelle 2.1.: Eigenschaften der Quarks und Leptonen mit ihren Quantenzahlen (QZ) [Oli14a]

Bezeichnung				Flavour-QZ					Leptonen-QZ		
Abk.	Name	$m(\frac{\text{MeV}}{c^2})$	$q(e)$	I_z	S	C	B	T	L_e	L_μ	L_τ
u	up	$2,3 \pm 0,7$	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0	0	0	0
d	down	$4,8 \pm 0,5$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0	0	0	0
c	charme	1275 ± 25	$+\frac{2}{3}$	0	0	1	0	0	0	0	0
s	strange	95 ± 5	$-\frac{1}{3}$	0	-1	0	0	0	0	0	0
t	top	$173\,210 \pm 870$	$+\frac{2}{3}$	0	0	0	0	1	0	0	0
b	bottom	4660 ± 30	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	-1	0	0	0	0
e^-	Elektron	$0,511 \pm 10^{-8}$	-1	0	0	0	0	0	1	0	0
ν_e	e -Neutrino	$< 2 \cdot 10^{-6}$	0	0	0	0	0	0	1	0	0
μ^-	Myon	$105,7 \pm 10^{-6}$	-1	0	0	0	0	0	0	1	0
ν_μ	μ -Neutrino	$< 0,19$	0	0	0	0	0	0	0	1	0
τ^-	Tauon	$1776 \pm 0,12$	-1	0	0	0	0	0	0	0	1
ν_τ	τ -Neutrino	$< 18,2$	0	0	0	0	0	0	0	0	1

B die Bottomness, T die Topness sowie L_e , L_μ und L_τ die Leptonen-Familienzahlen [Oli14a, HM84, Oli14e].

Die Zahl der Austauschbosonen variiert zwischen den Wechselwirkungen: Die elektromagnetische Wechselwirkung wird nur durch das Photon (γ) vermittelt. Die schwache Wechselwirkung, welche als Einzige in der Lage ist, den Flavour eines Quarks zu ändern, wird durch drei Bosonen übertragen: Ein Positives (W^+), ein Negatives (W^-) und ein Neutrales (Z^0).

Bei der starken Wechselwirkung ist die Situation komplexer: Hier gibt es die drei verschiedenen Ladungsarten rot, grün und blau. Die Bezeichnungen sind aus der additiven Farbmischung abgeleitet. Aufgrund des *Confinements* können Quarks nie isoliert betrachtet werden, sondern immer nur in gebundenen Zuständen, bei denen sich die Farbladungen zu einem „weißen“, d. h. nach außen stark-ungeladenen Teilchen addieren (rot+grün+blau=weiß). Zudem existiert zu jeder Farbe noch eine „Antifarbe“ als Gegenstück, so wie die negative elektrische Ladung das Gegenstück zur Positiven ist. Diese Antifarben werden teilweise auch mit den Mischfarben der additiven Farbmischung bezeichnet, also antirot als cyan, antigrün als magenta und antiblau als gelb. Jedes Quark trägt eine Farbladung, während jedes Gluon eine Farbe und eine Antifarbe zugleich trägt. Aufgrund dessen unterliegen die Gluonen selbst der starken Wechselwirkung und können mit sich selbst wechselwirken. Insgesamt sind so acht verschiedene nicht-weiße Gluonen darstellbar. Ein weißes Gluon ist in der Natur dagegen nicht realisiert. Aufgrund des *Confinements* und der Selbstwechselwirkung der Gluonen ist die starke Wechselwirkung auf den Radius eines Nukleons beschränkt [HM84, Oli14a, Oli14c].

Die Quarks und Leptonen werden durch eine Reihe von Zahlen charakterisiert, darunter Masse, Ladung und verschiedene Quantenzahlen. Einige dieser Parameter, wie beispielsweise die Ladung, sind absolute Erhaltungsgrößen, so dass bei jedem teilchenphysikalischem Prozess die Summe der Ladungen im Eingangs- und

Ausgangskanal gleich sein muss. Andere Parameter, wie beispielsweise die Flavour-Quantenzahlen, sind nicht bei allen Wechselwirkungen Erhaltungsgrößen. So sind diese in Prozessen der starken Wechselwirkung unveränderlich, in Prozessen der schwachen Wechselwirkung dagegen nicht erhalten.

Die zwölf elementaren Fermionen werden weiter in drei Familien eingeteilt. Jede Familie enthält ein positiv geladenes Quark, ein negativ geladenes Quark, ein geladenes Lepton und ein Neutrino. Die Teilchen aus der ersten Familie sind jeweils am leichtesten, die aus der Dritten am schwersten. Folglich sind die drei Familien folgendermaßen zusammengesetzt:

- Familie I: u, d, e^-, ν_e
- Familie II: c, s, μ^-, ν_μ
- Familie III: t, b, τ^-, ν_τ

Als letzter Baustein des Standardmodells wurde das Higgs-Boson im Jahr 2012 am *Large Hadron Collider* (LHC) des Europäischen Kernforschungszentrums CERN entdeckt. Das Higgs-Boson verleiht sowohl den Quarks als auch den $W^\pm$ - und Z^0 -Bosonen ihre Masse [HM84, Oli14a, Oli14c].

Die Stärke der Gravitation ist um etwa 39 Größenordnungen geringer als die der starken Wechselwirkung, folglich spielt diese in der Hadronenphysik effektiv keine Rolle. Das Mittlerteilchen der Gravitation ist das Graviton, das aber noch nicht nachgewiesen werden konnte. Die Gravitation wird höchst erfolgreich durch die allgemeine Relativitätstheorie beschrieben, welche jedoch eine makroskopische Beschreibung liefert, eine Quantenfeldtheorie der Gravitation konnte noch nicht aufgestellt werden. Bei Berechnungen von Prozessen hoher Energie, wie sie kurz nach dem Urknall oder in der Umgebung schwarzer Löcher auftreten, kommt es bisher zu Widersprüchen zwischen der Quantenfeldtheorie und der allgemeinen Relativitätstheorie.

Aber auch ungeachtet der Probleme mit der Beschreibung der Gravitation ist das Standardmodell noch keine zufriedenstellende Erklärung der Welt der Elementarteilchen. Das Standardmodell benötigt insgesamt 18 Eingabeparameter, die nicht aus der Theorie hervorgehen. Es erklärt nicht, warum die Massen der Quarks und Leptonen gerade diese Werte annehmen oder warum die Zahl der Teilchenfamilien exakt drei beträgt. Daher wird weltweit durch die Experimentalphysiker an Physik jenseits des Standardmodells geforscht und die theoretischen Physiker suchen eine noch grundlegendere Theorie als das Standardmodell, welche die scheinbar willkürlichen Zahlenwerte korrekt vorhersagt und erklärt [HM84, Oli14a, Oli14c].

2.3. Quantenchromodynamik

Die Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung wird als *Quantenchromodynamik* (QCD) bezeichnet. Sie liefert die mathematische Beschreibung für die Kopplung zwischen Quarks und Gluonen sowie der Gluonen untereinander. Das Analogon für

die elektromagnetische Wechselwirkung heißt *Quantenelektrodynamik* (QED). Die QED hat den Vorteil, dass der Wert der Kopplungskonstanten fest bei

$$\alpha_{\text{em}} = \frac{e^2}{2c\epsilon_0\hbar} \approx \frac{1}{137,036} \quad (2.1)$$

liegt [BN10]. Da dies deutlich kleiner als 1 ist, kann die QED störungstheoretisch betrachtet und Vorhersagen mit hoher Präzision abgeleitet werden. Ein Beispiel dafür ist der Landé-Faktor des Elektrons, bei dem Theorie und Experiment über 10 Größenordnungen übereinstimmen [Nat14, Oli14a].

Bei der starken Wechselwirkung ist der Wert der Kopplungskonstante α_s dagegen vom Impulsübertrag q^2 abhängig. Bei hohen Impulsüberträgen verhalten sich die Quarks nahezu wie freie Teilchen (asymptotische Freiheit) und das Potenzial der starken Wechselwirkung ähnelt dem Coulomb-Potenzial. Hier ist $\alpha_s \ll 1$ und die Störungstheorie (engl. *perturbation theory*) kann erfolgreich angewendet werden. Bei niedrigen Energien wird dagegen das *Confinement* sichtbar, welches in Abbildung 2.1 illustriert ist. Es gilt $\alpha_s \gtrsim 1$ und die Störungstheorie ist nicht mehr anwendbar, so dass dies auch als der nichtperturbative Bereich der QCD bezeichnet wird. Das vollständige Potenzial der QCD kann daher als ein modifiziertes Coulomb-Potenzial, das durch einen linearen Term erweitert wird, angenähert werden [PRSZ09]:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_s(r)\hbar c}{r} + k \cdot r \quad (2.2)$$

In diesem Bereich müssen besondere Methoden wie Gittereichtheorien angewendet werden, die aufwändige Computersimulationen erfordern und in der Regel nur in Hochleistungsrechenzentren durchführbar sind. Die QCD ist daher Gegenstand aktueller Forschung, insbesondere im nichtperturbativen Bereich, da die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment hier noch lückenhaft ist. Einerseits sind einige, von der QCD vorhergesagte Zustände, bisher experimentell noch nicht gefunden worden, während andere in Experimenten nachgewiesene Zustände in den Simulationen zur QCD nicht erscheinen [Oli14a, Oli14e, BN10].

Aufgrund der Forderung, dass messbare Teilchen im Sinne der Farbladung „weiß“ sein müssen, ergeben sich Einschränkungen für die Möglichkeiten, die Quarks zu Teilchen zu kombinieren. Derzeit sind zwei Teilchenklassen allgemein anerkannt:

- **Mesonen** bestehen aus einem Quark-Antiquark-Paar wie beispielsweise die geladenen Pionen $\pi^+ = |u\bar{d}\rangle$ und $\pi^- = |d\bar{u}\rangle$. Hier trägt das Quark eine beliebige Farbladung und das Antiquark die zugehörige Antifarbe, so dass das resultierende Teilchen weiß ist.

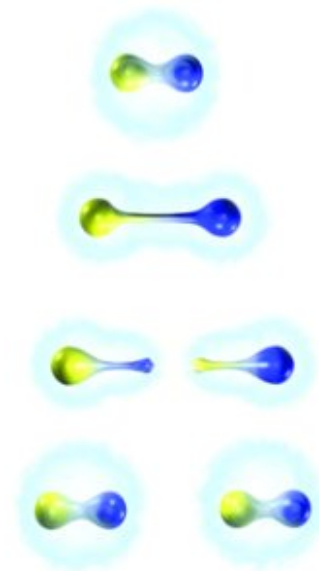


Abbildung 2.1.: Illustration des Confinements, hier das Trennen von zwei Quarks [PAN15b]

- **Baryonen** bestehen aus drei Quarks, Antibaryonen aus drei Antiquarks. Beispiele hierfür sind das Proton $p = |uud\rangle$ und das Neutron $n = |udd\rangle$. Hier ist je ein Quark rot, grün und blau, so dass die Gesamtfarbladung wiederum weiß ist.

Zudem sind auch Überlagerungen dieser Zustände möglich, so hat beispielsweise das neutrale Pion den Quarkinhalt $\pi^0 = \frac{|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle}{\sqrt{2}}$ [BN10, PRSZ09].

Weitere Kombinationsmöglichkeiten sind laut der QCD möglich, ihre Existenz ist aber noch nicht experimentell gesichert: Das Tetraquark ist eine Kombination aus zwei Quarks und zwei Antiquarks ($qq\bar{q}\bar{q}$), während das Pentaquark aus vier Quarks und einem Antiquark besteht. Im Sommer 2015 hat die LHCb-Kollaboration, die den gleichnamigen Detektor am LHC betreibt, die Beobachtung eines Pentaquark-Zustandes mit der Quark-Konfiguration $P_c^+ = |u\bar{c}cud\rangle$ bekanntgegeben [Aai15]. Eine unabhängige Bestätigung dieses Pentaquarks steht zum Zeitpunkt der Abfassung dieses Textes jedoch noch aus. Da die Gluonen ebenfalls Farbladung tragen, kommen sie prinzipiell auch als Konstituenten eines Teilchens in Frage. Denkbar ist beispielsweise ein „Hybrid-Meson“ mit gluonischem Freiheitsgrad ($q\bar{q}g$), aber auch für diese Zustände fehlen bisher noch zweifelsfreie Beweise.

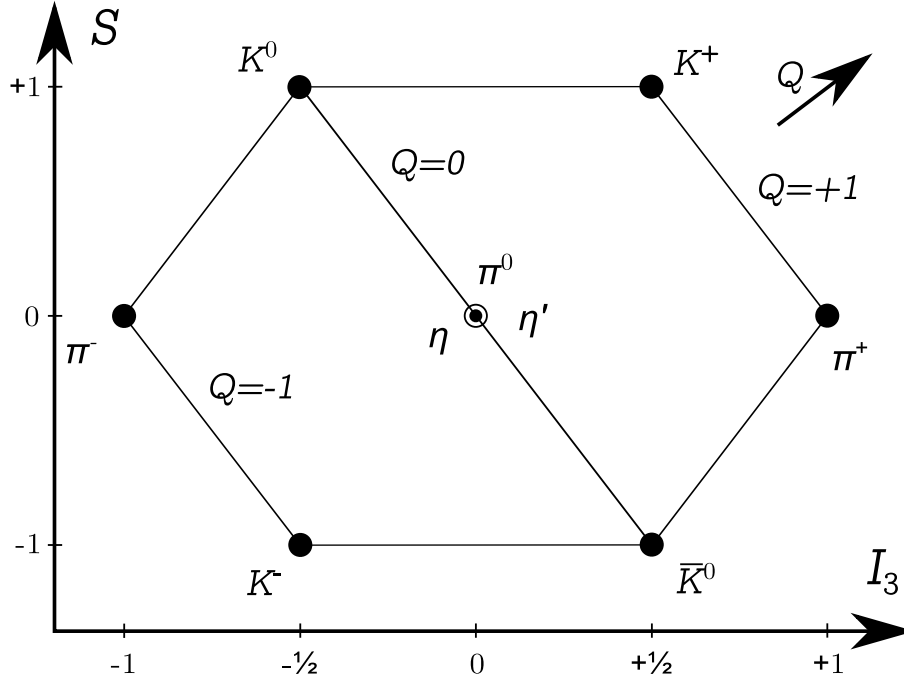
Ebenfalls in Experimenten bisher nicht sicher nachgewiesen sind die so genannten Gluebälle, teilweise auch als Gluonenbälle bezeichnet. Bei diesen Zuständen treten als Konstituenten nur noch Gluonen auf, das Teilchen enthält gar keine Quarks mehr. Erkennbar wären solche Zustände unter anderem an *exotischen* Quantenzahlen wie $J^{PC} = 0^{+-}$ oder $J^{PC} = 1^{-+}$, die in einem einfachen $q\bar{q}$ -System aufgrund der Eigenschaften der Quarks nicht zusammengesetzt werden können. Ursache für den Unterschied ist, dass Quarks als Fermionen den Spin $\frac{1}{2}$ und Gluonen als Bosonen den Spin 1 haben. Es existieren verschiedene Hinweise auf die Existenz von Gluebällen – einer der Kandidaten wird in Abschnitt 2.4 vorgestellt –, der endgültige Nachweis steht jedoch noch aus [Oli14a, Oli14e, BN10].

2.4. η -Mesonen

Bei den η -Mesonen handelt es sich um neutrale, pseudoskalare Teilchen mit den Quantenzahlen $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+})$, die Bahndrehimpulsquantenzahl ist $\ell = 0$ und der Spin ist $s = 0$. Folglich sind die Spins der Quarks antiparallel ausgerichtet. Es sind zwei Grundzustände bekannt, das η und das η' . Bei beiden handelt es sich um eine Überlagerung von Quarkonium-Zuständen, wie beim π^0 (siehe Abschnitt 2.3), jedoch trägt sowohl im η als auch im η' ein Strange-Quark bei [Oli14e].

Im Nonett der pseudoskalaren Mesonen (Abbildung 2.2) stehen die beiden η -Grundzustände gemeinsam mit dem π^0 in der Mitte, dieses hat jedoch im Gegensatz zu den beiden einen Isospin von 1. Im Vergleich zum π^0 gestaltet sich die Angabe des Quark-Inhalts der beiden Grundzustände jedoch komplexer [Oli14e]:

Für die Überlagerung aus u -, d - und s -Quarkonia existieren zwei Wellenfunktionen

Abbildung 2.2.: Nonett der pseudoskalaren Mesonen mit $J^{PC} = 0^{-+}$

als Eigenzustände der starken Wechselwirkung:

$$\Psi_8 = \frac{1}{\sqrt{6}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2 \cdot |s\bar{s}\rangle) \quad (2.3)$$

$$\Psi_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle) \quad (2.4)$$

Hierbei beschreibt Ψ_8 einen Zustand im SU(3)-Oktett und Ψ_1 einen Zustand im SU(3)-Singlett. Diese Zustände mischen nun aufgrund der im Vergleich zu c und b relativ geringen Massendifferenz zwischen u , d und s zu den beobachteten Mesonen:

$$\begin{pmatrix} \Psi(\eta) \\ \Psi(\eta') \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\vartheta) & -\sin(\vartheta) \\ \sin(\vartheta) & \cos(\vartheta) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Psi_8 \\ \Psi_1 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Der Nonett-Mischungswinkel ϑ ist modellabhängig und wird mit $\vartheta = -11,5^\circ$ oder $\vartheta = -24,6^\circ$ [Oli14e] angegeben. Daraus folgt, dass das η im Wesentlichen durch Ψ_8 und das η' durch Ψ_1 dominiert wird. Der größere Beitrag des Strange-Quarks im η' schlägt sich auch in der Masse nieder: Das η hat eine invariante Masse von $m_\eta = (547,862 \pm 0,017) \frac{\text{MeV}}{c^2}$, das η' dagegen $m_{\eta'} = (957,78 \pm 0,06) \frac{\text{MeV}}{c^2}$ [Oli14e, Oli14a].

Zu beiden vorgestellten Grundzuständen sollte es je einen Zustand erster radieller Anregung geben. Tatsächlich wurden in verschiedenen Experimenten jedoch drei Zustände mit $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+})$ im Bereich zwischen $1,2 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ und $1,5 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ gefunden: Das $\eta(1295)$ mit $m_{\eta(1295)} = (1294 \pm 4) \frac{\text{MeV}}{c^2}$, das $\eta(1405)$ mit $m_{\eta(1405)} = (1408,8 \pm 1,8) \frac{\text{MeV}}{c^2}$ und das $\eta(1475)$ mit $m_{\eta(1475)} = (1476 \pm 4) \frac{\text{MeV}}{c^2}$ [Oli14a]. Da offensichtlich ein überzähliger Zustand vorliegt, besteht der Verdacht, dass es sich bei

einem der drei um ein exotisches Teilchen handeln könnte. Die bisherigen Nachweise für die drei Teilchen werden im Folgenden kurz vorgestellt:

Das $\eta(1295)$ wurde in vier π^-p -Experimenten sowie in $p\bar{p}$ -Annihilationen und radiativen $J/\Psi(1S)$ -Zerfällen beobachtet. DM2 hat einen Zustand mit $J^{PC} = 0^{-+}$ und der passenden Masse in seinen Daten gefunden [Oli14d], auch BaBar meldet eine Evidenz für eine Resonanz in diesen Massenbereich, sowohl bei DM2 als auch bei BaBar zerfällt diese in $\eta\pi\pi$. Nichtsdestotrotz ist die Datenlage beim $\eta(1295)$ schlechter als bei den anderen beiden Teilchen und verschiedene Autoren haben Zweifel an seiner Existenz [Oli14d].

Die ersten Hinweise auf das $\eta(1405)$ und das $\eta(1475)$ wurden im Jahr 1967 publiziert, damals konnten die beiden Resonanzen jedoch noch nicht voneinander getrennt werden, so dass der Zustand zunächst als $\eta(1440)$ bezeichnet wurde. Das $\eta(1440)$ wird in den aktuellen Listen der bekannten Teilchen jedoch nicht mehr aufgeführt [Oli14a]. Beobachtet wurde das $\eta(1440)$ ebenfalls in $p\bar{p}$ -Annihilationen, radiativen $J/\Psi(1S)$ -Zerfällen sowie zusätzlich über den Endzustand $\gamma\rho$ [Oli14e, Oli14d].

Das $\eta(1405)$ zerfällt im Wesentlichen über $a_0(980)\pi$, das $\eta(1475)$ über $K^*(892)\bar{K}$ [Oli14a]. Beide wurden im Wesentlichen in drei verschiedenen Produktionsmechanismen nachgewiesen: π^-p -Streuung, radiative $J/\Psi(1S)$ -Zerfälle und $p\bar{p}$ -Annihilationen. Das MARK III-Experiment hat im Jahr 1992 die Beobachtung des $\eta(1405)$ in $\eta\pi^+\pi^-$ veröffentlicht, DM2 hat entsprechende Hinweise bereits zwei Jahre vorher publiziert. Während das $\eta(1475)$ auch bei L3 und BaBar beobachtet wurde, konnten diese Experimente die Existenz des $\eta(1405)$ nicht verifizieren. Das L3-Experiment hat $\gamma\gamma$ -Kollisionen untersucht, während BaBar e^+e^- -Annihilationen analysiert hat. Beide Prozesse haben die Gemeinsamkeit, dass sie relativ gluonenarm sind, während die Prozesse, in denen das $\eta(1405)$ beobachtet wurde, gluonenreich sind. Dies begründet den Verdacht, dass es sich beim $\eta(1405)$ um einen Glueball handelt [Oli14e, Oli14d].

Wird die Existenz des $\eta(1295)$ vorausgesetzt, so kann dieses als angeregter Zustand des η interpretiert werden, das $\eta(1475)$ stellt in diesem Modell die erste Anregung des η' dar. Das $\eta(1405)$ ist in diesem Fall überzählig und darauf begründet sich die bereits erläuterte Vermutung, dass es sich um einen Glueball handle. Sollte das $\eta(1295)$ dagegen nicht existieren, so würde das $\eta(1405)$ dessen Rolle als angeregter Zustand des η übernehmen und ein Glueball-Kandidat läge nicht mehr vor [Kle04].

Die theoretischen Erkenntnisse zu diesem Thema sind ebenfalls widersprüchlich: Laut verschiedenen Gitter-QCD-Rechnungen sind keine Gluebälle unterhalb einer Schwelle von $2 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ zu erwarten, somit schied das $\eta(1405)$ in diesem Modell als Glueball aus. Mit dem so genannten Fluxtube-Modell ist die Interpretation des $\eta(1405)$ als Glueball dagegen gut verträglich [Oli14d].

Allerdings existieren in dem betreffenden Massenbereich noch weitere Zustände, von denen die angeregten η -Zustände teilweise nur schwer zu unterscheiden sind: Die f_J -Mesonen sind ebenfalls eine Überlagerung aus Ψ_8 und Ψ_1 , bei ihnen beträgt jedoch die Bahndrehimpulsquantenzahl $\ell = 1$ und der Spin $s = 1$, was durch die parallele Ausrichtung der Spins begründet wird. Durch die Kopplung zwischen Spin- und Bahndrehimpuls kann der Gesamtspin J die Werte 0, 1 oder 2 annehmen. Daraus folgt auch, dass alle f_J -Mesonen positive C - und P -Parität besitzen [Oli14a,

[Oli14e].

Für den Vergleich mit den angeregten η -Zuständen ist insbesondere das $f_1(1285)$ interessant: Die Differenz der invarianten Masse von $m_{f_1(1285)} = (1281,9 \pm 0,5) \frac{\text{MeV}}{c^2}$ [Oli14a] zur Masse des $\eta(1295)$ ist geringer als die Breite der beteiligten Teilchen, so dass diese in einem Massenspektrum nicht voneinander getrennt werden können. Zur Analyse, ob die Messdaten durch das $f_1(1285)$, das $\eta(1295)$ oder eine Kombination aus beiden beschrieben werden können, ist in der Regel die Betrachtung der Zerfallswinkelverteilung im Rahmen einer Partialwellenanalyse (PWA) notwendig. Zur Anwendung der PWA ist jedoch ein hinreichend großer Datensatz und eine genaue mathematische Beschreibung der vorliegenden Reaktion erforderlich. Da ein für PWA ausreichender Datensatz für die in dieser Dissertation durchgeführte Analyse (siehe Kapitel 11) nicht vorliegt, wird die Methodik der PWA hier nicht näher erläutert, sondern auf die Literatur¹ zu diesem Thema verwiesen. Erschwerend kommt hinzu, dass die Photoproduktion – wie im folgenden Abschnitt ausgeführt – theoretisch bisher nur unvollständig verstanden ist und das Aufstellen des nötigen Formalismus daher mit großem Aufwand verbunden wäre.

2.5. Photoproduktion

Der Mechanismus der Photoproduktion selbst ist theoretisch noch nicht vollständig geklärt. Jedoch stimmen verschiedene Autoren in der Erkenntnis überein, dass zwei verschiedene Submechanismen zur Photoproduktion beitragen: Einerseits kann das Photon direkt mit dem Nukleon wechselwirken, wobei es absorbiert wird („s-Kanal“). Dieser Prozess wird wahrscheinlich durch die elektromagnetische Wechselwirkung vermittelt. Andererseits kann dem Photon auch – auf Basis virtueller Teilchen – ein Quark- und Gluon-Inhalt zugeschrieben werden („resolved photon“), welcher dann vermittelt durch die starke Wechselwirkung mit dem Nukleon interagieren kann („t-Kanal“) [Oli14b].

Der Begriff Photoproduktion entstammt der Anregung eines Nukleons durch ein Photon, wodurch eine angeregte N^* - oder Δ^* -Resonanz entsteht. Diese zerfällt auf einer Zeitskala von etwa 10^{-24} s in ein Nukleon und ein oder mehrere weitere Teilchen, am häufigsten sind dies Pionen. Folglich entspricht dies im Wesentlichen dem vorstehend vorgestellten s-Kanal-Prozess. In dieser Arbeit wird die Photoproduktion am Proton untersucht, wobei im Endzustand keine Neutronen detektiert werden können. Die Reaktion hat somit folgende, grundlegende Form [Oli14c, Oli14a, Oli14b]:

$$\gamma p \rightarrow N^* \rightarrow p x \quad (2.6)$$

Aufgrund der Quantenzahlen des Photons von $J^{PC} = 1^{--}$ werden im t-Kanal dominant Vektormesonen erzeugt, eine angeregte Nukleon-Resonanz fehlt hier. Beispiele für die Reaktionen sind $\gamma p \rightarrow p \rho^0$ oder $\gamma p \rightarrow p \phi$ [Oli14a].

Auf Basis dieser Reaktionen können verschiedene Bereiche der Hadronenphysik untersucht werden: Zum einen kann der Fokus auf das angeregte Nukleon selbst

¹Siehe bspw. D. GRIFFITHS: *Introduction to quantum mechanics*, Second Edition, Pearson Education International, 2005 oder S. U. CHUNG: *Spin Formalisms*, <https://suchung.web.cern.ch/suchung/spinfm1.pdf>, 2014.

gelegt werden. Dies führt dann zur Baryonenspektroskopie, welche jedoch nicht das Thema dieser Arbeit ist. Zum anderen können die im Rahmen der Photoproduktion erzeugten Mesonen, in der vorstehenden Gleichung mit x bezeichnet, untersucht werden. In dieser Arbeit steht der Endzustand der Photoproduktion im Fokus, bei x handelt es sich hier um angeregte η -Mesonen und andere Mesonen mit ähnlicher Masse (siehe Abschnitt 2.4). Die angeregten Mesonen (z. B. $\eta(1295)$, $\eta(1405)$ oder $f_1(1285)$) zerfallen unter anderem in den η -Grundzustand und zwei Pionen [Oli14a], wobei der verwendete Detektor (siehe Kapitel 9) nur neutrale Pionen zuverlässig detektieren kann. Die Eigenschaften des eventuell zwischenzeitlich bestehenden, angeregten Nukleons sind für die Analyse nicht relevant. Daher wird effektiv folgende Photoproduktionsreaktion betrachtet:

$$\gamma p \rightarrow p \eta^* \rightarrow p \eta \pi^0 \pi^0 \quad (2.7)$$

Bei den η -Mesonen handelt es sich um Pseudoskalarmesonen (siehe Abschnitt 2.4), insofern sollten sie vornehmlich im s-Kanal produziert werden. Jedoch deutet die in der Analyse gewonnene Winkelverteilung (siehe Kapitel 10) an, dass auch bei der untersuchten Reaktion bei höheren Energien t-Kanal-Prozesse beitragen. Eine definitive Klärung wäre jedoch nur mit Hilfe der PWA möglich. Da diese hier, wie bereits erläutert, nicht durchgeführt wird, wird in der Analyse nicht zwischen s- und t-Kanal unterschieden.

Der Zerfall der angeregten Nukleon- und η -Resonanzen ist klar als Prozess der starken Wechselwirkung zu identifizieren. Dafür sprechen einerseits die kurzen Lebensdauern der Teilchen und andererseits die Tatsache, dass nur Quarkonia erzeugt werden und somit Isospin, Strangeness usw. erhalten sind [Oli14c, Oli14e, Oli14a, Oli14b].

3. Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment

3.1. Überblick und Physikalische Zielsetzung

Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment wird Teil des zukünftigen Beschleunigerzentrums *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR) in Darmstadt werden, mit der das bestehende *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung* (GSI) zu einem Forschungszentrum auf aktuellem, internationalem Niveau ausgebaut werden soll. Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment wird dabei am *High Energy Storage Ring* (HESR) aufgebaut, der einen gekühlten Antiprotonenstrahl in einem Impulsbereich von $1,5 \frac{\text{GeV}}{c}$ bis $15 \frac{\text{GeV}}{c}$ zur Verfügung stellen wird [Ern08]. Träger des Experimentes ist die $\overline{\text{PANDA}}$ -Kollaboration¹, ein Zusammenschluss von über 500 Wissenschaftlern aus 17 Ländern.

Das Physikprogramm von $\overline{\text{PANDA}}$ ist vielfältig und profitiert von der Tatsache, dass die direkte $\overline{p}p$ -Annihilation ein gluonenreicher Prozess ist und Resonanzen mit allen nicht-exotischen Quantenzahlen direkt in Formation erzeugt werden können sowie in Produktion auch Resonanzen mit exotischen Quantenzahlen. Im Gegensatz dazu sind diese beispielsweise bei einer e^+e^- -Annihilation durch das virtuelle Photon auf $J^{PC} = 1^{--}$ festgelegt.

Folgende Bereiche sind bei $\overline{\text{PANDA}}$ von besonderem Interesse [Ern09a]:

- Hadronenspektroskopie im Bereich der Charm-Quarks: Aufgrund der zur Verfügung stehenden Energie werden bei $\overline{\text{PANDA}}$ täglich tausende $c\bar{c}$ -Paare erzeugt werden. Die Massen, Breiten und Quantenzahlen dieser Zustände, sowohl oberhalb als auch unterhalb der Open-Charm-Schwelle, sollen mit hoher Präzision vermessen werden.
- Zudem wird $\overline{\text{PANDA}}$ nach exotischen Zuständen wie Gluebällen, Multiquark-Zuständen und Hybriden suchen und Erkenntnisse zu den noch weitgehend unverstandenen XYZ -Zuständen beitragen. Die Erzeugung solcher Zustände ist durch den Gluonenreichtum der $\overline{p}p$ -Annihilation bei $\overline{\text{PANDA}}$ stark begünstigt.
- Mit Hilfe der Baryonenspektroskopie soll geklärt werden, warum die theoretischen Vorhersagen und der beobachtete Spektrum bisher schwer in Einklang zu bringen sind. Hierzu werden insbesondere Baryonen mit Strange- und Charm-Quarks untersucht, zudem werden möglicherweise hybride Baryonen gefunden.
- Die Untersuchung von Hadronen in Kernmaterie wird neue Erkenntnisse über den Ursprung der Masse der Hadronen liefern, denn diese Masse stammt nur zu einem kleinen Teil von den Quarks aus denen sie bestehen. Den Quarks selbst

¹<https://panda.gsi.de/>

wird ihre Masse durch den Higgs-Mechanismus verliehen, die Masse der Hadronen wird dagegen nach aktuellem Kenntnisstand von der Bindungsenergie dominiert.

- Mit Hilfe von Antiprotonen ist die Erzeugung von Hyperkernen möglich: Hierbei werden in einem Atomkern ein oder mehrere Neutronen durch ein Hyperon, welches ein Strange-Quark enthält (z. B. $\Lambda = |uds\rangle$), ersetzt. Dies ermöglicht neue Erkenntnisse über die Struktur von Atomkernen und die Wechselwirkungen zwischen seinen Bausteinen.
- Untersuchung des nichtperturbativen Bereiches der Quantenchromodynamik (QCD), insbesondere in Bezug auf Spin-Freiheitsgrade. Hierzu können unter anderem die Eigenschaften der hadronischen Bindung am Beispiel von Hyperon-Paaren vermessen werden, insbesondere durch Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte und der Spin-Observablen.
- Durch die Messung der Formfaktoren von Hadronen können theoretische Vorhersagen zur Struktur der Nukleonen überprüft werden.
- In einer späteren Phase des $\overline{\text{PANDA}}$ -Experimentes können auch Vorhersagen zur CP-Verletzung beim Zerfall von Hyperonen überprüft und so die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung getestet werden.

3.2. FAIR-Beschleunigeranlage

Durch die Errichtung von FAIR wird die im Jahr 1969 gegründete GSI deutlich erweitert und mit modernster Beschleunigertechnologie ausgestattet. Der neue Beschleunigerkomplex wird jedoch nicht nur der Forschung mit Antiprotonen dienen, denn FAIR hat insgesamt vier Säulen aus verschiedenen Teilgebieten der Physik [Fac08]:

- Einen Pfeiler bildet das bereits vorgestellte $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment, dass durch den Beschleuniger und HESR mit Antiprotonen versorgt werden wird.
- Die Experimentgruppe APPA (*A*tomic, *P*lasma *P*hysics and *A*pplications) besteht aus mehreren Einzelprojekten, die sich verschiedenen Fragestellungen aus dem Bereich der Atomphysik, Plasmaphysik sowie deren Anwendungen insbesondere im medizinischen Bereich widmen. Zu diesem Pfeiler gehören die Projekte BIOMAT (*B*iology and *M*aterial Science), FLAIR (*F*acility for *L*ow-Energy *A*ntiproton and *H*avy *I*on *R*esearch), HEDgeHOB (*H*igh *E*nergy *D*ensity Matter *g*enerated by *H*eavy *I*on *B*eams), SPARC (*S*tored *P*articles *A*tomic *R*esearch *C*ollaboration) und WDM (*W*arm *D*ense *M*atter).
- NUSTAR (*N*uclear *S*tructure, *A*strophysics and *R*eactions) bildet den dritten Pfeiler und besteht aus derzeit neun Einzelprojekten, die Untersuchungen mit Radionuklid-Strahlen planen und dazu eine gemeinsame Infrastruktur um den Super-FRS-Magneten (*S*uperconducting *F*ragment *S*eparator) aufbauen.

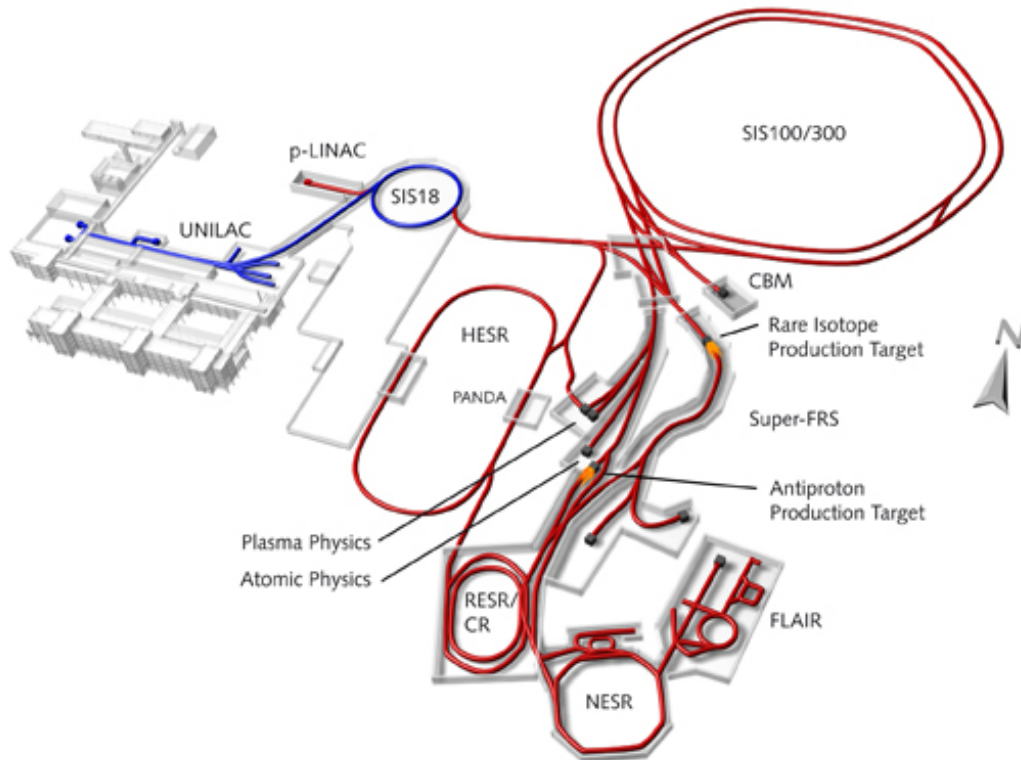


Abbildung 3.1.: Übersicht der bestehenden (blau) und zukünftigen (rot) Beschleuniger von GSI und FAIR sowie einige der zukünftigen FAIR-Experimente [Fac08].

- Das CBM-Experiment (*Compressed Baryonic Matter*) bildet den vierten Pfeiler und untersucht die Quantenchromodynamik im Bereich hoher Baryondichten, welche durch hochenergetische Kern-Kern-Kollisionen erzeugt werden.

Um mit dem Beginn der Datennahme nicht bis zur Fertigstellung aller Beschleuniger warten zu müssen, wurde im Jahr 2009 die sogenannte „modularisierte Startversion“ (MSV) vorgestellt, gemäß der die zu errichtenden Gebäude und Anlagen in sechs Module aufgeteilt werden [FG09]. $\bar{\text{PANDA}}$ und die zugehörigen Gebäude wurden dabei in Modul 3 eingruppiert, welches zusammen mit den Modulen 0 bis 2 im ersten Bauabschnitt errichtet werden soll. In dieser Konfiguration wird das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment aber noch nicht die maximal mögliche Luminosität erreichen. Dies wird erst nach Errichtung des Modules 5 mit dem Akkumulatorring RESR und dem Kollektorring CR der Fall sein. Der Beschleuniger HESR, an dem $\bar{\text{PANDA}}$ steht und der als Teil von Modul 3 errichtet wird, wird zwei verschiedene Betriebsmodi bieten. In der Endausbaustufe wird der eine Modus eine mittlere Luminosität von $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ zur Verfügung stellen bei einer Impulsunschärfe von $\Delta p \cdot p^{-1} = 10^{-4}$. Der andere Modus liefert eine mittlere Luminosität von $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei einer Impulsunschärfe von $\Delta p \cdot p^{-1} = 10^{-5}$. Die hohe Genauigkeit bei der Einstellung des Strahlimpulses wird durch eine Kombination von stochastischer Kühlung und Elektronenkühlung erzielt. Letztere steht jedoch nur bei Strahlimpulsen unterhalb von

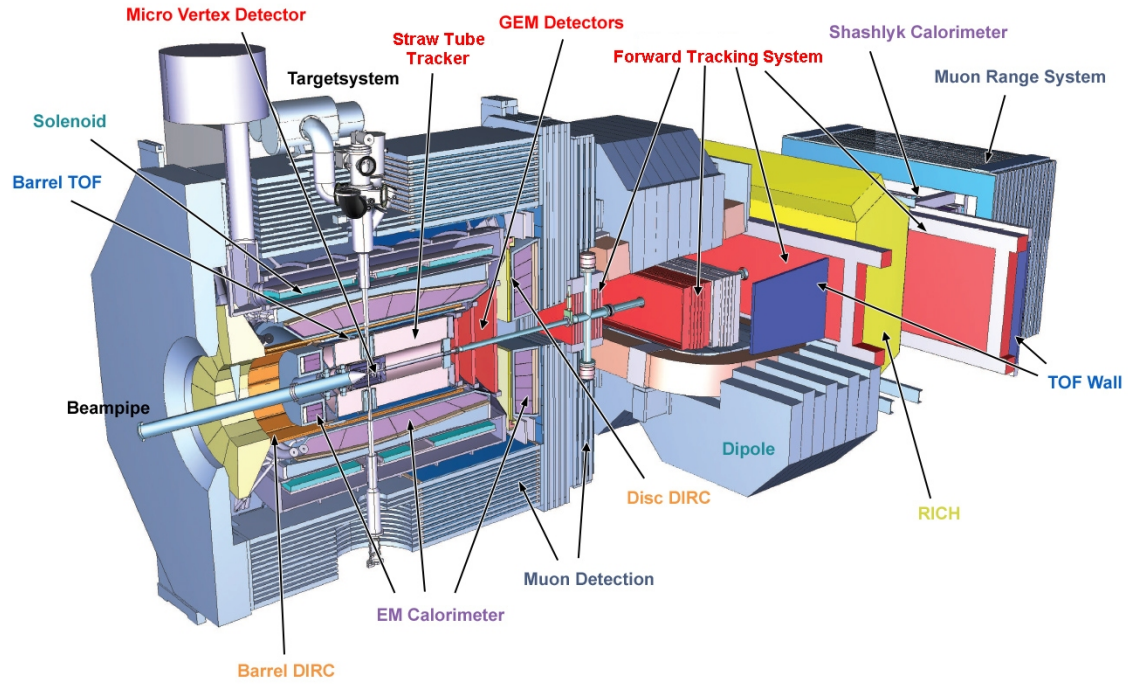


Abbildung 3.2.: Übersicht über die Komponenten des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors [PAN15b]

$9 \frac{\text{GeV}}{c}$ zur Verfügung, so dass bei Impulsen oberhalb dieser Schwelle nur der andere Betriebsmodus mit der größeren Impulsprofilbreite nutzbar ist [Ern09a].

3.3. Der $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor

3.3.1. Überblick

$\overline{\text{PANDA}}$ ist ein Fixed-Target-Experiment, der Antiprotonenstrahl trifft also auf nahezu ruhende Protonen. Somit gilt für die Schwerpunktsenergie, die zur Bildung neuer Teilchen zur Verfügung steht: $E_{\text{cm}} = \sqrt{s} = \sqrt{2E_{\text{Strahl}} \cdot m_p \cdot c^2 + 2m_p^2 \cdot c^4}$.

Abbildung 3.2 zeigt eine Übersicht des Detektors. Zum Erreichen der im Physikprogramm (siehe Abschnitt 3.1) begründeten Anforderungen, waren dies wesentliche Entwicklungsziele:

- Hohe Energieauflösung, insbesondere zur Trennung von Elektronen/Positronen und Pionen bei hohen Energien ($\frac{\sigma_E}{E} \leq 1\%$)
- Hohe Winkelauflösung sowohl für Photonen, neutrale Mesonen (π^0 , η , K^0 , J/Ψ , ...) als auch für geladene Teilchen ($\pi^\pm$, $K^\pm$, $D^\pm$, ...)
- Nahezu Abdeckung des gesamten Raumwinkels
- Gute Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation, insbesondere Pion-Kaon-Separation
- Verarbeitung von bis zu $2 \cdot 10^7$ Ereignissen pro Sekunde

Da $\bar{\text{PANDA}}$, wie bereits erwähnt, ein Fixed-Target-Experiment ist, haben die Reaktionsprodukte einen *Boost* in Vorwärtsrichtung. Daher ist der $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor in zwei Hauptbestandteile aufgeteilt: Das Target-Spektrometer ist zylinderförmig um den Interaktionspunkt herum aufgebaut, also rotationssymmetrisch konstruiert. Das Vorwärts-Spektrometer steht in Strahlrichtung hinter dem Target-Spektrometer und dient der Messung der Teilchen, die (im Laborsystem) unter einem so kleinen Winkel zur Strahlachse emittiert werden, dass sie vom Target-Spektrometer gar nicht oder nicht mit ausreichender Messgenauigkeit erfasst werden können. Die einzelnen Bestandteile des $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors werden im Folgenden näher erläutert:

3.3.2. Das Target-Spektrometer

Das Target selbst stellt die Protonen bereit, die am Interaktionspunkt mit den Antiprotonen des HESR-Strahls kollidieren. Hierbei stehen zwei verschiedene Konzepte zur Auswahl: Beim so genannten Pellet-Target werden gefrorene Wasserstoff-Kugeln mit Durchmessern im Bereich von $25\text{ }\mu\text{m}$ bis $40\text{ }\mu\text{m}$ verwendet, welche dann mit einer Rate von 10^4 Kugeln pro Sekunde durch den Strahl fallen. Der Vorteil dieser Lösung ist, dass durch optische Verfolgung der Pellets der Ort der initialen Teilchenkollision sehr präzise bestimmt werden kann.

Das andere Konzept ist das Cluster-Jet-Target: Gekühlter Wasserstoff tritt aus einer Düse von wenigen Mikrometern Durchmesser aus und breitet sich im Vakuum aus, wobei die Gasteilchen Überschallgeschwindigkeit erreichen. Bei richtiger Wahl von Druck und Temperatur kondensiert das Gas zu Nanopartikeln mit 10^3 bis 10^5 Wasserstoff-Atomen pro Partikel. Der Vorteil des Cluster-Jet-Targets ist die homogene Verteilung und die geringe Aufheizung des Strahls.

Die Wechselwirkungsregion zwischen Strahl und Target wird vom Mikrovertex-detektor (MVD) umschlossen. Der MVD besteht aus Silizium-Pixel- und Silizium-Streifen-Detektoren, wobei bei der Auswahl des Materials auf eine besondere Strahlenhärte geachtet wurde. Der MVD ist dabei zylinderförmig aufgebaut: Vier Detektorlagen sind rotationssymmetrisch um die Strahlachse angeordnet und acht Lagen stehen in Vorwärtsrichtung senkrecht zur Strahlachse [Ern11].

An den MVD schließt sich im Fassbereich der Straw-Tube-Tracker (STT) an. Dieser besteht aus mit einem Kohlenstoffdioxid-Argon-Gemisch gefüllten Mylar-Röhren mit einem Durchmesser von 10 mm . In diesen Röhren ist ein Draht gespannt, der Hochspannung führt. Wenn nun das Gasgemisch von einem Teilchen durchquert und dabei ionisiert wird, beschleunigt das durch die Hochspannung erzeugte elektrische Feld Elektron und Ion in entgegengesetzte Richtungen, wobei das Elektron soweit beschleunigt wird, dass es weitere Atome ionisieren kann. Durch den so einsetzenden Lawineneffekt entsteht ein messbares Signal. Der STT wird eine Auflösung von 3 mm in Strahlrichtung und $150\text{ }\mu\text{m}$ senkrecht zur Strahlachse haben. In Vorwärtsrichtung nehmen die Aufgabe des STT mehrlagige *Gaseous Electron Multiplier* (GEM) wahr, da sie wesentlich höhere Ereignisraten verarbeiten können als ein STT. Beide Detektoren müssen über eine exzellente Impulsauflösung verfügen, da sie unter anderem für die Messung der Vertizes von Teilchen, die außerhalb des MVD zerfallen, zuständig sind. Dies trifft beispielsweise auf K_s^0 -Mesonen oder Λ -Baryonen zu [Ern09b].

Zur Teilchenidentifikation (insbesondere zur Trennung von Pionen und Kaonen)

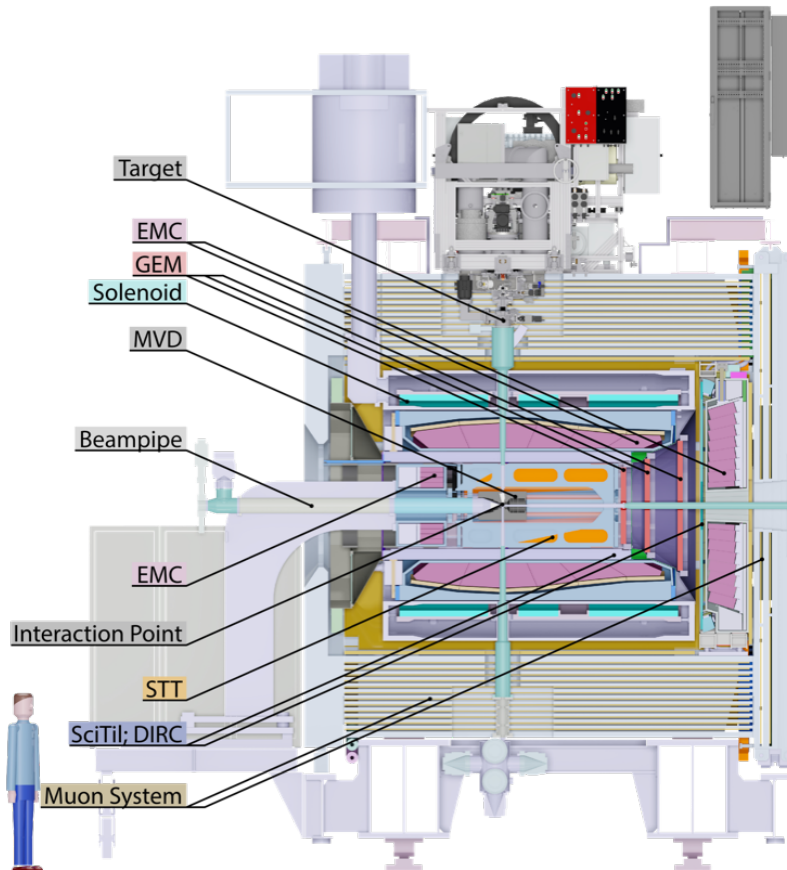


Abbildung 3.3.: Das Target-Spektrometer des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors [PAN15b]

wird die Čerenkov-Strahlung ausgenutzt: Der DIRC-Detektor (*Detection of Internally Reflected Čerenkov Light*) besteht aus einem Quarz-Radiator und der dazugehörigen Ausseelektronik. Teilchen, deren Geschwindigkeit größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in Quarz (lokale Überlichtgeschwindigkeit) emittieren charakteristisches Licht, die Čerenkov-Strahlung. Diese wird innerhalb der Quarz-Platten durch Totalreflexion zu den Photodetektoren am Rand geleitet. Aus dem Ort der Detektion des Photons kann dabei der Emissionswinkel bestimmt werden. Auf diese Weise können die Teilchen mit einem Impuls oberhalb von $1 \frac{\text{GeV}}{c}$ identifiziert werden. Bei Impulsen unter diesem Wert erfolgt die Bestimmung der Teilchenart durch die Bestimmung des Energieverlustes im MVD bzw. STT in Kombination mit den Daten des Kalorimeters und durch die Messung der Flugzeit (*Time of Flight*, TOF). Hierzu gibt es im Fassbereich zusätzliche Szintillatorplatten, welche eine Zeitauflösung von 50 ps haben [PAN15a]. Der DIRC-Detektor besteht aus zwei Teilen: Der „Barrel DIRC“ misst Teilchen, die unter großem Winkel zur Strahlachse emittiert werden, während der „Disc DIRC“ Teilchen in Vorwärtsrichtung detektiert.

Danach folgt das elektromagnetische Kalorimeter (EMC), welches die Energie der einfallenden Teilchen misst, wobei Myonen und Hadronen in der Regel nur einen Teil ihrer Energie deponieren. Ähnlich wie die bereits beschriebenen Detektoren folgt das EMC dem Zylinderprinzip: Es besteht aus einem so genannten Fass parallel zur Strahlachse und zwei Endkappen senkrecht zu dieser. Da diese Dissertation im

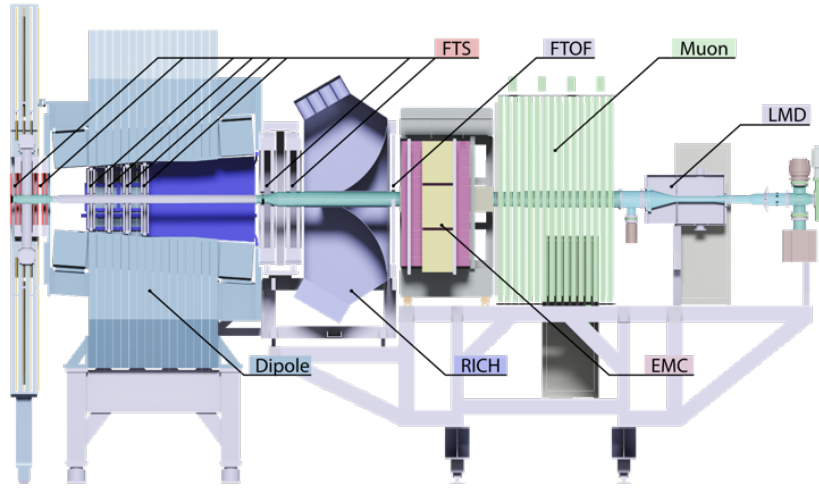


Abbildung 3.4.: Das Vorwärts-Spektrometer des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors [PAN15b]

Rahmen der Arbeit an der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters entstanden ist, wird dieses in Abschnitt 3.3.4 näher erläutert.

Das Target-Spektrometer wird durch die Solenoid-Spule mit instrumentiertem Eisenjoch (Myonendetektoren) abgeschlossen. Die Spule ist supraleitend und erzeugt innerhalb des Target-Spektrometers ein homogenes Magnetfeld mit einer Feldstärke von bis zu 2 T. Die Abweichungen betragen im Bereich des MVD und des STT unter 2 %. Das Eisenjoch besteht im Fass-Bereich aus 13 Lagen, wobei die Erste 6 cm und die Folgenden 3 cm dick sind. Zwischen den Lagen sind Aluminium-Driftkammern zur Erkennung geladener Teilchen eingebettet. In Vorwärtsrichtung sind, aufgrund des höheren Impulses, fünf zusätzliche Lagen nötig. Zweck des Systems ist die Erkennung von Myonen und die Unterscheidung von direkt in der Reaktion erzeugten Myonen von durch den Zerfall geladener Pionen entstandenen Myonen [Ern08].

3.3.3. Das Vorwärtsspektrometer

Das Vorwärtsspektrometer erfasst die Teilchen, die in der vertikalen Ebene in einem Winkel zwischen 0° und 5° und in der horizontalen Ebene zwischen 0° und 10° zur Strahlachse emittiert werden. Zentrales Element des Vorwärts-Spektrometers ist der Dipolmagnet mit einem Ablenkvermögen von 2 T m. Vor und hinter diesem normalleitenden Magneten (und evtl. auch innerhalb) sind Drahtkammern angebracht, so dass die Ablenkung geladener Teilchen durch das Magnetfeld gemessen und daraus der Impuls des Teilchens berechnet werden kann. Die Genauigkeit der Messung wird voraussichtlich $\Delta p \cdot p^{-1} = 0,2\%$ bei einem Impuls von $3 \frac{\text{GeV}}{c}$ betragen [Ern09b].

An den Magneten und die Drahtkammern schließt sich auch hier ein Čerenkov-Detektor an, in diesem Fall jedoch ein RICH (*Ring-imaging Čerenkov detector*). Hier kommen jedoch andere Radioatoren zum Einsatz als im Target-Spektrometer: Im RICH werden Silica-Aerogel und Graphitflourid verwendet. Der RICH wird jedoch voraussichtlich nicht zum Start des $\overline{\text{PANDA}}$ -Experimentes verfügbar sein, sondern später nachgerüstet. Zur Flugzeitmessung kommen Wände aus Plastik-

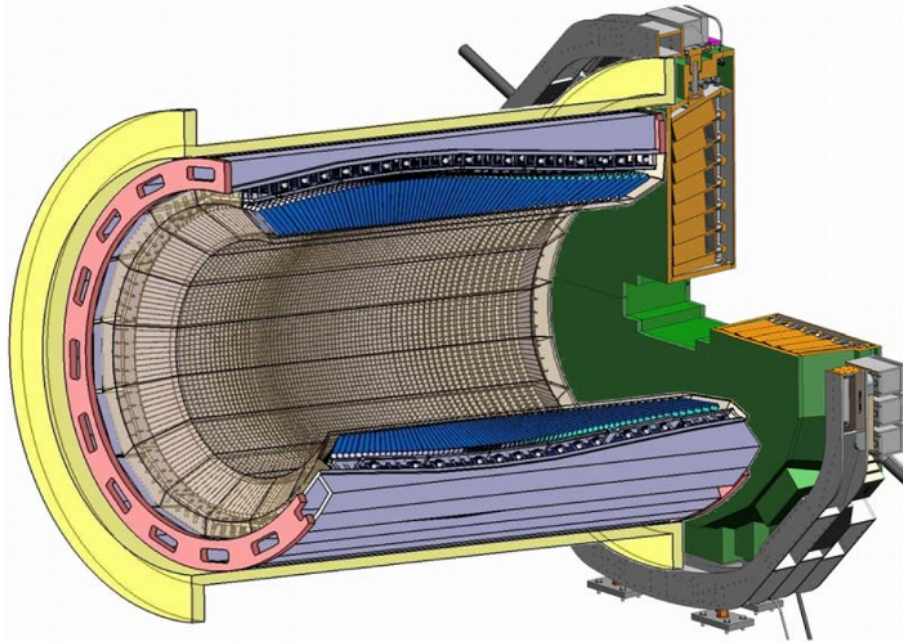


Abbildung 3.5.: CAD-Zeichnung des EMC mit „aufgeschnittenem“ Fass und ausgeblendeter Rückwärts-Endkappe [Alb15]

Szintillatoren zum Einsatz, diese befinden sich sowohl innerhalb als auch hinter dem Dipolmagneten [Ern09b].

Im Vorwärts-Spektrometer gibt es ebenfalls ein Kalorimeter, dass jedoch ein anderes Aufbauprinzip als das in Abschnitt 3.3.4 vorgestellte Kalorimeter des Target-Spektrometers benutzt: Hier handelt es sich um ein so genanntes Schaschlik-Kalorimeter: Es werden abwechselnd Platten aus Szintillator-Material und Blei-Absorber aufgebaut. Das Szintillationslicht wird dann durch wellenlängenschiebende Lichtleitfasern zu den Photodetektoren geleitet. Abgeschlossen wird durch Vorwärtsspektrometer durch einen Myonen-Detektor [Ern09b].

Um Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse absolut angeben zu können, muss die integrierte Luminosität während der Aufzeichnung des verwendeten Datensatzes bekannt sein. Hierzu dient der letzte Subdetektor von $\bar{P}$ ANDA, der Luminositätsmonitor. Die hierzu betrachtete Referenz-Reaktion ist die elastische Antiproton-Proton-Streuung. Der Luminositätsmonitor misst den Winkel der einfallenden Antiprotonen zur Strahlachse 10 m hinter dem Interaktionspunkt [Ern11].

3.3.4. Das elektromagnetische Kalorimeter

Die Aufgabe des elektromagnetischen Kalorimeters (EMC) ist die Messung der Energie der Reaktionsprodukte der $\bar{p}p$ -Kollisionen, wobei nicht alle Teilchen ihre gesamte Energie im EMC deponieren. Dazu ist es mit Szintillator-Kristallen ausgestattet, die die einfallenden Teilchen abbremsen und deren Energie teilweise in Licht im optischen Bereich umwandeln, wobei die Lichtmenge proportional zur deponierten Energiemenge ist. Als Szintillatormaterial kommt beim Kalorimeter im Target-Spektrometer Bleiwolframat (PbWO_4) zum Einsatz. Dieses Material wurde bereits

Tabelle 3.1.: Eigenschaften der Bleiwolframat-Kristalle für das EMC [Ern08]

Dichte	ϱ	$8,28 \text{ g cm}^{-3}$
Strahlungslänge	X_0	$0,89 \text{ cm}$
Molière-Radius	R_M	$2,00 \text{ cm}$
Abklingzeit	τ_{decay}	$6,5 \text{ ns}$
Emissions-Wellenlänge	λ_{max}	420 nm
Relative Lichtausbeute (vergl. mit NaI)	LY	$0,6\% (T = 20^\circ\text{C})$ $2,5\% (T = -25^\circ\text{C})$
Energieverlust minimalion. Teilchen	dE/dx	$10,2 \text{ MeV cm}^{-1}$
Temperaturabh. der Lichtausbeute	dLY/dT	$-3,0 \text{ \% }^\circ\text{C}^{-1} (T = 20^\circ\text{C})$

für das Kalorimeter des CMS-Experimentes am *Large Hadron Collider* (LHC) des Europäischen Kernforschungszentrums CERN verwendet. Das dort verwendete Material erfüllte bereits alle Anforderungen für $\bar{\text{PANDA}}$, mit Ausnahme der Lichtausbeute. Diese konnte jedoch durch Optimierungen bei der Dotierung und durch Änderung der Betriebstemperatur (s. u.) erhöht werden.

PbWO_4 zeichnet sich durch eine vergleichsweise schnelle Abklingzeit von $6,5 \text{ ns}$ aus, wodurch das Kalorimeter hohe Ereignisraten verarbeiten kann. Dies ist bei $\bar{\text{PANDA}}$ unabdingbar, um Pile-Up von Ereignissen zu minimieren [Ern08]. Ein Nachteil von PbWO_4 bleibt die niedrige Lichtausbeute, auch wenn diese bereits optimiert wurde. Aus diesem Grund wird das EMC bei einer Temperatur von -25°C betrieben, was die Lichtausbeute im Vergleich zum Betrieb bei Raumtemperatur um etwa den Faktor 4 erhöht. Allerdings beträgt die Lichtausbeute auch bei -25°C nur etwa $2,5\%$ der Ausbeute von Natriumiodid bei derselben Temperatur. Natriumiodid scheidet jedoch aufgrund seiner anderen Eigenschaften (Abklingzeit, Hygroskopie) als Szintillator für $\bar{\text{PANDA}}$ aus [Ern08]. Abbildung 3.5 zeigt eine Übersichtszeichnung des EMC, wobei die Rückwärts-Endkappe ausgeblendet ist.

Die Kristalle der Vorwärtsendkappe haben die Form eines Pyramidenstumpfes und eine Länge von 20 cm , was etwa 22 Strahlungslängen entspricht. Die Frontfläche, die in Richtung des Interaktionspunktes zeigt, hat eine Fläche von $24,4 \text{ mm} \times 24,4 \text{ mm}$ (vgl. Molière-Radius in Tabelle 3.1), die Rückseite ist $26 \text{ mm} \times 26 \text{ mm}$ groß. Die Kristalle werden in Gruppen zu je 16 in so genannten Alveolen aus Kohlefaserverbundstoff gelagert und über dort eingeklebte „Interfaces“ mit der Haltestruktur („Backplate“) verbunden. Die Kristalle werden dabei so ausgerichtet, dass die Achsen aller Kristalle an einem Punkt 950 mm vor dem Interaktionspunkt zusammenlaufen. Auf diese Weise wird verhindert, dass es eine gerade Linie vom Interaktionspunkt durch das Strukturmaterial zwischen den Kristallen gibt. Folglich kann kein Photon, das dort entsteht, das Kalorimeter passieren ohne auch Szintillatormaterial zu durchqueren und dort ein Signal zu erzeugen.

Die angestrebte Energieauflösung für das EMC beträgt im Energiebereich von 5 MeV bis 15 GeV [Ern08]:

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

Das durch Szintillation erzeugte Licht wird durch Photodetektoren, die auf die

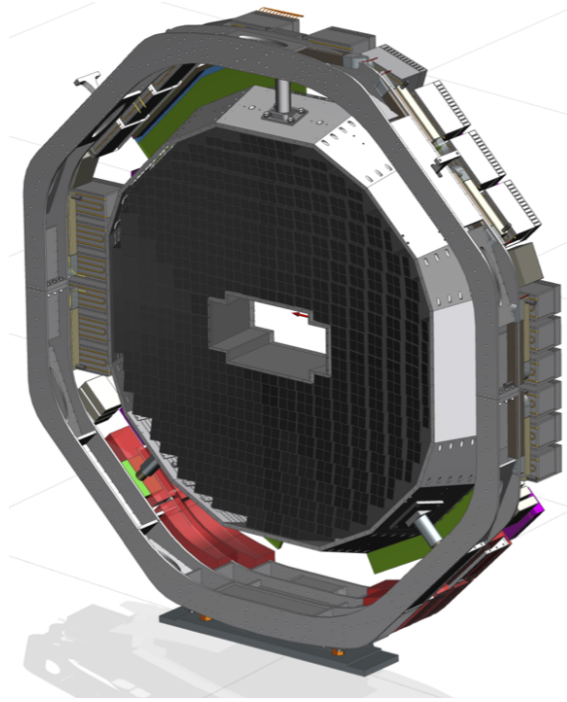


Abbildung 3.6.: CAD-Zeichnung des aktuellen Planungsstandes für die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters [PAN15b]

Rückseite der Kristalle aufgeklebt werden, in ein elektrisches Signal umgewandelt. Hierzu kommen bei der Vorwärtsendkappe zwei verschiedene Typen zum Einsatz: Im inneren Bereich werden Vakuum-Phototetroden (VPTT) verwendet, im äußeren Bereich *Large Area Avalanche Photo Diodes* (LAAPD, in der Regel kurz APD).

Bei einer VPTT handelt es sich um einen kleinen Photomultiplier (Sekundärelektronenvervielfacher) mit lediglich zwei Dynodenstufen. Die Verstärkung einer VPTT, wie sie in $\bar{\text{PANDA}}$ eingesetzt wird, beträgt durchschnittlich 53, der genaue Wert ist jedoch relativ schwach von der Betriebsspannung abhängig. VPTTs sind strahlenhart und können hohe Ereignisraten verarbeiten, wodurch sie für den Einsatz im inneren Bereich der Vorwärtsendkappe geeignet sind. Durch den *Boost* der Reaktionsprodukte (vgl. Abschnitt 3.3.1) nehmen die Ereignisraten mit zunehmendem Winkel zur Strahlachse ab [Ern08]. Ein Nachteil der VPTTs ist die Abhängigkeit der Verstärkung vom äußeren Magnetfeld, das die Bahnen der Elektronen in der Vakuumröhre krümmt. Im Vergleich zum Betrieb im Labor wird die Verstärkung der VPTT im Magnetfeld des $\bar{\text{PANDA}}$ -Solenoiden etwa halbiert.

Die APDs hingegen sind ein Halbleiter-Detektor und somit unabhängig vom äußeren Magnetfeld. Die Verstärkung beruht hier auf dem Lawineneffekt: Ein durch das einfallende Teilchen freigesetztes Elektron wird durch die an die APD angelegte Spannung beschleunigt, so dass es weitere Elektron-Loch-Paare erzeugt, was schlussendlich zu einem messbaren Signal führt. Aufgrund dessen kann die Verstärkung der APD durch die angelegte Spannung über mehrere Größenordnungen beeinflusst werden; bei $\bar{\text{PANDA}}$ wird mit einem Verstärkungsfaktor von 200 geplant. APDs haben den Nachteil, dass ionisierende Strahlung die Halbleiterstrukturen beschädigt

und auch die Spannungs-Verstärkungs-Korrelation dadurch über die Zeit verschoben wird, zudem steigt der Dunkelstrom. Aus diesem Grund werden APDs nur im äußeren Bereich der Vorwärtsendkappe eingesetzt, wo die zu erwartende Dosis niedrig genug ist, um die APDs über die geplante Lebensdauer des Detektors von 10 Jahren nicht zu gefährden [Ern08].

An einem Kristall werden folglich entweder eine VPTT oder zwei APDs angebracht, denn APDs sind kleiner und bei der Verwendung von zwei Stück an einem Kristall wird eine in etwa gleich große sensitive Fläche wie bei VPTTs erreicht. Direkt hinter dem Photodetektor wird ein spezifisch für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Kalorimeter entwickelter Vorverstärker angebracht, denn die Signale der Photodetektoren selbst sind zu klein und zu lang, um den mehrere Meter langen Kabelweg zur Ausleseelektronik zurückzulegen. Diese befindet sich außerhalb des gekühlten Volumens an der Haltestruktur der Endkappe [Ern08].

3.4. Der Endkappen-Prototyp „Proto192“

Um die Konzepte für Konstruktion, Montage und Betrieb sowie die Leistungsfähigkeit der Komponenten der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters zu verifizieren, wurde an der Ruhr-Universität ein Prototyp namens „Proto192“ gebaut. Eine Fotografie von dessen geöffneter Front ist in Abbildung 3.7a zu sehen. Der Proto192 besteht aus 216 Bleiwolframat-Kristallen und bildet den inneren Teil eines Kalorimeter-Quadranten direkt neben der inneren Aussparung der Endkappe, durch die später unter anderem das Strahlrohr verlaufen wird. Abbildung 3.7b zeigt die aus Aluminium gefertigte *Backplate* des Proto192, an der die Subunits mit den Kristallen befestigt werden, auf einem Holz-Modell der *Backplate* der finalen Endkappe. Die Halterung der Kristalle in einer 4×4 -*Subunit*, die Verkabelung und Auslese sowie der Betrieb bei -25°C entsprechen dabei soweit wie möglich den Planungen für die finale Endkappe, um möglichst realistische Ergebnisse für diese zu erhalten.

Der Proto192 dient jedoch nicht nur dem Test der Hardware, auch die Software für den Betrieb des fertigen Kalorimeters wird während der Arbeit mit dem Prototypen entwickelt und getestet, was einen wesentlichen Teil dieser Dissertation (Teil II) darstellt.

Um die Funktion des Prototypen im realen Einsatz an einem Beschleuniger zu testen, wurden bisher fünf Strahlzeiten durchgeführt:

- 22. bis 29. August 2011 am SPS-Beschleuniger am CERN
- 31. Oktober bis 03. November 2011 am ELSA-Beschleuniger in Bonn
- 14. bis 19. Juli 2012 am MAMI-Beschleuniger in Mainz
- 21. bis 30. September 2012 am SPS-Beschleuniger am CERN
- 04. bis 08. August 2014 am ELSA-Beschleuniger in Bonn

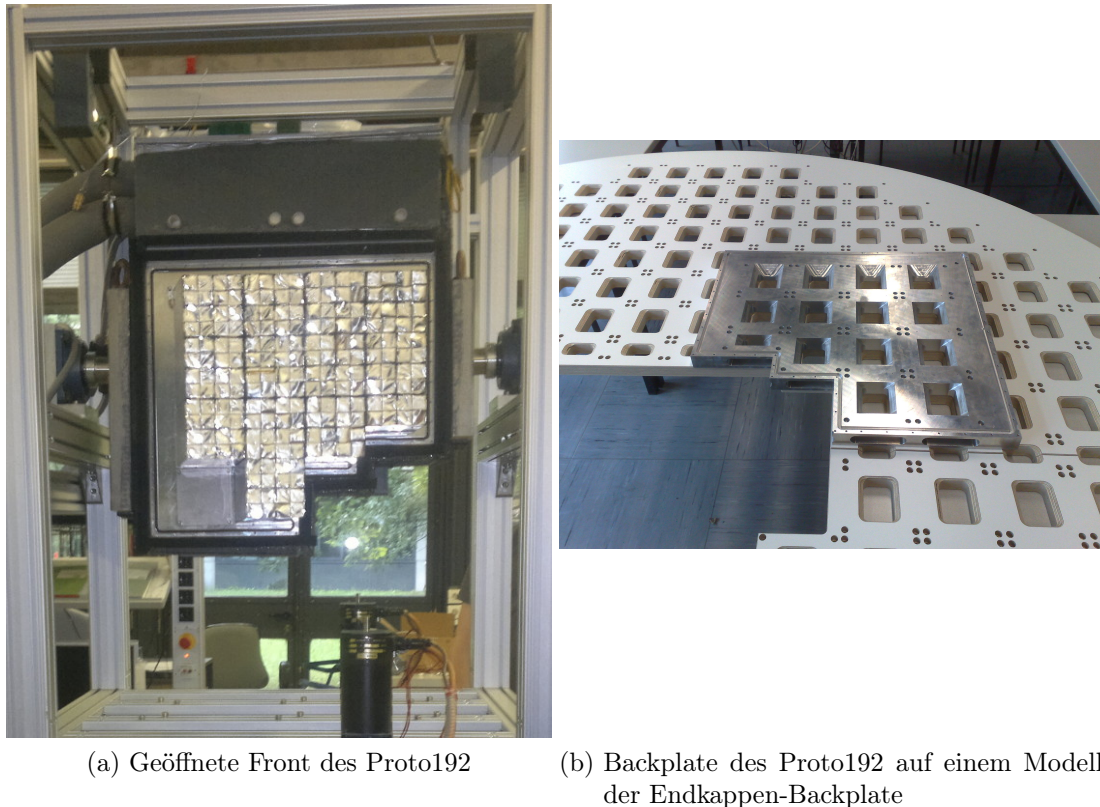


Abbildung 3.7.: Aufbau des Endkappen-Prototypen „Proto192“ und sein Verhältnis zur finalen Endkappe [PAN15b]

Während dieser Zeit konnte das Design der Kalorimeter-Endkappe konsekutiv finalisiert werden, so dass zum Zeitpunkt des Abfassens dieser Dissertation die Produktion der Komponenten des finalen Detektors bereits in vollem Gange ist.

Zum Erreichen der Betriebstemperatur von $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ verfügt der Proto192 über drei Kühlkreisläufe: Die Hauptkühlung, die Frontkühlung und die Luftkühlung. Jeder Kühlkreislauf verfügt über ein eigenes Kühlaggregat mit Umwälzpumpe. Alle Kreisläufe verwenden als Kühlmittel eine 60 : 40-Mischung von Methanol ($\text{H}_3\text{C} - \text{OH}$) und Wasser.

Für die Hauptkühlung wurden senkrechte Bohrungen durch die *Backplate* des Proto192 angefertigt, welche unten durch U-Stücke verbunden sind, so dass das Kühlmittel in benachbarten Bohrungen in die jeweils entgegengesetzte Richtung fließt. Der direkte Kontakt zwischen Aluminium und Kühlmittel führt zum bestmöglichen Wärmeübergang. Im Vorlauf befindet sich ein Verteilsystem, in dem der Fluss mit Ventilen reguliert werden kann. Seitlich am Proto192 sind schlussendlich die Anschlüsse für die zum Kühler führenden Schläuche angebracht. Das Verteilsystem und die Kühlschläuche sind oben in Abbildung 3.7a zu sehen.

Der Proto192 wird durch die Fronthülle luftdicht abgeschlossen. Diese ist aus Aluminium gefertigt, mit Ausnahme der Seitenfläche, die beim $\bar{\text{PANDA}}$ -Kalorimeter die Wand zur Strahlrohrdurchführung darstellen wird. Diese besteht aus PVC-Platten, welche zur elektrischen Isolierung mit Kupferfolie beklebt sind. PVC wurde an die-

ser Stelle als Material gewählt, um die Materialbelegung im Pfad der eintretenden Teilchen gering zu halten. Gekühlt wird die Fronthülle durch Schläuche, die auf die Innenseite der Frontplatte geklebt sind [Bec12].

Die Luftkühlung hat die Aufgabe, den Proto192 mit gekühlter, getrockneter Luft zu spülen, um Eisbildung zu verhindern. Dazu wird die aus einer Druckgasflasche oder der gebäudeweiten Druckluftversorgung entnommene Luft zunächst mit mehreren Filtern gereinigt und getrocknet, um dann durch eine Kupferbox im Bad des Kühlthermostaten für den Luftkühlkreislauf geleitet und so auf die Zieltemperatur abgekühlt zu werden. Um zu vermeiden, dass die Luft sich aufgrund ihrer geringen spezifischen Wärmekapazität auf dem Weg vom Kühler zum Proto192 wieder aufwärmt, wurde der Luftschlauch innerhalb eines von der Methanol-Wasser-Mischung durchflossenen Schlauches verlegt, was die Luft auf dem Transport auf der Zieltemperatur hält [Fri12].

Um die Temperatur der Kristalle zu überwachen, sind einige der Kristalle mit Temperatursensoren beklebt. Für die fertige Endkappe sind zwei Sensoren pro Alveole geplant, beim Proto192 wurden zu Testzwecken bis zu vier Sensoren verbaut. Da der Platz zwischen Kristall und Karbonfaserwand sehr begrenzt ist, wurden am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum besonders dünne Sensoren entwickelt, die Dicke beträgt nur etwa $150\text{ }\mu\text{m}$. Die Temperaturmessung erfolgt dabei, wie bei kommerziell erhältlichen Temperatursensoren auch, über die Temperaturabhängigkeit des ohmschen Widerstandes eines Platindrahtes. Die präzise Messung der Temperatur ist wichtig, da die Lichtausbeute der Bleiwolframat-Kristalle bei einer Temperatur von $-25\text{ }^\circ\text{C}$ um etwa $4\text{ }\frac{\%}{\text{K}}$ variiert. Um die angestrebte Energieauflösung des Kalorimeters zu erreichen, muss daher ein Temperaturgradient von weniger als $0,1\text{ }\frac{\text{K}}{\text{cm}}$ entlang der Kristallachse gewährleistet werden [Ern08].

Um dies überprüfen zu können, wird mit der Auslekette eine Messgenauigkeit von $\sigma_T = 0,02\text{ K}$ angestrebt. Zum Erreichen dieses Ziels kommt das Konzept der Vierdrahtmessung zum Einsatz: Das Anschlusskabel eines jeden Sensors verfügt über vier Leitungen, wobei davon jeweils zwei mit einem Ende des Platindrahtes verbunden sind. Zur Messung treibt eine Konstantstromquelle einen Strom von 1 mA durch zwei der Drähte, während mittels der anderen beiden Drähte der Spannungsabfall über dem Platindraht annähernd stromlos gemessen wird. Die Messung ist somit (weitestgehend) unabhängig von der Länge des Sensorkabels. Der Sensoren werden in einem Umwälzthermostaten getestet und aus diesen Messdaten wird als Kalibration ein Polynom dritten Grades $T(R)$ ermittelt und in der Endkappen-Produktionsdatenbank (siehe Kapitel 7) gespeichert.

Zum Erreichen der gewünschten Präzision ist jedoch auch besondere Ausleseelektronik erforderlich. Hierzu wurde an der Ruhr-Universität Bochum der THMP (*Temperature and Humidity Monitoring Board for $\overline{\text{PANDA}}$*) entwickelt [Fri12, Fel12]. Allerdings muss jeder Auslesekanal des THMP einzeln kalibriert werden, da die Bauteiltoleranzen das Messergebnis erheblich beeinflussen. Parallel zur Arbeit an dieser Dissertation werden an der Ruhr-Universität Bochum daher umfassende Untersuchungen zu diesem Thema durchgeführt, um das Design des THMP für den Aufbau des $\overline{\text{PANDA}}$ -Kalorimeters zu finalisieren.

Teil II.

Detektorsteuersystem für das $\overline{\text{P}}$ ANDA-Experiment

4. Detektorsteuersysteme

4.1. Motivation und Verwendungszweck

Die Detektoren und Beschleuniger moderner teilchenphysikalischer Experimente bestehen aus einer Vielzahl unterschiedlicher Komponenten, Geräte und Sensoren. Für die bestimmungsgemäße Funktion des Experiments ist es unerlässlich, dass alle diese Einzelbauteile optimal miteinander funktionieren.

Beispiele für diese Bauteile sind Hoch- und Niederspannungsversorgungen, Pumpen, Ventile, Temperatursensoren und Kühlsysteme. Die Aufgabe eines Detektorsteuersystems ist es, alle diese Geräte in eine zentrale Infrastruktur zu integrieren, mit deren Hilfe sie überwacht und bedient werden können.

Eine solche zentrale Infrastruktur wird im Englischen üblicherweise als „Detector Control System“ (DCS) bezeichnet. Da im Gegensatz zu den Messsignalen der Teilchenreaktionen keine Nanosekunden-Präzision nötig ist, ist alternativ auch die Bezeichnung „Slow Control“ (SC) bekannt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde am Detektorsteuersystem für den Prototypen der Vorwärtssendkappe des $\overline{\text{PANDA}}$ -Experimentes gearbeitet. Das Steuersystem für den Prototypen dient dabei auch als Prototyp für das Detektorsteuersystem des gesamten $\overline{\text{PANDA}}$ -Experimentes, da der Proto192 einer der ersten voll funktionsfähigen Prototypen in der $\overline{\text{PANDA}}$ -Kollaboration ist. Die einzelnen Entwicklungen für die $\overline{\text{PANDA}}$ -DCS werden in Kapiteln 5, 6 und 8 näher erläutert.

An ein Detektorsteuersystem werden bei $\overline{\text{PANDA}}$ sowie bei vergleichbaren Experimenten, folgende Anforderungen gestellt:

- Dem Schichtpersonal im Kontrollraum muss eine Übersicht zur Verfügung gestellt werden, anhand der es ohne Expertenwissen zu einzelnen Subdetektoren feststellen kann, ob der Detektor betriebsbereit ist oder ein Problem vorliegt.
- Den Verantwortlichen für einen Subdetektor müssen detaillierte Informationen über die Funktion ihres Subdetektors zur Verfügung stehen, so dass sie ein eventuelles Problem eingrenzen können.
- Alle gemessenen Daten und alle Einstellungen müssen für eine spätere Auswertung protokolliert und archiviert werden.
- Wenn ein Parameter sich außerhalb des als zulässig definierten Wertebereiches befindet, muss das System selbstständig sowohl das Schichtpersonal als auch die verantwortlichen Experten alarmieren können.

4.2. EPICS

Das zentrale Software-Paket, mit dem das PANDA-Detektorsteuersystem realisiert wird, heißt EPICS. Die Abkürzung bedeutet **E**xperimental **P**hysics and **I**ndustrial **C**ontrol **S**ystem. Bei EPICS handelt es sich um quelloffene Software unter einer eigenen Open-Source-Lizenz. Die erste Version von EPICS wurde am Los Alamos National Laboratory im Jahr 1989 entwickelt, um einen Teilchenbeschleuniger zu betreiben. Im Jahr 1991 übernahmen die Advanced Photon Source des Argonne National Laboratory die Weiterentwicklung¹. Heute wird EPICS in vielen Forschungseinrichtungen weltweit eingesetzt, unter anderem beim Deutschen Elektronensynchrotron (DESY), dem europäischen Fusionsforschungsreaktor ITER² und dem Brookhaven National Laboratory (USA) [KAJ15].

Ein EPICS-System wird aus so genannten IOCs (Input/Output Controller) aufgebaut. Ein IOC verwaltet eine Datenbank, die das Kontrollsystem beschreibt. Diese Datenbank folgt dabei einem völlig anderen Konzept als es beispielsweise bei relationalen Datenbanken wie MySQL der Fall ist. Die Einträge der Datenbank werden als Record bezeichnet, wobei jedes Record durch einen Namen eindeutig identifiziert wird. Ein Record hat zunächst einen Typ, welcher sich an der Art des Wertes orientiert. Ein Temperaturmesswert würde beispielsweise im Typ `ai` (analog input) abgebildet, ein Setzwert für ein Steuerregister als `mbbo` (multi-bit binary output). Der Typ des Records bestimmt, welche Felder in dem Record zur Verfügung stehen. Neben dem Standard-Feld `VAL` für den aktuellen Wert gibt es Felder für Ober- und Untergrenzen, Hardware-Kommunikation, Kalibration, Präzision und Anzeige. Die Felder werden dabei durch eine bis zu vier Buchstaben lange Abkürzung identifiziert, welche im Programmcode des jeweiligen Record-Typs definiert wird. Die Kombination aus dem Namen eines Records und dem Namen eines Feldes ergibt eine Prozessvariable. Fehlt der Name des Feldes, so wird automatisch `VAL` angenommen. Die Prozessvariablen sind somit die nach außen sichtbaren Bausteine des Kontrollsystems, auf die andere Teile des EPICS-Systems zugreifen können [HL15, KAJ15].

EPICS ist als netzwerkbasiertes System angelegt und basiert auf einer Client-Server-Architektur, die im Folgenden näher erläutert wird: Ein Server ist in diesem Sinne ein Programm, dass mit der Hardware oder anderen Servern kommuniziert, Daten über den Detektorzustand ausliest und diese Daten in Form von Prozessvariablen über das Netzwerk zur Verfügung stellt, in den meisten Fällen also ein IOC. Der Begriff Client bezeichnet hier ein Programm, dass diese Daten von einem Server abrufen und weiterverarbeitet. Clients können die Daten zum Beispiel dem Schichtpersonal anzeigen oder für eine spätere Analyse in einer Datenbank archivieren. Der umgekehrte Weg ist ebenfalls möglich: Wenn der Nutzer in einem Clientprogramm ein Kommando gibt (z. B. „Gerät X einschalten“), so übermittelt der Client dieses Kommando an den zuständigen Server, welcher dann die Hardware entsprechend ansteuert [HL15].

Bemerkenswert ist dabei, dass ein EPICS-IOC immer sowohl Server als auch Client ist. Ein Server ist er, weil er alle Prozessvariablen in seiner Datenbank über das

¹Weitergehende Informationen zu EPICS: <http://www.aps.anl.gov/epics/>

²ursprünglich: International Thermonuclear Experimental Reactor

Netzwerk verfügbar macht. Ein Client ist er, da er auch Daten von anderen IOC's abrufen und weiterverarbeiten kann. So kann beispielsweise in einem `calc`-Record, das der Ausführung beliebiger Rechenoperationen dient, als Eingabeparameter der Wert einer Prozessvariablen eines anderen IOC's verwendet werden.

Das Netzwerkprotokoll, das bei der Kommunikation zwischen EPICS-Servern und -Clients verwendet wird, ist eine Eigenentwicklung von EPICS und heißt Channel Access (CA). Dieses Protokoll ist bewusst einfach gehalten und unterstützt die folgenden drei Methoden [HL15]:

- **get**: Der Server übermittelt den aktuellen Wert und Statusinformationen zur angefragten Prozessvariable an den Client.
- **set**: Der Client fordert den Server auf, eine Prozessvariable auf einen bestimmten Wert zu setzen. Der Server antwortet dem Client mit dem Wert nach Ausführung des Befehls. Dieser neue Wert kann sich vom Wunsch des Clients unterscheiden, beispielsweise wenn der Wert des Clients die im Server eingestellte Maximalgrenze überschreiten würde. In so einem Fall würde der Server die Prozessvariable auf den Maximalwert setzen.
- **monitor**: Der Client bittet den Server, ihn bei jeder Änderung der angefragten Prozessvariable zu benachrichtigen³. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass der Client den Wert nicht ständig abfragen muss und somit die Netzwerklast reduziert wird. Im Server kann dabei für jede Prozessvariable eine Schwelle eingestellt werden, so dass eine Benachrichtigung des Clients nur dann erfolgt, wenn die Änderung des Wertes die Schwelle übersteigt. Auf diese Weise vermeidet man es, dass Rauschen einer Messung (z. B. Spannung) zu übertragen.

4.3. EPICS-Treiber

Für die Kommunikation mit Hardware benötigt EPICS entsprechende Zusatzmodule. Diese werden in die Kategorien *Driver* (Treiber) und *Device Support* unterschieden. Ein Treiber implementiert die Funktionen, die zur Kommunikation mit einem Gerät oder einer Klasse von Geräten notwendig sind, ohne dass bei dessen Programmierung explizit Bezug auf EPICS-Datenstrukturen genommen wird. Der *Device Support* dagegen stellt die Verknüpfung zwischen dem Treiber und einem EPICS-Record her, indem er gewisse vorgegebene Funktionen wie Initialisierung, Lesen, Schreiben oder Interrupt beinhaltet [KAJ15].

Es existieren verschiedene vorgefertigte Treibermodule für diverse Gerätetypen, so dass in vielen Fällen das Entwickeln eines eigenen Treibers nicht nötig ist. Eines dieser Module ist *asyn*⁴, welches eine allgemeine Schnittstelle für asynchrone Kommunikation zur Verfügung stellt. Hierbei werden als Schnittstelle verschiedene

³Im Umfeld mobiler Internetanwendungen werden ähnliche Techniken als „push notification“ bezeichnet.

⁴<http://www.aps.anl.gov/epics/modules/soft/asyn/>

gängige Standards wie RS232, RS485, GPIB und Ethernet (TCP und UDP) unterstützt. Der *asyn*-Treiber bietet den darüber liegenden Schichten des Frameworks eine einheitliche Schnittstelle für den Zugriff auf diese Schnittstellen und regelt dabei unter anderem auch den gleichzeitigen Zugriff mehrerer Records auf eine Kommunikationsleitung [RNK15].

Ein vollständiger *Device Support* ist dies jedoch noch nicht, denn das Kommunikationsprotokoll des zu steuernden Gerätes muss noch implementiert werden. Hierzu existieren zwei Möglichkeiten: Einerseits bietet *asyn* Basisklassen, auf deren Basis der Steuercode für die einzelnen Funktionen des jeweiligen Gerätes programmiert werden kann. Die Steuerung der Hochspannungsmodule der Firma iseg wurde so realisiert [Fel12].

Die andere Möglichkeit ist die Benutzung eines generischen Moduls wie *StreamDevice*⁵. Mit *StreamDevice*, was auf *asyn* aufbaut, kann das Kommunikationsprotokoll eines geeigneten Gerätes in einer Textdatei (Protokolldatei) hinterlegt werden, so dass hier kein eigener Programmcode geschrieben werden muss. Ein Beispiel für diese Art der Geräteansteuerung sind die beim Proto192 verwendeten Kühler der Firma Julabo [Fel12].

Bei direktem Zugriff auf die Elektronik ist die Komplexität von *asyn* nicht erforderlich. In diesem Fall kann der *Device Support* auch direkt auf Basis des EPICS-Basispakets entwickelt werden. Ein Beispiel ist die in Abschnitt 6.2 vorgestellte Ansteuerung der Relais am Kühlsystem der EMC-Vorwärtsendkappe. Mit diesen Relais werden dort Pumpen, Heizelemente und andere Geräte ein- und ausgeschaltet. Eine detaillierte Beschreibung des Kühlsystems ist in Abschnitt 6.1 zu finden. Um EPICS die Steuerung dessen zu ermöglichen, muss Programmcode geschrieben werden, der Funktionen für z. B. das Auslesen von Daten mit einer bestimmten Funktionssignatur zur Verfügung stellt. Die Adressen der Funktionen werden dann in einer so genannten DEVSUPFUN-Struktur gesammelt und an den EPICS-Kern übergeben.

Zudem muss für den *Device Support* ein Name vergeben werden, über den ein Record an diesen angekoppelt werden kann. Wird dann beim Betrieb der IOC der Wert eines Records angefordert, kann EPICS die entsprechende Funktion aus dem *Device Support* anhand der gegebenen Tabelle aufrufen und die Daten somit auslesen [KAJ15].

Die Kommunikation mit der Hardware selbst wird gemäß der Entwicklungs-Konvention von EPICS in ein separates Paket, den Treiber, ausgelagert. Die Funktionen des *Device Supports* greifen dann auf die vom Treiber zur Verfügung gestellten Funktionen zu, um ihre Aufgaben auszuführen. Auf diese Weise wird der Quelltext in einfacher zu wartende Einheiten aufgeteilt.

Außerdem wird auch die Duplikation von Code vermieden, denn der *Device Support* ist immer spezifisch auf einen Record-Typ zugeschnitten. Soll beispielsweise ein Zahlenwert gelesen und geschrieben werden können, so braucht es nur einen Treiber aber zwei *Device Supports* – einen für den Record-Typ ai (analog input) und einen für ao (analog output) [KAJ15].

⁵<http://epics.web.psi.ch/software/streamdevice/>

4.4. Control System Studio

Control System Studio (CSS⁶) ist eine Software-Sammlung, die EPICS ergänzt. CSS ist in der Programmiersprache Java geschrieben und wird von einer Kollaboration aus DESY, ITER, SNS und dem Brookhaven National Laboratory entwickelt. CSS besteht aus mehreren, voneinander unabhängigen Komponenten und einer gemeinsamen Basis in Form von Bibliotheken für beispielsweise Channel Access.

Als Fundament für CSS dient die Eclipse Rich Client Platform (RCP). Die einzelnen Bausteine von CSS liegen daher in Form so genannter Plugins vor, zwischen denen die RCP Verbindungen herstellt und Daten sowie Prozeduraufrufe austauscht. CSS ist somit sehr modular und flexibel, so dass neue Anwendungen leicht aus den bestehenden Bausteinen kombiniert werden können [KC15].

Im Folgenden werden die Komponenten von CSS, die derzeit am Kalorimeter-Prototypen für das PANDA-Experiment in Bochum verwendet werden, kurz vorgestellt:

4.4.1. Grafische Benutzeroberfläche: BOY

BOY (Best Operator Interface, Yet) stellt eine Benutzeroberfläche zur Bedienung von EPICS IOCs zur Verfügung, EPICS selbst ist dagegen eine reine Terminalanwendung. Abbildung 4.1 zeigt ein Beispiel für eine solche Benutzeroberfläche, in diesem Fall die GUI zur Steuerung der Hochspannungsmodule am APD-Teststand. Die Benutzeroberfläche muss dabei nicht programmiert werden, sondern kann in einem Editor innerhalb von CSS nach dem What-You-See-Is-What-You-Get-Prinzip erstellt werden. Neben normalen Eingabefeldern stehen auch „virtuelle“ Thermometer, Zeigerinstrumente und Graphen zur Verfügung. Dabei ist es möglich, aus den in BOY enthaltenen Grundelementen komplexere Module zusammenzustellen, die dann in anderen Benutzeroberflächen wiederum als Element verwendet werden können. Dies ist beispielsweise bei der Status-Anzeige und der Sollwert-Eingabe für ein Hochspannungsmodul der Fall: Abbildung 4.2 zeigt, wie das selbe Modul zur Überwachung der acht Hochspannungsmodule am Proto192 eingesetzt wird. Die Eingabe der Sollwerte sind in diesem Fall auf einer anderen Bildschirmseite zu finden.

CSS enthält seinen eigenen, nativ in Java implementierten Channel-Access-Client. Es verbindet sich mit Hilfe der Monitor-Methode mit allen Prozessvariablen, die bei den Elementen in der Benutzeroberfläche hinterlegt sind (vgl. Abschnitt 4.2). Auf diese Weise wird CSS von EPICS aktiv informiert, wenn sich ein Wert ändert, so dass auf dem Bildschirm immer die aktuellen Daten zu sehen sind. Eingaben des Benutzers werden mit Hilfe der Put-Methode an EPICS gesendet und von der IOC entsprechend an die Hardware weitergegeben. Zudem können von CSS aus auch externe Programme und Skripte gestartet werden [KC15].

⁶Nicht zu verwechseln mit der Web-Gestaltungssprache „Cascading Style Sheets“, die ebenfalls mit „CSS“ abgekürzt wird.

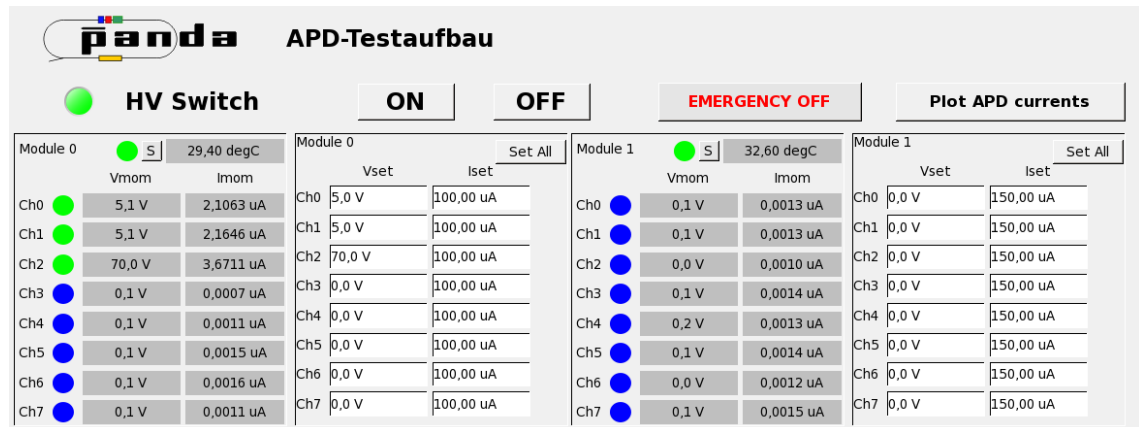


Abbildung 4.1.: Steuerbildschirm der Hochspannungsversorgung in CSS, in diesem Fall für zwei Hochspannungsmodule am APD-Teststand

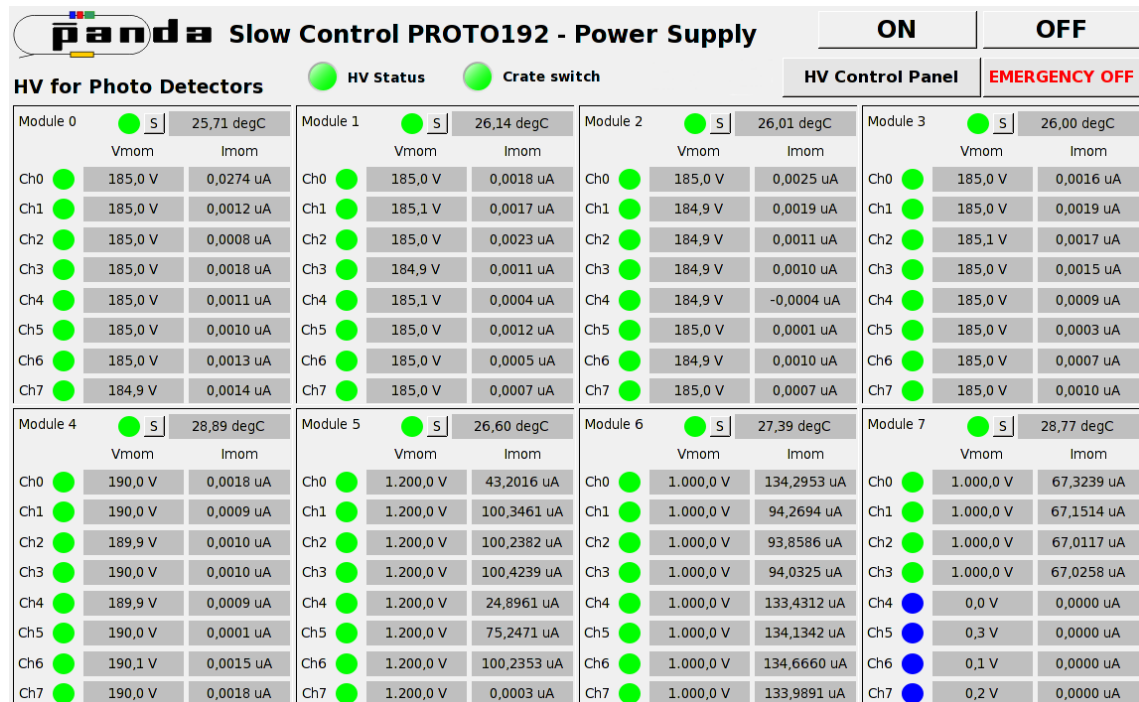


Abbildung 4.2.: Statusanzeige der Hochspannungsversorgung für den Proto192

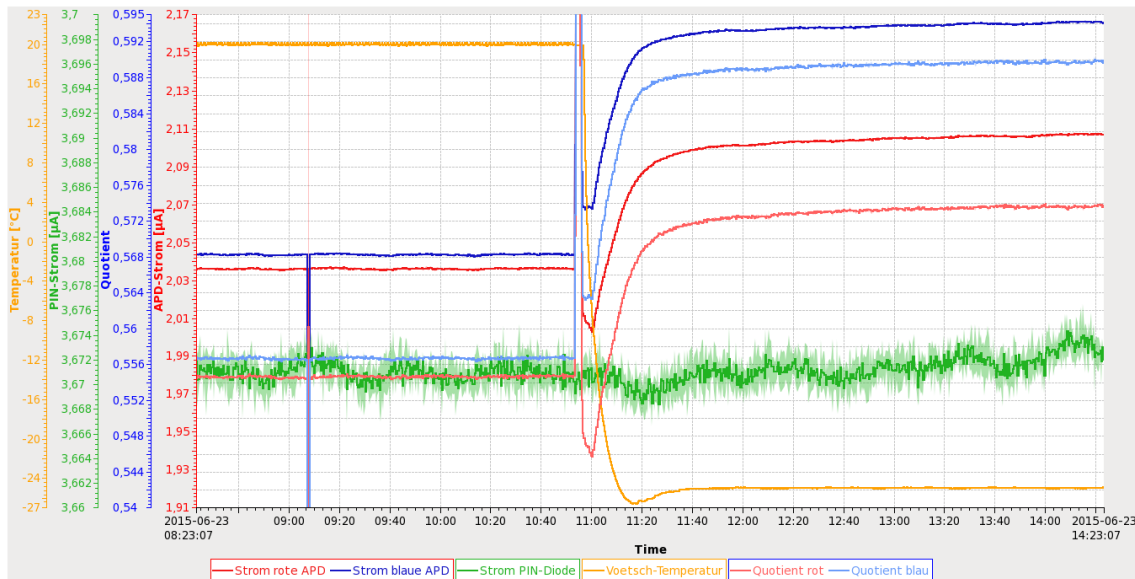


Abbildung 4.3.: Beispiel für die Anzeige von archivierten Messwerten in der CSS-Benutzeroberfläche: Messwert-Übersicht für den APD-Teststand

4.4.2. Archivierungssystem: BEAUTY

BEAUTY (Best Ever Archive Toolset, yet) ist ein Terminalprogramm, dass die Werte von Prozessvariablen in einer relationalen Datenbank archiviert. Die Namen der Prozessvariablen, die archiviert werden sollen, sind ebenfalls in der Datenbank hinterlegt. BEAUTY verbindet sich mit der Monitor-Methode mit den IOCs und schreibt bei jeder Mitteilung über eine Änderung an einer PV den aktuellen Wert in die Datenbank. Mit Hilfe des Record-Feldes ADEL kann hierbei ein so genanntes Deadband für die Archivierung angegeben werden: Nur wenn der Betrag der Differenz zwischen dem zuletzt archivierten und dem aktuellen Wert diese Schwelle überschreitet, wird der Wert archiviert. Auf diese Weise kann es vermieden werden, dass Rauschen einer Messung aufzuzeichnen und nur signifikante Änderungen abzuspeichern.

Die grafische Oberfläche von CSS enthält mit dem Data Browser einen entsprechenden Client: Der Data Browser kann die zeitliche Entwicklung einer Prozessvariablen grafisch darstellen und dabei sowohl die Daten aus der BEAUTY-Datenbank als auch die live aus EPICS ausgelesenen Daten nutzen [KC15].

Abbildung 4.3 zeigt ein typisches Beispiel für so eine Grafik mit mehreren y -Achsen: An dem Messaufbau, für den die Darstellung entwickelt wurde, werden zwei APDs mit Licht beleuchtet und die Ströme gemessen, zusätzlich dient eine PIN-Diode als Referenz. Im CSS wird direkt der Quotient aus Mess- und Referenzwert berechnet und dargestellt. Zudem wird die Temperatur des Klimaschranks, in dem sich der Aufbau befindet, mit aufgetragen.

4.4.3. Alarmsystem: BEAST

BEAST (Best Ever Alarm System Toolkit) ist ebenfalls ein Terminalprogramm, dass zum Aufbau eines Alarmsystems genutzt werden kann. In jedem EPICS-Record können für den (numerischen) Wert zwei obere (mit den Feldern HIGH und HIHI) und zwei untere Grenzen (mit den Feldern LOW und LOLO) gesetzt werden. Diesen Grenzen kann jeweils einer der Alarm-Schweregrade NO_ALARM, MINOR oder MAJOR zugeordnet werden. Verletzt der aktuelle Wert eine der Alarmgrenzen, ändert EPICS den Status der PV entsprechend dem zugeordneten Schweregrad und informiert alle registrierten Monitor-Clients. In der grafischen Oberfläche von CSS werden die Anzeigen dann orange (MINOR) oder rot (MAJOR) unterlegt.

Wenn sich ein Parameter außerhalb des zulässigen Bereichs befindet, sollen in der Regel möglichst schnell alle zuständigen Mitarbeiter informiert werden. Von allen Endgeräten, evtl. auch mobilen, stets eine Verbindung zu allen Prozessvariablen aufrecht zu erhalten, ist aber keine Option, denn EPICS müsste dann bei jeder Änderung jedes Wertes sehr viele Clients informieren, was eine hohe Netzwerklast erzeugt. BEAST agiert hier als Filter: Es empfängt die Daten von allen ihm zugewiesenen PVs, meldet aber nur Alarme weiter.

Des Weiteren bietet BEAST noch einige Zusatzfunktionen: Ein bestehender Alarm kann quittiert werden, was dann bei allen anderen Clients angezeigt wird. Somit kann ein Mitarbeiter allen Anderen mitteilen, dass sich jemand des Problems angenommen hat. Die Quittierung ist auch dann erforderlich, wenn der Wert der PV nach Auslösung des Alarms wieder in den Normalbereich zurückgekehrt ist. Somit ist sichergestellt, dass auf jeden Fall jemand von der Grenzüberschreitung aktiv Kenntnis nimmt [KC15].

4.5. Übersicht über die Proto192-DCS

Das Detektorsteuersystem des Proto192 ist auf die in den vorhergehenden Abschnitten vorgestellten Softwarepakete EPICS und CSS aufgebaut. Zur Kommunikation zwischen EPICS und der Hardware wird in den meisten Fällen das Bussystem CAN (Controller Area Network) eingesetzt. Dieses gehört zur Gruppe der Feldbusse und wurde ursprünglich im Automobilbereich entwickelt. Der CAN-Bus zeichnet sich durch eine einfache Verkabelung aus: Es gibt zwei Datenleitungen, auf denen das Signal differentiell übertragen wird und die separate Schirmung. Durch die differentielle Übertragung ist der Bus zudem relativ unempfindlich gegen elektromagnetische Störungen. Die Verkabelung erfolgt, wie bei anderen Bus-Systemen auch, linear, d. h. die Geräte werden ohne Abzweigung nacheinander an den Bus angeschlossen. An beiden Enden werden die Signalleitungen durch einen Widerstand von $120\ \Omega$ (Terminator) verbunden, um Signalreflexionen zu vermeiden [Fel12].

Die folgenden Geräte sind zum Zeitpunkt der Abfassung dieser Arbeit in das System eingebunden:

- Hochspannungsversorgung für den Betrieb der Photodetektoren (APDs und VPTTs): Steuerung via CAN-Bus über einen eigens entwickelten *asyn*-Treiber.

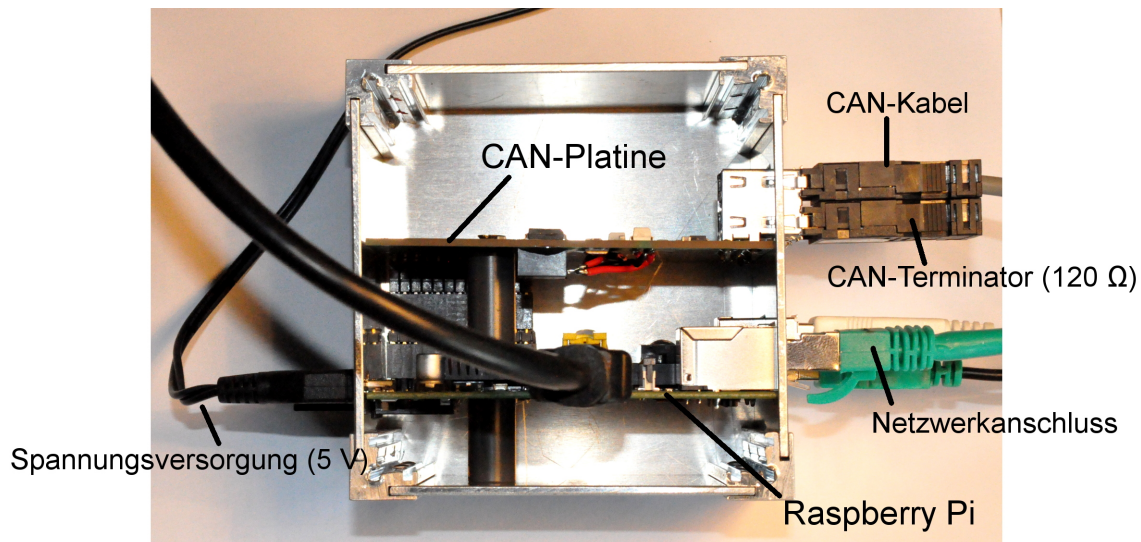


Abbildung 4.4.: Seitlicher Blick in das geöffnete Gehäuse eines Raspberry Pis mit aufgesetzter CAN-Platine.

- $\overline{\text{PANDA}}$ -Lichtpulsersystem zum Test von Photodetektoren. Steuerung ebenfalls über CAN-Bus, weitere Informationen in [Mot12].
- VME-Crate, das Ausleseelektronik des Proto192 aufnimmt, wiederum CAN-Bus.
- Kühlaggregate des Proto192, Ansteuerung über serielle Schnittstelle mittels *StreamDevice*.
- THMP (*Temperature and Humidity Monitoring Board for $\overline{\text{PANDA}}$*) zur Auslese von Umweltparametern wie Temperatur, Luftfeuchtigkeit und Kühlmittelfluss, Auslese wiederum per CAN-Bus. Weitere Informationen in [Fri12, Fel12].
- Klimaschrank für Testmessungen, kontrolliert über eine RS232-Verbindung.

Zur Kommunikation auf dem CAN-Bus ist ein entsprechender Adapter notwendig, da kommerziell erhältliche Computer nicht mit einer CAN-Schnittstelle ausgeliefert werden, im Gegensatz zu beispielsweise Ethernet. Entsprechende Adapter zum Anschluss an die USB-Buchse sind bei verschiedenen Anbietern verfügbar.

Nichtsdestotrotz wurde bei $\overline{\text{PANDA}}$ ein anderer Weg gewählt: Zur Kontrolle des CAN-Bus werden Raspberry Pis eingesetzt. Der Raspberry Pi⁷ ist ein Ein-Platinen-Computer mit einer Größe⁸ von etwa 85 mm × 56 mm, der auf einem *System on a chip* (SoC) der Firma Broadcom basiert. Der Prozessor folgt dabei bei älteren Modellen der ARMv6- und bei Neuere der ARMv7-Architektur.

⁷<https://www.raspberrypi.org/>

⁸Die Fläche der Platine entspricht nahezu der in ISO/IEC 7810 ID-1 festgelegten Größe von Identifikations- und Zahlungskarten wie dem elektr. Personalausweis, EU-Führerschein, Bankkarten oder Kreditkarten.

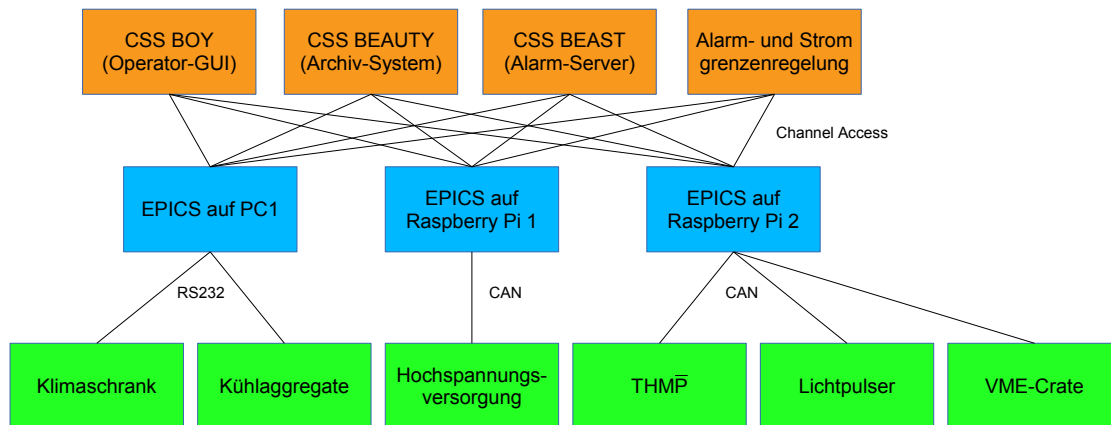


Abbildung 4.5.: Blockschaltbild zum Aufbau des Proto192-Detektorsteuersystems.

Der Vorteil des Raspberry Pis für den hier gefragten Verwendungszweck ist die GPIO-Schnittstelle (*General Purpose Input/Output*). Über diese Schnittstelle können beliebige digitale Signale ein- und ausgegeben werden. Folglich wurde für den Raspberry Pi eine Zusatzplatine entwickelt, die einen CAN-Steuerchip vom Typ SJA1000⁹ und galvanische Filter trägt. Da die Rechtecksignale des CAN-Bus elektromagnetische Abstrahlung verursachen, welche die Messungen mit dem Proto192 stören kann, wird der Raspberry Pi hier in einem eigens entwickelten Aluminium-Gehäuse betrieben, welches diese Störsignale abschirmt. In Abbildung 4.4 ist es in geöffnetem Zustand zu sehen.

Am Helmholtz-Institut Mainz wurde in Kooperation mit der Ruhr-Universität Bochum ein Treiber für diese Platine entwickelt, so dass der CAN-Bus unter dem Linux-Betriebssystem des Raspberry Pis wie eine gewöhnliche Netzwerkschnittstelle benutzt werden kann. Der Treiber nutzt dabei die Funktionalität des seit der Version 2.6.25 in den Linux-Kernel integrierten socketCAN-Frameworks¹⁰.

Neben dem Raspberry Pi werden zudem noch gewöhnliche Rechner, die auf der x86_64-Architektur basieren, eingesetzt. Als Betriebssystem kommt ebenfalls Linux zum Einsatz. An diese Rechner sind unter anderem alle vorstehend genannten seriellen Geräte angeschlossen. Zudem laufen die CSS-Anwendungen (Operator-GUI, Archiv-System und Alarm-Server, siehe Abschnitt 4.4) auf diesen Rechnern. Auch die in Kapitel 5 vorgestellte Strom- und Alarmgrenzenregelung arbeitet als Hintergrunddienst auf selbigem System. All diese Anwendungen benutzen zur Kommunikation mit EPICS das in Abschnitt 4.2 vorgestellte Channel-Access-Protokoll.

Abbildung 4.5 fasst die vorhergehenden Ausführungen zum Aufbau der Proto192-DCS in einem Blockschaltbild zusammen. Die Hochspannungsversorgung wird über einen separaten Raspberry Pi kontrolliert, da sie wesentlich mehr Parameter als die anderen Geräte bereitstellt und die regelmäßige Abfrage dieser somit auch mehr Datenverkehr verursacht, weswegen die Hochspannungsversorgung ihren eigenen CAN-Bus besitzt.

⁹http://www.nxp.com/documents/data_sheet/SJA1000.pdf

¹⁰<https://www.kernel.org/doc/Documentation/networking/can.txt>

5. Alarmsystem für den Proto192

5.1. Verwendungszweck

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurde auf Basis der bestehenden Komponenten von Control System Studio (siehe Abschnitt 4.4.3) ein Alarmsystem für den Proto192 entwickelt. Dieses wird im Laborbetrieb am Institut für Experimentalphysik I seit Juli 2014 eingesetzt. Auf der Strahlzeit mit dem Proto192 am ELSA-Beschleuniger in Bonn vom 04. bis zum 08. August 2014 wurde das System zum ersten Mal unter realen Experimentbedingungen erfolgreich benutzt.

Das Alarmsystem hat zwei wesentliche Funktionen, die unabhängig voneinander von verschiedenen Komponenten ausgeführt werden:

1. Anpassung der in EPICS hinterlegten Alarmgrenzen sowie der Maximalspannungen und -ströme an die aktuelle Situation
2. Benachrichtigung der Mitarbeiter, wenn ein Alarm auftritt

Die automatische Anpassung der Alarmgrenzen wird in zwei Bereichen der DCS des Proto192 eingesetzt: Bei der Hochspannung für die Photodetektoren und bei der Auslese der Temperatursensoren:

Zur Versorgung der Photosensoren werden zwei verschiedene Typen von Hochspannungsmodulen eingesetzt, „iseg EHS 8 210p-F“ für die APDs und „iseg EHS 8 620p-F“ für die VPTTs. Details zur Instrumentierung der Kanäle sind in Abschnitt 3.3.4 zu finden. In der Konfiguration des Alarmsystems kann für jedes Hochspannungsmodul die Art des Photodetektors eingetragen werden. Basierend auf dieser Einstellung werden dann die Maximalspannungen für jeden Hochspannungskanal eingetragen, für APDs liegt das Maximum derzeit bei 450 V. Wenn nun ein Anwender zum Beispiel in der CSS-Benutzeroberfläche eine höhere Spannung einträgt, wird diese Änderung von EPICS zurückgewiesen. Somit ist sichergestellt, dass die Detektoren nicht aufgrund eines Tippfehlers beschädigt werden.

Die weitere Funktionsweise des Alarmsystems wird in den folgenden Abschnitten näher erläutert:

5.2. Regelung der Strombegrenzung

Für jeden Kanal der Hochspannungsmodule kann eine individuelle Strombegrenzung eingestellt werden. Diese ist insbesondere zum Schutz der APDs wichtig, da diese durch einen zu hohen Strom zerstört werden können. Durch das System wird die Strombegrenzung jedes Kanals ständig an die aktuelle Situation angepasst, wobei sowohl die Art des Photodetektors als auch der aktuelle Zustand des Kanals berücksichtigt werden. Das Programm unterscheidet bei jedem Kanal drei Zustände:

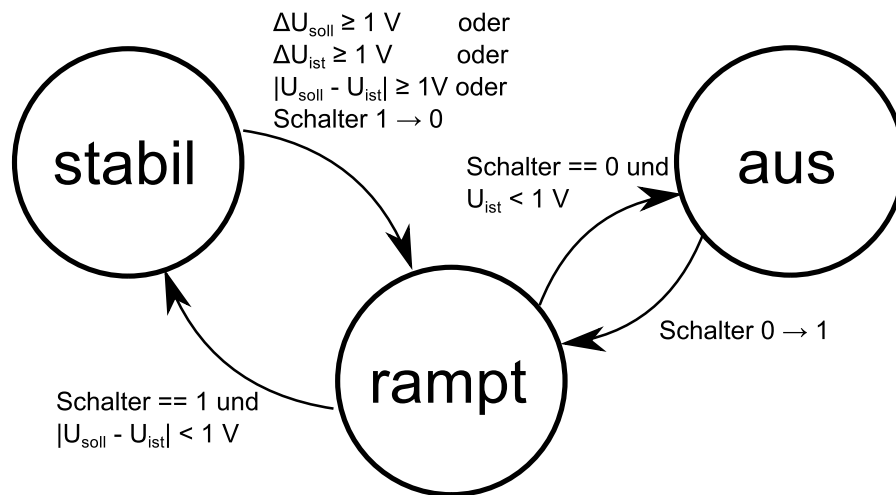


Abbildung 5.1.: Zustandsdiagramm für den endlichen Automaten zur Steuerung der Stromgrenzen der Hochspannungskanäle

- Kanal eingeschaltet, Spannung stabil
- Kanal eingeschaltet, Spannung rampf
- Kanal ausgeschaltet

Die Regelung der Strombegrenzung ist dabei als endlicher Automat ausgestaltet mit genau definierten Übergangsbedingungen zwischen den Zuständen. Das Verhalten des Automaten ist in dem Zustandsdiagramm in [Abbildung 5.1](#) dargestellt. Zu beachten ist dabei, dass es einen globalen Ein/Aus-Schalter für alle Module und ihre Kanäle gemeinsam gibt.

Jeder Kombination aus Photodetektor und Zustand wird in der Konfiguration des Alarmsystems ein Maximalstrom zugewiesen, allerdings mit einer Ausnahme: Da im ausgeschalteten Zustand kein Strom durch das Netzteil erzeugt wird, erübrigt sich hier eine Begrenzung. Insofern wird hier der Wert für „Kanal eingeschaltet, Spannung rampf“ beibehalten, um nach dem Einschalten keine Änderung vornehmen zu müssen.

Die Unterscheidung zwischen rampender und stabiler Spannung hat folgenden Hintergrund: Einerseits zeigen beide verwendeten Arten von Photodektoren Eigenschaften eines Kondensators, andererseits enthalten auch die Hochspannungsfiler im Hochspannungsmodul sowie im Vorverstärker am Detektor Kondensatoren, um die Spannung zu glätten und aufmoduliertes Rauschen zu entfernen. Diese Kondensatoren müssen bei Erhöhen bzw. Senken der Spannung aufge- bzw. entladen werden, was kurzzeitig einen deutlich höheren Strom erzeugt. Würde man es hier bei der Grenze für den Normalbetrieb belassen, würde das Netzteil während des Rampens den Stromfluss entsprechend begrenzen und das Erreichen der Zielspannung würde verzögert.

Das Alarmsystem monitoriert ständig die Soll- und die Ist-Spannung jedes Kanals und ändert den Maximalstrom, sobald ein Statuswechsel erkannt wird. Den vom Alarmsystem festgelegten, aktuellen Status eines Kanals legt dieses zudem in

einer dafür vorgesehenen Prozessvariable ab. Aufgrund dieser Variable und dem aus dem Hochspannungsmodul ausgelesenen Statusregister des Kanals wird der aktuelle Zustand eines Hochspannungskanals dem Benutzer mit Hilfe eines farbigen Punktes (siehe Abbildungen 4.1 und 4.2) angezeigt:

- Grün: Status OK, Spannung stabil
- Gelb: Status OK, Spannung rampt
- Blau: Status OK, Kanal ausgeschaltet
- Rot: Hochspannungsmodul meldet Fehler

Für jedes Modul steht zudem eine detaillierte Statusübersicht mit dem Status des Moduls selbst und aller Kanäle zur Verfügung, mit der im Falle einer roten Anzeige die Ursache direkt ermittelt werden kann.

5.3. Anpassung der Alarmgrenzen

Wie in den Abschnitten 4.2 und 4.4.3 ausgeführt wurde, gibt es in EPICS für jeden Wert zwei Ober- und zwei Untergrenzen. Wenn der aktuelle Zahlenwert diese Grenzen verletzt, geht die entsprechende PV in den Alarmzustand über, der dann wie in Abschnitt 5.4 erklärt weitergemeldet wird. An vielen Stellen sind diese Grenzen konstant und können direkt in der EPICS-Datenbank angegeben werden. Beim Proto192 ist dies beispielsweise bei den Versorgungsspannungen der Ausleseelektronik und der Drehzahl von Lüftern der Fall.

Bei einigen Systemen ändern sich jedoch die Rahmenbedingungen ständig, so dass die Grenzen automatisch an die jeweilige Situation angepasst werden müssen, um unnötige Alarmer zu verhindern. Jedes Subsystem kann dabei grundsätzlich in drei verschiedenen Modi betrieben werden:

- Der Modus „Maintenance“ ist für Wartungsarbeiten vorgesehen, in diesem Fall werden alle Alarmer deaktiviert. Bei der Arbeit mit dem Proto192 kommt dies regelmäßig vor, wenn beispielsweise einzelne Module zur Überarbeitung abmontiert oder Geräte anderweitig am Institut verwendet werden.
- Der Modus „Laboratory“ ist für die tägliche Laborarbeit vorgesehen. Die Alarmer sind aktiv, aber die Grenzen sind nicht streng gesetzt, um unnötige Alarmer zu vermeiden.
- Der Modus „Beamtime“ ist für Tests am Beschleuniger (oder Messungen mit Myonen aus der kosmischen Hintergrundstrahlung im Labor) vorgesehen, wenn alle Parameter exakt den Soll-Werten entsprechen müssen. Daher erfolgt bei Strahlzeiten der Aufbau im Modus „Laboratory“ und erst nach Überprüfung aller Komponenten wird auf „Beamtime“ geschaltet.

5.3.1. Temperatur

Wie in Abschnitt 3.3.4 erklärt, ist das Verhältnis der Lichtausbeute zur deponierten Energie von Bleiwolframat stark temperaturabhängig. Aus diesem Grund werden in der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters zahlreiche Temperatursensoren verbaut werden. Da eine stabile, homogene Temperatur wichtig für die Energieauflösung ist, sollen die Experimentatoren natürlich bei Abweichungen alarmiert werden, damit das Problem erkannt und behoben wird. Andererseits ist Bleiwolframat ein schlechter Wärmeleiter, so dass das Kalorimeter nur sehr träge auf Temperaturänderungen reagiert. Jedoch muss es bei Wartungsarbeiten auf Raumtemperatur aufgewärmt und vor Beginn der Experimente wieder auf die Zieltemperatur von -25°C abgekühlt werden. Während dieser Aufwärm- und Abkühlphasen sind also durch die unterschiedliche Positionierung der Temperatursensoren große Abweichungen zu erwarten. Daher werden die Ober- und Untergrenzen für die Temperatursensoren folgendermaßen ermittelt:

Aus der Archivdatenbank (siehe Abschnitt 4.4.2) werden der Maximalwert und der Minimalwert für die Badtemperatur der Kühler für die letzten acht Stunden ausgelesen. Hierzu wird ein konfigurierbarer Toleranzwert addiert und somit erhält das Programm die Alarmgrenzen für die Temperaturwerte. Wurde der Proto192 gerade aufgewärmt oder abgekühlt, so liegen zwischen dem Maximal- und dem Minimalwert der Kühler-Badtemperatur bis zu 50 K und der akzeptable Bereich für die Temperatursensoren ist entsprechend groß. Ist die Temperatur im Kühler jedoch lange schon stabil, so ergibt sich auch für die Temperatursensoren ein entsprechend kleines Intervall.

5.3.2. Spannung und Strom

Die Alarmgrenze für den Stromwert orientiert sich am derzeitigen Maximalstrom I_{max} für den jeweiligen Kanal, wobei die Regelung der Strombegrenzung in Abschnitt 5.2 beschrieben wird. Untergrenzen für den Ist-Strom werden nicht definiert, die erste Obergrenze (HIGH) liegt bei $I_{\text{max}} - 10\text{ }\mu\text{A}$ während die zweite Obergrenze (HIHI) bei I_{max} liegt. Der ersten Obergrenze wird dabei die Alarmpriorität MINOR zugeordnet, der Zweiten die Priorität MAJOR. Eine Alarmierung bei Erreichen der Strombegrenzung ist aus zwei Gründen erforderlich: Einerseits liegt sehr wahrscheinlich ein Problem mit dem Detektor oder dessen Anschlusskabeln vor, wie etwa ein Kurzschluss oder das Erreichen der Durchbruchspannung einer APD. Andererseits führt das Halten der Strombegrenzung durch die Hochspannungsversorgung zu einem Absenken der Spannung, da Spannung und Strom über das ohmsche Gesetz verknüpft sind und nicht unabhängig voneinander geregelt werden können. Wenn die Detektoren jedoch nicht bei ihrer Soll-Spannung betrieben werden, ist die Verstärkung unbekannt und die Auswertung der ausgelesenen Daten erschwert bis unmöglich.

Die Alarmgrenzen für die Spannung sind vom benutzten Modus („Laboratory“ oder „Beamtime“) abhängig, siehe Abschnitt 5.3. Im Laborbetrieb werden die Hochspannungsmodule regelmäßig ein- und ausgeschaltet, außerdem wird die Spannung beispielsweise bei der Messung von Kennlinien regelmäßig verändert. Insofern werden im „Laboratory“-Modus keine Untergrenzen definiert und die Obergrenzen ori-

entieren sich an der für den jeweiligen Detektortyp maximal zulässigen Spannung. Für APDs liegt die HIGH-Grenze bei 450 V und die HIHI-Grenze bei 455 V, für die VPTTs sind die Werte 1205 V und 1210 V. Die Alarmprioritäten werden dabei analog zu den Strom-PVs gesetzt. Ein Alarm wird somit im Wesentlichen dann ausgelöst, wenn die Beschädigung eines Photodetektors droht.

Im „Beamtime“-Modus ist die genaue Einhaltung der Soll-Spannung sehr wichtig, da insbesondere bei den APDs die Verstärkung stark spannungsabhängig ist, die Abhängigkeit beträgt $\frac{dM}{dU} \approx 5 \frac{\%}{V}$. Daher werden hier die Alarmgrenzen an die Soll-Spannung U_{soll} des jeweiligen Kanals angepasst: Die HIGH-Grenze liegt bei $U_{\text{soll}} + 0,3 \text{ V}$ und die LOW-Grenze bei $U_{\text{soll}} - 0,3 \text{ V}$, beide haben die Priorität MINOR. Die HIHI- und die LOLO-Grenze liegen bei $U_{\text{soll}} \pm 0,8 \text{ V}$ und haben die Priorität MAJOR. Dadurch würde auch ein versehentliches Ausschalten der Hochspannungsversorgung einen Alarm auslösen. Durch die im Vergleich zum Laborbetrieb wesentlich engeren Grenzen ist sichergestellt, dass sich bei einem laufenden Experiment (z. B. am Beschleuniger) die Messbedingungen nicht unbemerkt durch Spannungsschwankungen verändern können.

Abschließend ist noch zu erwähnen, dass die in diesem Abschnitt genannten Zahlenwerte allesamt nicht im Quelltext des Programms festgelegt sind, sondern aus einer Konfigurationsdatei geladen werden und somit jederzeit angepasst werden können.

5.4. Alarm-Benachrichtigung

Wenn ein Alarm auftritt, müssen die zuständigen Mitarbeiter darüber informiert werden, damit sie das Problem lösen können. EPICS und CSS selbst bieten dazu nur eingeschränkte Möglichkeiten. Wenn ein Alarm auftritt, so wird in der CSS-Benutzeroberfläche das Feld mit dem Wert der entsprechenden PV orange (MINOR-Alarm) oder rot (MAJOR-Alarm) unterlegt. Wenn ein Gerät oder eine IOC nicht mehr antwortet, wird die entsprechende PV auf den Status INVALID gesetzt und das Feld in der GUI violett unterlegt. Wenn jedoch zu dem Zeitpunkt niemand auf die GUI schaut, bemerkt auch niemand den Alarm. Daher wurden Komponenten für das Alarm-System entwickelt, welche aktiv die Aufmerksamkeit der Experimentatoren auf sich ziehen. Dabei setzt das Alarmsystem auf die vorhandenen Komponenten von BEAST (siehe Abschnitt 4.4.3) auf: Es verbindet sich als Client mit dem BEAST-Alarmserver und wird dann von diesen Server über alle ausgelösten und quittierten Alarme informiert.

Tritt ein Alarm auf, so wird ein mehrstufiger, zeitlich gestaffelter Aktionsplan aktiviert: In der ersten Stufe, die Sekunden nach dem Auftreten der Alarm-Bedingung ausgelöst wird, wird der Alarm im Labor des Proto192 durch rotes Blinklicht und einen Warnton angezeigt. Sollte zu dem Zeitpunkt ein Mitarbeiter im Labor anwesend sein, kann er sich direkt des Problems annehmen und es womöglich lösen. Blinklicht und Warnton werden wieder abgeschaltet, sobald der Alarm quittiert wurde und nicht erst nach Wegfall der Alarm-Bedingung. Durch die Meldung direkt im Labor können Alarme, die beispielsweise durch das Abschalten eines derzeit nicht gebrauchten Gerätes ausgelöst werden, direkt quittiert werden, so dass die weiteren

Stufen des Alarm-Planes nicht mehr ausgeführt werden.

Wenn ein Alarm nach fünf Minuten nicht quittiert wurde, tritt Stufe zwei in Kraft: Hierzu läuft auf den Büro-Rechnern im Institut für Experimentalphysik I ein kleines Programm, das ebenfalls eine Verbindung zum BEAST-Server hält. Nach Überschreiten der Fünf-Minuten-Grenze zeigt das Programm auf dem Büro-Rechner eine Warnmeldung an, in der die Namen der PVs aufgeführt sind, bei denen ein Problem vorliegt. Somit ist zumindest während der Dienstzeiten sichergestellt, dass das Problem zeitnah behoben wird. Wenn der korrekte Detektor-Betrieb besonders wichtig ist, wie beispielsweise bei Testmessungen am Beschleuniger, kann eine erweiterte Version des Programms benutzt werden: Bei dieser wird nicht nur die Warnmeldung angezeigt, sondern zusätzlich in der linken oberen Ecke des Bildschirms ein Overlay eingeblendet, in dem ein Video abgespielt wird. Somit wird der Verantwortliche sowohl optisch als auch akustisch auf das Problem aufmerksam gemacht. Das Video lässt sich zudem nicht auf herkömmliche Weise, sondern nur durch das Quittieren des Alarms schließen.

Stufe drei folgt 10 Minuten nach Auslösen des Alarms, wenn bis dahin noch keine Quittierung vorliegt: Das Alarm-System sendet eine E-Mail über eine interne Mailing-Liste an alle am Proto192 beteiligten Mitarbeiter. Somit werden diese auch außerhalb der Dienstzeiten auf jeden Fall über das Vorliegen des Problems informiert. Auch in der E-Mail werden die Namen der betroffenen PVs aufgelistet. Somit können die Empfänger der E-Mail entscheiden, ob die Bearbeitung bis zum nächsten Werktag aufgeschoben werden kann oder ein Notfall vorliegt, der sofortiges Eingreifen erfordert. Zusätzlich kann die CSS-Benutzeroberfläche auch über das Internet an jedem X11-kompatiblen Rechner aufgerufen und bedient werden, so dass ein Alarm gegebenenfalls auch online quittiert werden kann.

6. Kühlsystem des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors

6.1. Überblick über das Kühlsystem

Das Kühlsystem, das in diesem Kapitel behandelt wird, dient der Kühlung eines Segmentes („slice“) des Fasses und der Vorwärtseindkappe des $\overline{\text{PANDA}}$ -Kalorimeters auf -25°C (siehe Abschnitt 3.3.4). Der Aufbau des Kühlsystems ist ein Gemeinschaftsprojekt des *Institut national de physique nucléaire et de physique des particules* (IN2P3) in Orsay (Frankreich) und der Ruhr-Universität Bochum. Der Kühlkompressor selbst und die Wärmetauscher wurden dabei nach den Spezifikationen des IN2P3 von einem kommerziellen Anbieter (Eurodifroid) gefertigt. Die Ruhr-Universität Bochum hat die Aufgabe, dieses Kühlsystem in den fertigen Aufbau zu integrieren und das System zur Steuerung bereitzustellen. Letzteres ist im Rahmen dieser Arbeit erfolgt.

Das System soll beim Aufbau und Test („*preassembly*“) der Vorwärtseindkappe verwendet werden, welche nach derzeitigem Planungsstand am Forschungszentrum Jülich erfolgen wird. Hierbei kann auch der dortige Teilchenbeschleuniger COSY („*Cooler Synchrotron*“) für Test- und Kalibrationsmessungen verwendet werden. Nach Abschluss der Arbeiten und Fertigstellung der Halle für das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment in Darmstadt wird die vollständige Endkappe dann zum FAIR-Forschungszentrum transportiert werden. Die *Preassembly*-Phase dient somit auch als Test des Detektorkühlsystems. Wenn dies erfolgreich verläuft, so wird als Kühlsystem für das gesamte $\overline{\text{PANDA}}$ -Kalorimeter in Darmstadt ein System mit identischem Konstruktionsprinzip bei größerer Leistungsfähigkeit beschafft werden. Insofern wurden einige Punkte des vorliegenden Systems bereits auf die Anforderungen des fertigen $\overline{\text{PANDA}}$ -Experimentes ausgelegt, wie z. B. die Integrierbarkeit der Ansteuerung in die $\overline{\text{PANDA}}$ -DCS (siehe Kapitel 4).

Das Kühlsystem besteht aus einem Primär- und einem Sekundärkreislauf. Der Primärkreislauf wälzt das Methanol-Wasser-Gemisch um, das durch die Bohrungen in der Endkappe und dem Fass sowie durch Kühlschläuche an den Seitenwänden gepumpt wird. Hier ist eine hohe Präzision und Stabilität der angestrebten Temperatur erforderlich. Da die Lichtausbeute von Bleiwolframat bei $T = -25^\circ\text{C}$ um $4 \frac{\%}{\text{K}}$ variiert, muss die Temperatur der Kristalle konstant sein, um die angestrebte Energieauflösung erreichen zu können (vgl. Abschnitt 3.4). Zudem wird ein Temperaturgradient entlang der Kristallachse von weniger als $0,1 \frac{\text{K}}{\text{cm}}$ angestrebt [Ern08].

Der Sekundärkreislauf dient der Abführung der Abwärme des Kompressors, der den Primärkreis kühlt. Da hier keine Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes auftreten, wird dieser Kreis mit gewöhnlichem Wasser betrieben. Eine Regelung auf eine Zieltemperatur ist nicht erforderlich. Bei dem Testaufbau am IN2P3 wird die Abwärme durch den Sekundärkreislauf zu einem Lamellenwärmetauscher geführt, der diese an die Außenluft abgibt, wobei die umgebende Luft durch einen Ventilator

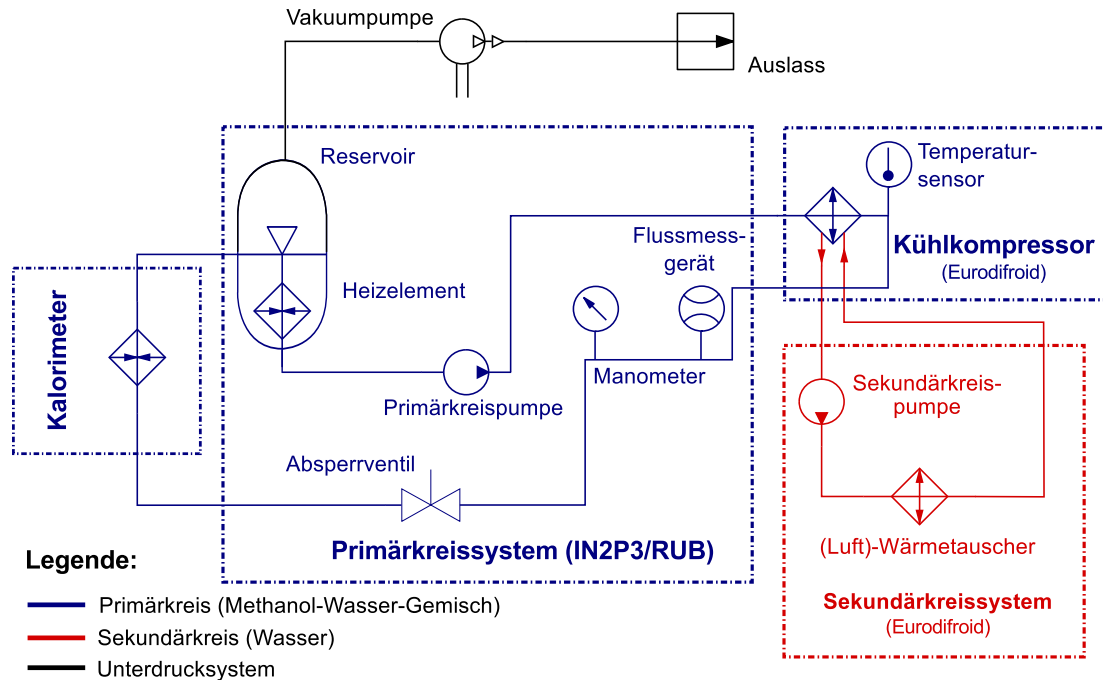


Abbildung 6.1.: Schema des Kalorimeter-Kühlsystems. (Die Symbole sind an DIN ISO 1219 angelehnt.)

an den Lamellen vorbeigeführt wird. Beim Aufbau in der $\overline{\text{PANDA}}$ -Halle bzw. an der RUB und in Jülich wird statt dessen ein Anschluss an die anlagen- bzw. gebäudeweite Kühlwasserversorgung verwendet.

Abbildung 6.1 zeigt eine schematische Zeichnung des Kühlsystems. Der Kompressor des Primärkreises bietet eine Kühlleistung von 5 kW, was zur Kühlung der Vorwärtsendkappe und eines *Slices* des Fasses ausreicht. Zur Optimierung des Kühlmittelflusses und zur Vermeidung des Kühlmittelaustrittes bei kleinen Leckagen wird das System mit Unterdruck betrieben. Aus diesem Grund kann die Gasphase in dem Kühlmittelreservoir mit Hilfe einer Vakuumpumpe abgesaugt werden.

Im Gegensatz zu den am Proto192 benutzten Kühlaggregaten (siehe Abschnitt 4.5), kann das Gerät der Firma Eurodifroid nur kühlen, aber nicht heizen. Eine Heizung ist jedoch erforderlich, um den Detektor nach Abschaltung des Strahls beispielsweise für Wartungsarbeiten aufzuheizen. Aus diesem Grund ist ein elektrisches Heizelement mit einer Leistung von 1,5 kW in den Primärkreis integriert, welches mit Hilfe eines Relais ein- und ausgeschaltet werden kann. Zudem diente das Heizelement während der Konstruktion des Kühlsystems am IN2P3 zur Simulation der Wärmelast des Kalorimeters.

Die Regelung des Kühlers allein ist nicht ausreichend, um eine homogene Temperatur des Bleiwolframats zu gewährleisten. Dies ist unter anderem den unterschiedlichen Längen der Kühlmittelleitungen geschuldet. Der Kühler wurde daher für einen Arbeitspunkt von -32°C konstruiert. In den Kühlmittelverteilern werden dann zusätzliche Heizelemente eingebaut, welche das Wasser-Methanol-Gemisch in jedem Strang auf die Zieltemperatur von -25°C aufwärmen. Eine elektrische Heizung, die

auf der Wärmeabgabe eines ohmschen Widerstandes basiert, ist zudem einfacher und schneller zu regeln als ein 5 kW-Kühlkompressor.

6.2. Steuerung des Kühlsystems

Das gesamte System wird durch einen Raspberry Pi gesteuert. Dazu werden einerseits die GPIO-Kontakte (*General Purpose Input/Output*), andererseits ein serielles Bus-System über einen USB-Adapter genutzt. Die GPIOs werden dabei sowohl als Eingang wie auch als Ausgang benutzt. Über die Ausgänge werden Relais angesteuert, mit denen Komponenten des Kühlsystems ein- und ausgeschaltet werden können. Über die Eingänge werden Statussignale der Eurodifroid-Anlage empfangen, welche Störungen in den einzelnen Komponenten anzeigen können.

An einen der USB-Anschlüsse des Raspberry Pi ist ein EIA-485-Adapter angeschlossen. EIA-485¹ stellt eine serielle Datenübertragung zur Verfügung, so wie auch der bekanntere EIA-232-Standard („COM-Anschluss“). Der Unterschied zwischen den beiden Standards liegt in der Topologie: EIA-232² betreibt eine Punkt-zu-Punkt-Verbindung zwischen genau zwei Geräten, während EIA-485 ein Feldbus ist, der mit dem bereits erwähnten CAN-Bus vergleichbar ist und prinzipiell beliebig viele Geräte miteinander verbindet. Der EIA-485-Standard selbst beschreibt nur die elektrischen Schnittstellenfunktion, aber kein Kommunikationsprotokoll. Beim $\overline{\text{PANDA}}$ -Kühlsystem kommt hier der UART-Standard (*Universal Asynchronous Receiver and Transmitter*) zum Einsatz, welcher sowohl bei EIA-232, EIA-485 als auch vielen anderen seriellen Schnittstellen zum Einsatz kommt.

An den EIA-485-Bus sind folgende Geräte angeschlossen:

- Eurodifroid-Kühlkompressor
- Kühlmittelfluss-Messgerät
- Primärkreispumpe

Auf dem Bus wird das Modbus-Protokoll benutzt. Modbus ist ein herstellerunabhängiges Protokoll zur Gerätesteuerung. Dies ermöglicht es, Geräte verschiedener Hersteller an einem Bus zu betreiben. Modbus kann auf einem EIA-232- oder EIA-485-Bus und zudem über eine TCP-Netzwerkverbindung benutzt werden. Die Geräte werden dabei durch eine ein Byte lange Adresse identifiziert. Modbus definiert einige allgemeine Methoden wie das Lesen und Schreiben von Statuswerten und Schaltern (1 Bit) und das Lesen und Schreiben von so genannten Registern (16 Bit). Die einzelnen Werte werden dabei durch eine Adresse identifiziert, deren Bedeutung in der Regel im Handbuch des jeweiligen Gerätes nachvollzogen werden kann.

Abbildung 6.2 zeigt den Schaltschrank des Primärkreissystems, von dem aus die gesamte Kühlanlage gesteuert wird. Zur Ansteuerung der GPIOs mit Hilfe von EPICS wurde ein eigener EPICS-Treiber (*Device Support*) entwickelt. Dieser benutzt eine standardisierte Schnittstelle zum Linux-Kernel. Aufgrund dessen sind für

¹Frühere Bezeichnung: RS-485

²Frühere Bezeichnung: RS-232

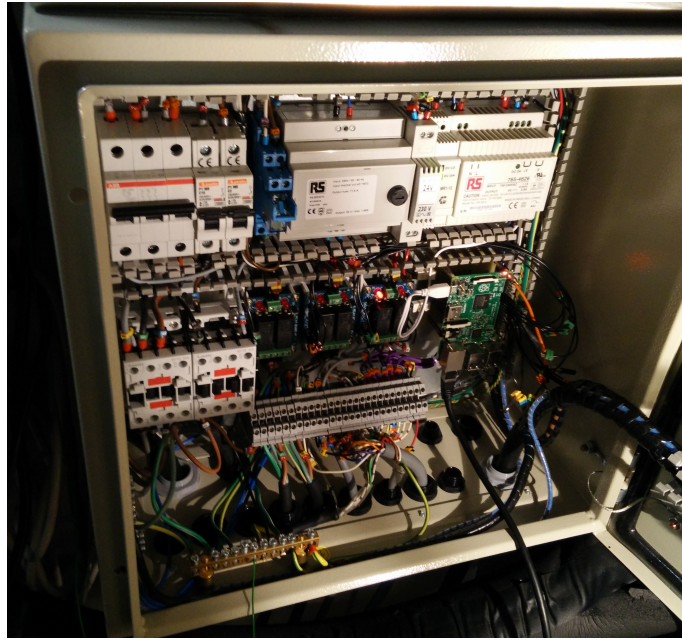


Abbildung 6.2.: Schaltschrank des Primarkreissystems mit Raspberry Pi, Netzteilen, Sicherungen und Relais

den EPICS-Prozess keine root-Rechte notwendig, was aus Sicherheitsgründen empfehlenswert ist. Die Schnittstelle befindet sich im `sysfs`-Pseudodateisystem und ist unter Linux gewöhnlicherweise unter dem Pfad `/sys/class/gpio` zugänglich. Hier erscheint für jeden aktivierten GPIO-Pin ein Unterverzeichnis mit dem Namen `gpioN`, wobei $N \in \mathbb{N}$ die Nummer des GPIO-Pins bezeichnet. Innerhalb dieses Unterverzeichnisses kann der GPIO-Kontakt dann über verschiedene Pseudodateien gesteuert werden. Der Inhalt der Datei `direction` kann die beiden Werte `in` und `out` annehmen, womit der Kontakt als Eingang oder Ausgang gewählt werden kann. Der Inhalt von `value` kann 0 oder 1 sein und gibt den momentanen Wert des GPIOs an.

Aus dem Wert des GPIOs kann jedoch nicht auf den anliegenden Spannungspegel geschlossen werden. Je nach Konfiguration eines Relais, das an den GPIO-Kontakt angeschlossen ist, kann das angesteuerte Gerät sowohl bei hohem Pegel als auch bei niedrigem Pegel eingeschaltet sein. Beim Raspberry Pi entspricht an den GPIO-Ausgängen ein hoher Pegel einer Spannung³ von $U_{\text{out}} = 3,3 \text{ V}$, ein niedriger Pegel entspricht $U_{\text{out}} = 0 \text{ V}$, also dem Massepotenzial des Raspberry Pis. Bei Eingängen werden von der Hardware Spannungen von $U_{\text{in}} \leq 0,8 \text{ V}$ als niedriger und Spannungen von $U_{\text{in}} \geq 1,3 \text{ V}$ als hoher Pegel interpretiert [Bro12]. Für die korrekte Umsetzung der GPIO-Ansteuerung ist es daher wichtig zu wissen, ob ein hoher Pegel einer logischen 0 oder einer 1 entspricht. Der Treiber für EPICS wurde daher unter der Maßgabe entwickelt, dass diese Entscheidung nur einmal an einer zentralen Stelle getroffen werden muss. Diese ist die Angabe der Hardware-Verbindung in

³Bei TTL-Steuerungslogik wird der hohe Pegel oft als 5 V definiert. Darauf ist der Raspberry Pi jedoch nicht ausgelegt und das Anlegen einer Spannung von 5 V an einen GPIO-Kontakt führt zur Zerstörung des Prozessors.

Tabelle 6.1.: Alarm- und Statussignale des Kalorimeter-Kühlsystems

Modbus:	GPIO:
Kompressorstörung	Kompressorstörung
Kühlmittelfluss zu niedrig	Kühlmittelfluss zu niedrig
Temperatursensor 1 gestört	Druck zu niedrig
Temperatursensor 2 gestört	Steuerelektronik gestört
Externe Stromversorgung gestört	Sekundärkreislauf ausgefallen

der EPICS-Datenbank⁴. Hier wird für jeden GPIO-Pin einzeln die Umsetzung als „active high“ ($3,3\text{ V} \hat{=} 1$) oder „active low“ ($3,3\text{ V} \hat{=} 0$) definiert. Die entsprechenden EPICS-Records sowie nachgeordnete Instanzen wie GUI, Archiver und Alarmsystem arbeiten daraufhin nur mit dem logischen Wert.

Die als Eingang konfigurierten GPIO-Kontakte werden in der Regel im so genannten Interrupt-Modus betrieben: Der Treiber beobachtet permanent, ob sich der Inhalt der `value`-Datei ändert. Wenn dies geschieht, löst er einen Interrupt⁵ aus, was dazu führt, dass der EPICS-Kern das Record aktualisiert. Auch die über die `Monitor`-Methode (siehe Abschnitt 4.2) angeschlossenen Channel-Access-Clients werden so über die Änderung informiert.

6.3. Maschinenschutz

Eine komplexe und teure Maschine wie das in diesem Kapitel vorgestellte Kühlsystem muss vor einer Beschädigung durch Fehlfunktionen oder unzulässige Umweltparameter geschützt werden, denn ein defektes Kühlsystem führt zum Ausfall des elektromagnetischen Kalorimeters, ohne das das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment keine brauchbaren Daten messen kann. Ein solches Sicherheitskonzept muss auch EPICS als zentralem Bestandteil des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektorsteuersystems die richtige Rolle zuweisen:

Wichtige Sicherheitsschaltungen sollten niemals in Software realisiert werden, die auf einem normalen Prozessor läuft, weil die dauerhafte Einsatzbereitschaft nicht gewährleistet ist. Der Raspberry Pi verfügt nicht über Arbeitsspeicher mit Fehlerkorrekturmechanismus (ECC-RAM). Somit kann es zu einer zufälligen Modifikation im Arbeitsspeicher kommen, welche auch sorgfältig geprüfte Software zum Absturz bringt. In der $\overline{\text{PANDA}}$ -Halle ist diese Gefahr zusätzlich erhöht, weil eine solcher Speicherfehler beispielsweise durch ein aus dem Detektor austretendes Myon verursacht werden kann.

Daher wurden die Sicherheitseinrichtungen des Kühlsystems so konstruiert, dass sie direkt auf Basis elektrischer Signale ohne Zwischenschaltung eines Prozessors arbeiten. Jedwede Störung führt zur sofortigen Abschaltung des Kühlsystems. EPICS wird über eine solche Störung lediglich informiert, ist aber nicht am Abschaltprozess selbst beteiligt. EPICS ist dennoch ein wichtiger Systembestandteil, denn das

⁴Die „Datenbank“ enthält bei EPICS die Konfiguration einer IOC, vgl. Abschnitt 4.2

⁵Der Begriff „Interrupt“ bezieht sich hier auf eine EPICS-interne Funktion und nicht auf die CPU des Raspberry Pis.

Khlssystem ist auch in das in Kapitel 5 vorgestellte Alarmsystem integriert. Wenn ein entsprechender Fall eingetreten ist, werden über EPICS und das Alarmsystem die zuständigen Mitarbeiter informiert, so dass sie das Problem finden und beheben können. Wenn EPICS oder andere Software nicht zur Verfügung stnde, unterbliebe zwar die Benachrichtigung über den Alarm, das Risiko für einen Maschinenschaden wäre aber minimiert.

Eine wichtige Komponente des Sicherheitssystems ist das Flussmessgert. Dieses gibt nicht nur den aktuellen Fluss über die Modbus-Verbindung aus, sondern gibt auch über ein separates Kabel ein Binärsignal aus, das anzeigt, ob Kühlmittelfluss vorhanden ist oder nicht. Die Schwelle liegt bei etwa $1 \frac{\text{L}}{\text{min}}$. Zeigt das Signal an, dass das Kühlmittel nicht mehr umgewälzt wird oder wird das Flussmessgert abgeschaltet, so wird der Kühlkompressor umgehend angehalten.

Den selben Effekt hat das Abschalten der Umwlpumpe des Sekundärkreislaufes oder des Luftwrmetauschers. Zudem gibt es innerhalb der Eurodifroid-Anlage diverse Sensoren, die ebenfalls eine Abschaltung des Kompressors auslösen können. Die Statuswerte können einerseits über Modbus abgefragt werden, andererseits werden sie auch direkt als Digitalsignal an die GPIOs des Raspberry Pis übermittelt. Tabelle 6.1 zeigt eine Liste der Statuswerte, die über die beiden Kommunikationswege zur Verfügung stehen.

7. Endkappen-Produktionsdatenbank

7.1. Zielsetzung

Am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum werden wesentliche Komponenten der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des PANDA-Experimentes gefertigt. Insgesamt werden dazu mehrere zehntausend Einzelteile verwendet. Bei einigen der Bauteile, insbesondere bei den Photodetektoren, müssen vor dem Einbau die Eigenschaften vermessen werden. Dies ist nötig, da beispielsweise mehrere Avalanche-Photodioden (APDs) mit einer gemeinsamen Hochspannung versorgt werden. Die Verstärkung einer APD ist stark von der Betriebsspannung abhängig, so dass an einem Hochspannungskanal APDs mit vergleichbarer Spannungs-Verstärkungs-Kennlinie angeschlossen werden (vgl. Abschnitt 3.3.4).

Um die Übersicht über den Bauprozess zu behalten und die Informationen zu allen Bauteilen zentral zu speichern, wurde im Rahmen dieser Dissertation die Endkappen-Produktionsdatenbank entwickelt. Die Endkappen-Produktionsdatenbank basiert auf dem freien Datenbankmanagementsystem MySQL¹ [Ora15], die Benutzerschnittstelle ist eine PHP-Anwendung, auf die mittels eines Webbrowsers zugegriffen wird.

Das Datendesign der Endkappen-Produktionsdatenbank ist auf das versionierte Speichern von „Objekten“ und ihren Eigenschaften ausgerichtet. Die „Objekte“ sind in diesem Fall die Bauteile, die wiederum aus mehreren Ausgangsteilen bestehen können. Dabei wurde darauf geachtet, dass die Datenbankstrukturen und Benutzerschnittstellen so gestaltet sind, dass sie die Arbeitsabläufe im Labor möglichst realitätsnah begleiten. Abbildung 7.1 zeigt einen Screenshot von der Startseite der Webschnittstelle.

Die Speicherung erfolgt versioniert, da zu jeder Objekttafel eine Archivtafel existiert, in der alle Änderungen an den Objektparametern aufgezeichnet werden, zudem werden Benutzername und Zeitstempel mitgeschrieben. Einerseits kann somit die Geschichte eines Detektors genau nachvollzogen werden. Andererseits können versehentlich überschriebene oder gelöschte Daten jederzeit wiederhergestellt werden. Das endgültige Löschen eines Datenbankeintrages ist zudem nur dem Administrator möglich. Die Löschen-Funktion in der Benutzeroberfläche setzt lediglich das bei jedem Objekt vorhandene Gelöscht-Flag, so dass der „gelöschte“ Datensatz in Zukunft nicht mehr angezeigt wird.

¹<http://www.mysql.com>



Abbildung 7.1.: Startseite der Webseite der Endkappen-Produktionsdatenbank

7.2. Datendesign und Arbeitsablauf

Der Weg zu einer fertigen EMC-Subunit beginnt bei den Subdetektoren. Dieser Objekttyp ist für die APDs vorgesehen, da diese zu zweit in eine Capsule eingeklebt werden müssen, um einen Photodetektor zu erhalten, der an einem Szintillatorkristall angebracht werden kann. Zunächst werden die APDs in der Datenbank angelegt und die Herstellerinformationen automatisiert aus den Datenblättern in die Datenbank übernommen. Vor dem Zuweisen zu einer Capsule werden die APDs zunächst diversen Tests unterzogen, insbesondere wird die Spannungs-Verstärkungs-Kennlinie bei verschiedenen Temperaturen gemessen. Diese Messdaten werden ebenfalls in der Datenbank gespeichert und dem APD-Eintrag zugeordnet.

Wenn die APD-Messungen ausgewertet sind und die APDs in die Capsules eingeklebt werden, kann dies in der Datenbank über den Menüpunkt „APDs kombinieren“ eingetragen werden. Da die Capsules eine ausgezeichnete Ecke haben, wird in diesem Prozess auch die genaue Orientierung der APDs erfasst. In der Datenbank wird daraufhin ein Detektor-Objekt erstellt, welches auf die beiden APDs als Subdetektoren verweist. Die Vakuum-Photo-Tetroden (VPTT) werden direkt auf den Kristall aufgeklebt, so dass sie im Kontext der Datenbank direkt ein Detektorobjekt bilden, das keine Subdetektoren hat. Auch hier werden sowohl die Herstellerspezifikationen als auch die Ergebnisse der eigenen Messungen (u. a. Verstärkung, Dunkelstrom, Magnetfeldabhängigkeit) gespeichert. Details zum Aufbau der Detektorkanäle sind in Abschnitt 3.3.4 erklärt.

Der fertige Detektor kann nun mit einem Kristall und einem Vorverstärker ausgestattet werden, wobei eine Kristall-Photodetektor-Vorverstärker-Einheit, im Kontext der Datenbank kurz Unit genannt, entsteht. Die Verbindung zwischen Kristall

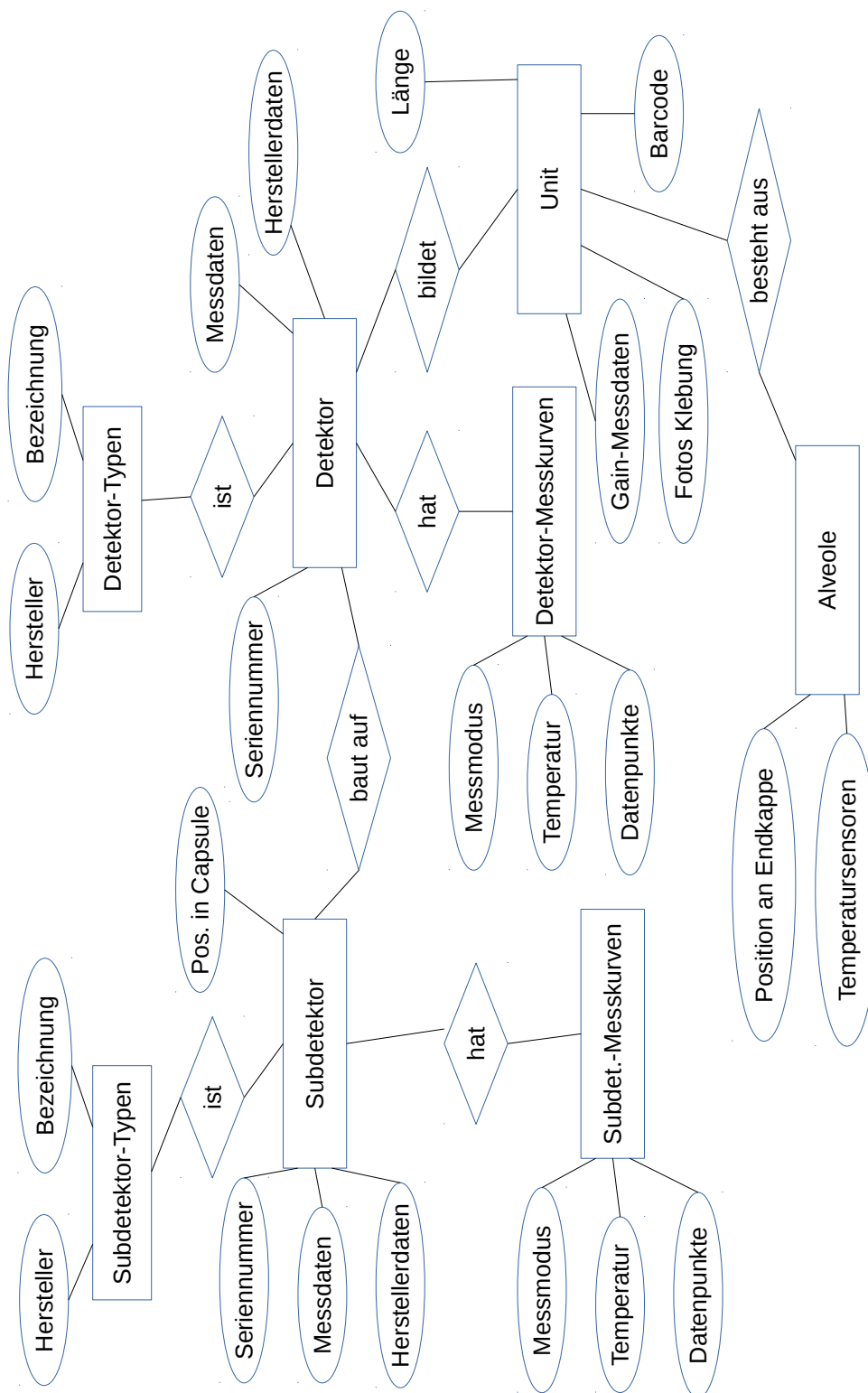


Abbildung 7.2.: Vereinfachtes Entity-Relationship-Diagramm der Produktionsdatenbank für die Vorwärtsendkappe des PANDA-Kalorimeters



Abbildung 7.3.: Barcode-Nummerierungsschema für die Komponenten und Bauteile des PANDA-Detektors

und Photodetektor wird dabei durch Klebung mit einem Spezialkleber² hergestellt. Der Klebeprozess ist aufwendig und fehleranfällig, so dass das Ergebnis unbedingt einer Qualitätskontrolle unterzogen werden muss. Dazu wurde am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum ein Messaufbau zur Anfertigung von Fotos der Klebeschicht eingerichtet, wobei die Klebung durch den Kristall fotografiert wird. Diese Fotos werden ebenfalls in der Datenbank abgespeichert, so dass bei eventuell auftretenden Problemen die Qualität der Klebung auch nach Einbau der Unit in den Detektor begutachtet werden kann. Zudem werden im Unit-Objekt auch Ergebnisse von Testmessungen der Kombination aus Photodetektor und Vorverstärker mit Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung („Cosmics“) gespeichert.

Abschließend werden die Units in eine Alveole eingebaut. Diese bietet normalerweise Platz für 16 Units, an den Rändern der EMC-Vorwärtsendkappe wird es aber auch kleinere Alveolen mit nur 8 Plätzen geben. Das Alveolenobjekt in der Datenbank verweist daher auf die jeweiligen Units, wo auch die Position innerhalb der Alveole hinterlegt wird. Abschließend kann in dem Alveolen-Objekt auch noch angegeben werden, an welchen Platz in der EMC-Endkappe die Alveole montiert werden soll.

Die vorstehend vorgestellten Objekte und ihre Eigenschaften und Relationen wurden in einem Datenbankmodell abgebildet. Abbildung 7.2 zeigt dieses in einem vereinfachten Entity-Relationship-Diagramm. Zu beachten ist hierbei, dass komplexere Eigenschaften wie die Datenpunkte der Messkurven und die Fotos der Kristall-Detektor-Klebung in eigenen Datenbank-Tabellen abgelegt sind, die hier jedoch der Übersichtlichkeit halber nicht einzeln eingezeichnet sind.

7.3. Barcodes

Für die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters werden 3856 Units zuzüglich Reserve produziert werden. Jede davon muss mit einer individuellen Kennzeichnung versehen werden. Um die Arbeitsabläufe zu beschleunigen und die Gefahr von Tippfehlern zu reduzieren, wurde während dieser Arbeit an der Datenbank ein Barcode-Kennzeichnungssystem entwickelt. Es basiert auf dem Barcode-Standard 2 of 5 interleaved (gemäß internationalem Industriestandard ISO/IEC 16390:2007).

²Typ: Dow Corning 3145 adhesive sealant clear

Tabelle 7.1.: Kennziffern der einzelnen $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Subsysteme für das Barcode-Nummerierungsschema

01	Pellet Target	16	Forward Shashlyk Calorimeter
02	Cluster Jet Target	17	Luminosity Detector
03	Micro Vertex Detector	18	Target Spect. Barrel Muon Detectors
04	Straw Tube Tracker	19	Target Spect. Endcap Muon Detectors
05	Planar GEM Trackers	20	Muon Filter
06	Silicon Lambda Disks	21	Forward Range System
07	Barrel DIRC	22	Hypernuclear Primary Target
08	Barrel Time of Flight	23	Hypern. Secondary Active Target
09	Forward Tracking	24	Hypern. Germanium Detector
10	Endcap Disc DIRC	25	Solenoid
11	Forward RICH	26	Dipole
12	Forward TOF	27	Interaction Region
13	Forward Endcap EMC	28	Infrastructure
14	Barrel EMC	29	DAQ
15	Backward Endcap EMC	30	Computing

Bei dieser Barcode-Art werden die Ziffern paarweise codiert: Die eine Ziffer in der Breite der Striche und die Andere in der Breite der Abstände zwischen den Strichen. Daher sind 2/5i-Barcodes sehr platzsparend, die Zahl der im Barcode kodierten Ziffern muss aber gerade sein. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Nummerierungsschema ist so strukturiert, dass es im gesamten $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment zur Nummerierung aller möglicher Arten von Geräten, Bauteilen und Kabeln verwendet werden kann, ohne dass Barcodes doppelt auftreten.

Dieses System wurde auf dem XLVIII. $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Collaboration Meeting am 12. März 2014 der $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Kollaboration vorgestellt und gemäß Beschluss des Technical Board auf dem XLIX. $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Collaboration Meeting am 11. Juni 2014 in der vorgeschlagenen Form für die gesamte Kollaboration übernommen. Abbildung 7.3 zeigt, dass die Ziffernfolge des Barcodes in mehrere Segmente aufgeteilt wird. Die ersten beiden Stellen kennzeichnen das Subsystem. Subsysteme sind die Detektoren, aus denen $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ besteht, sowie unterstützende Systeme wie beispielsweise das Detektorkontrollsystem oder die Auslese- und Verarbeitungselektronik. Die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters ist ein Subsystem, dem in diesem Nummerierungsschema die Zahl 13 zugewiesen wurde. Tabelle 7.1 zeigt alle bisher zugewiesenen Subsystem-Nummern. Die bisher nicht verwendeten Nummern 31 bis 99 können in Zukunft zusätzlich an Subsysteme verteilt werden, die einen größeren Nummernraum benötigen.

Die dritte und vierte Ziffer kennzeichnen die Kategorie, wobei jedes Subsystem seine eigene Zuordnung aufstellt. Diese Stelle sagt, um welches Gerät, Kabel, Bauteil usw. es sich handelt. Die Detektoreinheiten der Vorwärtsendkappe tragen beispielsweise die Kategorienummer 09. Die einzelnen Elemente einer Kategorie werden dann durch die Gerätenummer gekennzeichnet, wobei gewöhnlich einfach fortlaufende Nummern vergeben werden. Die Gerätenummer nimmt die Ziffern 5 bis 9 des



Abbildung 7.4.: APD-Vorverstärker-Einheit mit elektr. Isolation, Verkabelung und Barcode-Aufkleber.

Barcodes ein.

An der letzten Stelle steht die Prüfziffer. Diese dient der Erkennung von Fehlern beim Einscannen des Barcodes oder dem Eintippen der zugehörigen Nummer. Zur Berechnung der Prüfziffer muss man die Ziffern z_i des Barcodes ohne Prüfziffer einzeln betrachten, wobei die letzte Ziffer (rechts) mit z_0 bezeichnet wird. Die Prüfziffer z_p wird dann folgendermaßen berechnet [GS1]:

$$z_p = \left\{ 10 - \left[\left(\sum_i \omega_i \cdot z_i \right) \bmod 10 \right] \right\} \bmod 10 \quad \text{mit } \omega_i = \begin{cases} 3 & \text{für } i \text{ gerade} \\ 1 & \text{für } i \text{ ungerade} \end{cases}$$

Zur Produktion der Detektoreinheiten für die Vorwärtsendkappe wurden selbstklebende, chemikalienbeständige Etiketten mit aufgedruckten Barcodes von einem kommerziellen Anbieter beschafft. Nachdem der Photodetektor (APD-Capsule oder VPTT) mit dem Vorverstärker verbunden und getestet wurde, wird das Barcode-Etikett auf die äußere elektrische Isolation (Kupferrohr) geklebt. Dann wird in der Datenbank die Funktion „Einheit zusammenstellen“ aufgerufen, welche Schritt für Schritt die Seriennummern von Detektor, Vorverstärker und Kristall abfragt. Zum Schluss muss der aufgeklebte Barcode eingescannt werden, woraufhin die Einheit in der Datenbank abgespeichert wird. Von diesem Zeitpunkt an dient der Barcode dazu, bei Testmessungen die Ergebnisse dem Datenbankeintrag zuzuordnen und die Übersicht mit allen Daten zu dieser Einheit in der Datenbank zu finden. Abbildung 7.4 zeigt ein Foto einer solchen Einheit, die bis auf das Ankleben des Bleiwolframat-Kristalls bereits fertiggestellt ist.

7.4. Datensicherung

Die Produktionsdatenbank enthält viele Informationen, die bei Verlust nur schwer oder gar nicht wiederhergestellt werden können. So ist die Seriennummer der APDs beispielsweise auf die Rückseite gedruckt, so dass sie nach Einkleben der APDs in die Capsule nicht mehr sichtbar ist. Die Beschriftung der Capsule ist nach den Zusammenbau einer Unit ebenfalls nicht mehr zu sehen. Die Daten über eine Unit, inklusive aller Testmessungen, sind nur anhand des Barcodes verfügbar. Ohne diese Daten können die Units aber unter anderem nicht auf die Hochspannungskanäle verteilt werden. Daher dürfen sowohl die Messdaten als auch die Zuordnung der (Sub-) Detektoren zu den Units auf gar keinen Fall verloren gehen.

Daraus folgt, dass für die Produktionsdatenbank ein umfassendes Backup-Konzept erarbeitet werden muss, um einen vollständigen oder auch nur teilweisen Verlust von Daten so unwahrscheinlich wie möglich zu machen. Daher werden die Daten nicht nur an der Ruhr-Universität Bochum gespeichert, sondern auch bei anderen Forschungseinrichtungen gespiegelt.

Ausgangspunkt der Datensicherung ist der automatisierte Export der gesamten Datenbank, der jede Nacht gegen 3 Uhr ausgeführt wird. Mit Hilfe des Programms `mysqldump` werden dabei alle Daten in eine Textdatei im SQL-Format gespeichert. Diese Textdatei kann im Zweifelsfall durch jeden kompatiblen SQL-Server eingelesen werden, wodurch alle Datenbankinträge rekonstruiert werden.

Direkt nach der Erstellung wird diese Textdatei komprimiert und auf einem anderen Server des Instituts mit Datum und Uhrzeit abgelegt, das Backup des vorherigen Tages wird somit nicht überschrieben. Folglich können versehentlich gelöschte Daten auch dann wiederhergestellt werden, wenn dies nicht schon durch das Versionierungssystem der Produktionsdatenbank möglich ist, zum Beispiel bei einem Fehler des Datenbankadministrators.

Zusätzlich wird die unkomprimierte Backup-Datei in ein weiteres Verzeichnis kopiert, welches mit dem Quellcodemanagementsystem Git verwaltet wird, dabei wird die Datei des Vortags überschrieben. Wurden an einem Tag keine Änderungen an der Datenbank vorgenommen, so sind die beiden Datenbank-Exporte bis auf die letzte Zeile identisch, diese letzte Zeile enthält den Vermerk „Dump completed“ mit Datum und Uhrzeit. Daher wird durch ein Skript überprüft, ob in dem SQL-Quelltext mehr als eine Zeile geändert worden ist. Falls ja, wird mit Git ein Commit des SQL-Quellcodes erzeugt, so dass die Änderungen an der Datei in den Git-Datenstrukturen gespeichert werden, die Änderungen an der Datenbank können folglich auch hier nachverfolgt werden. Der Vorteil von Git besteht darin, dass nicht jedes Mal eine komplette Datenbank-Datei gespeichert wird, sondern immer nur die Änderungen im Vergleich zum vorherigen Backup. Der Git-Ansatz ist somit deutlich speicherplatzsparender, so dass diese Variante des Backups zur Übertragung an externe Speicher genutzt wird. Am 01. Juni 2015 beispielsweise war der unkomprimierte Datenbank-export eines Tages 288 MiB groß, das Git-Verzeichnis mit den komprimierten Daten und einer Versionsgeschichte von 333 Tagen belegte jedoch nur 128 MiB Speicherplatz.

Das Git-Verzeichnis wird ebenfalls nachts automatisiert mit den Rechenzentren der GSI und der Universität Bonn synchronisiert. Folglich sind die Daten auch dann nicht verloren, wenn die Server an der Ruhr-Universität beispielsweise durch einen Brand vollständig zerstört werden sollten. Mit einem eigens dafür entwickelten Skript können die Daten zusätzlich noch auf den „CERNBox“ genannten Cloud-Speicherdienst des Europäischen Kernforschungszentrums CERN in Genf kopiert werden.

Mit insgesamt vier Sicherheitskopien, von der jede die komplette Versionsgeschichte umfasst und sich drei außerhalb der Ruhr-Universität Bochum befinden, sollte die Produktionsdatenbank hinreichend gegen Datenverlust geschützt sein.

7.5. XML-Schnittstelle

Die bisher vorgestellte und in Abbildung 7.1 gezeigte Webschnittstelle ist zur direkten Interaktion mit einem menschlichen Benutzer gedacht. Es gibt jedoch auch Situationen, in denen die Inhalte der Datenbank von einem anderen Softwareprogramm abgerufen und direkt weiterverarbeitet werden (Maschine-Maschine-Kommunikation). Hierzu könnte zwar der HTML-Quellcode der Webseite verarbeitet werden, jedoch bedeutete dies einen unnötigen Aufwand und die Notwendigkeit zur Anpassung solcher Programme bei Änderungen an der Webseite. Ein Beispiel für eine solche Schnittstelle ist die Abfrage der Temperatursensoren und ihrer Kalibrationsparameter in einer Alveole unter Angabe der Alveolen-Seriennummer.

Für die Maschine-Maschine-Kommunikation wurden daher spezielle Schnittstellen geschaffen, die ebenfalls das Webprotokoll HTTP zur Übertragung benutzen, die Antwort wird jedoch als XML- und nicht als HTML-Code geliefert. XML (**Extensible Markup Language**) ist eine allgemeine Datenbeschreibungssprache, in der hierarchische Strukturen abgebildet werden. Die grundsätzliche Syntax entspricht der von HTML, jedoch haben die einzelnen Elemente keine Bedeutung im Hinblick auf eine bildliche Darstellung in einem Webbrowser.

Die Parameter der Anfrage werden als Argument an die URL der Webschnittstelle angehängt. Da in einer URL möglichst nur alphanumerische Zeichen (und einige weitere wie +, - oder =) verwendet werden sollten, werden die Parameter nach dem Base64-Verfahren³ kodiert. Beispielsweise wird damit aus der Alveolen-Seriennummer 15-11-2013 16:30 die Zeichenfolge MTUtMTetMjAxMyAxNjozMA==.

Wenn die Alveole mit der angefragten Seriennummer in der Datenbank nicht vorhanden ist, so liefert die Produktionsdatenbank-API ein XML-Dokument zurück, das den Fehler angibt. Wenn die Daten jedoch gefunden werden, so wird ein XML-Dokument ausgegeben, welches die in dieser Alveole eingebauten Temperatursensoren auflistet und zu jedem Sensor die Seriennummer, die Position in der Alveole und die Kalibrationsparameter mit Messungenauigkeit angibt. Zudem werden in der Datenbank möglicherweise hinterlegte Zusatzinformationen (beispielsweise zum Herstellungsprozess) mit übermittelt.

Zur Sicherstellung der korrekten Datenübertragung auch in dem Fall, dass ein Kommentar zu einem Sensor Sonderzeichen wie Umlaute oder mathematische Symbole enthält, benutzt die Datenbank sowohl intern als auch auf der Web- wie der XML-Schnittstelle ausschließlich das Kodierungsformat UTF-8⁴. UTF-8 basiert auf dem Unicode-Zeichenstandard (auch Universal Character Set genannt), bei dem sowohl die Schriftzeichen aller Kulturkreise als auch viele weitere Symbole eine eindeutige Binärdarstellung erhalten.

Ein Beispiel für die Funktion der API und den Verlauf der Kommunikation ist in Anhang A abgedruckt.

³Spezifikation: RFC4648, siehe: <https://tools.ietf.org/html/rfc4648>

⁴Spezifiziert in ISO/IEC 10646-1:2000 Annex D und RFC 3629, siehe <https://tools.ietf.org/html/rfc3629>

8. API für das Detektorsteuersystem

8.1. Application Programming Interface

Ein *Application Programming Interface* (API) stellt eine Schnittstelle zur Verfügung, durch die Software ein anderes System ansprechen und steuern kann. Beispielsweise bietet die C-Programmbibliothek (unter Linux gewöhnlicherweise `libc.so`) Zugriff auf die grundlegenden Funktionen des Betriebssystems wie das Lesen und Schreiben von Dateien oder die Ausgabe von Text auf der Konsole.

EPICS stellt für den Zugriff auf das Channel-Access-Protokoll ebenfalls eine API und die beiden Programmbibliotheken `libca.so` und `libCom.so` zur Verfügung [HL15]. Allerdings ist zur Nutzung dieser API ein relativ tiefgreifendes Wissen sowohl über die Funktionsweise von EPICS als auch die genaue Ausgestaltung des jeweiligen Kontrollsystems erforderlich. Da EPICS darauf optimiert ist, auch auf Systemen mit wenig Ressourcen IOCs mit tausenden Prozessvariablen betreiben zu können, werden Channel-Access-Aufrufe nur minimalen Überprüfungen unterzogen. Fehlerhafte Verwendung der EPICS-API kann daher sowohl zu unbeabsichtigten Fehlfunktionen (Seiteneffekten) als auch zu einer hohen Netzwerklast führen.

Andererseits sind im Rahmen der Arbeit am Proto192 viele Softwarekomponenten entstanden, die auf das Detektorsteuersystem zugreifen müssen. Beispiele dafür sind einerseits die in den Abschnitten 5.2 und 5.3 vorgestellten Programme als auch Testprogramme zur Charakterisierung der Komponenten für die finale Endkappe wie beispielsweise Programme zur automatischen Aufzeichnung einer Spannungs-Strom-Kennlinie für eine APD.

Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit eine API für das Proto192-Detektorsteuersystem entwickelt, die auf der EPICS-API aufbaut, aber die Interna von EPICS soweit kapselt, dass zur Verwendung keine Kenntnisse über EPICS mehr notwendig sind. Zudem wurde bei der Entwicklung darauf Wert gelegt, dass die Software modular aufgebaut wird, so dass sie am fertigen $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment weiterverwendet werden und auch auf die anderen Subdetektoren von $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ erweitert werden kann. Entwickelt wurde die Proto192-API in der Programmiersprache C++, während die EPICS-API in C gehalten ist. Von der Programmiersprache C++ wird dabei die Version C++11 vom 12. August 2011 (ISO/IEC 14882:2011) verwendet. Als Compiler ist der GNU C++ Compiler¹, mindestens in der Version 4.4, erforderlich. Empfehlenswert ist es jedoch, mindestens Version 4.8 einzusetzen.

Die API bildet mit den in Abschnitt 5 vorgestellten Komponenten einen gemeinsamen Quelltext-Baum, der insgesamt 33 Klassen und über 18 000 Zeilen Quelltext umfasst. Trotz der gemeinsamen Quelltextverwaltung ist das Projekt kein monolithischer Block, sondern beim Kompilieren entstehen 12 Programmbibliotheken und 10 ausführbare Programme für verschiedene Aufgaben. Der Quellcode wird mit dem

¹<https://gcc.gnu.org/>

verteilten Versionsverwaltungssystem Git² auf den Servern des Instituts für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum verwaltet.

Um eine API benutzen zu können, ist eine ausführliche Dokumentation unabdingbar. In den folgenden Abschnitten werden zwar der grundsätzliche Aufbau des Systems erklärt, aber es kann nicht jede Methode einzeln erläutert werden. Die Dokumentation wurde daher im Quelltext direkt bei den jeweiligen Klassen und Funktionen als Kommentar hinterlegt. Mit dem Programm Doxygen³ kann aus diesen Kommentaren jederzeit ein API-Handbuch in verschiedenen Formaten wie HTML oder PDF generiert werden. Somit kann die Dokumentation nicht abhanden kommen, denn wer den Quellcode zur Verfügung hat, hat auch alle zugehörigen Erläuterungen.

8.2. Basisklassen

Die Basisklassen für die Kommunikation mit EPICS bilden die Klassen `EpicsPVbase` und `EpicsAccessManager`. `EpicsPVbase` ist eine abstrakte Basisklasse und kapselt die wesentlichen Channel-Access-Funktionen. Diese müssen dann in einer abgeleiteten Klasse für bestimmte Prozessvariablen, d. h. für bestimmte Hardware konkret implementiert werden, so dass der API-Nutzer die Details zur Nutzung nicht kennen muss. Beispiele für solche Implementierungen sind die Klassen `EpicsHVModule` zur Ansteuerung der Hochspannungsversorgung und `EpicsTemperatureSensors` zur Auslese von Temperaturmesswerten. Diese abgeleiteten Klassen greifen selbst jedoch nicht mehr auf Funktion der EPICS-API zurück sondern nutzen dazu die `protected`-Methoden der Basisklasse.

Da die EPICS-API in C geschrieben ist, kann sie nicht direkt mit objektorientierten Datenstrukturen umgehen. Dies ist insbesondere bei Callbacks relevant: Hier kann man EPICS die Adresse einer Funktion angeben, die beim Eintritt eines Ereignisses (z. B. Verbindung zu PV hergestellt/verloren) durch den CA-Client aufgerufen wird. Die Klasse `EpicsPVbase` verfügt daher auch über entsprechende Event-Handler. Allerdings kann deren Adresse nicht direkt in der EPICS-API registriert werden: In der Regel wird es mehrere Instanzen der von `EpicsPVbase` abgeleiteten Klassen geben, den Event-Handler gibt es aber nur einmal an einer Speicheradresse. Als reine C-API kann EPICS nicht zwischen den verschiedenen Instanzen unterscheiden.

Daher ist die Ereignisbehandlung in `EpicsPVbase` grundsätzlich in zwei Stufen geteilt: Es gibt eine als `static` deklarierte Methode, die somit instanzenunabhängig ist und daher die selbe Signatur wie eine C-Funktion aufweist. Diese kann in der EPICS-API als Event-Handler registriert werden. Dieser erste Event-Handler hat nur die Aufgabe, die zuständige Instanz zu finden und deren instanzenspezifischen Event-Handler aufzurufen. Um dieses Auffinden zu ermöglichen, nutzt die Klasse `EpicsPVbase` die Möglichkeit der Channel-Access-Funktionen, beim Herstellen einer Verbindung zu einer Prozessvariable in den Verbindungsdaten eine nutzerdefinierte

²<https://www.git-scm.com/>

³<http://www.doxygen.nl/>

Speicheradresse (C++-Datentyp `void*`) zu hinterlegen. Diese Adresse ist die Basisadresse der Instanz der jeweiligen abgeleiteten Klasse. Der allgemeine Event-Handler kann die hinterlegte Adresse dann von EPICS abrufen und somit die zuständige Instanz auffinden. Um aber, insbesondere während der Beendigung des Programms, Fehler wie Nullzeigerdereferenzierung oder Speicherschutzverletzung zu vermeiden, wird der Speicherbereich, auf den die Adresse zeigt, zunächst auf Gültigkeit überprüft. Dazu dient eine so genannte „magische Zahl“: Im Speicherbereich jeder Instanz gibt es eine Variable, die im Konstruktor auf einen definierten Wert und im Destruktor auf 0 gesetzt wird. Der allgemeine Event-Handler überprüft daher diesen Wert und ruft bei Übereinstimmung mit dem Soll-Wert den Event-Handler der jeweiligen Instanz auf.

Die Klasse `EpicsAccessManager` hat dagegen die Aufgabe, einige globale EPICS-bezogene Ressourcen zu verwalten und ist daher als Singleton ausgestaltet, d. h. es kann pro Prozess immer nur eine Instanz dieser Klasse geben. Im Konstruktor dieser Klasse wird beispielsweise die CA-API selbst initialisiert. Außerdem führt die Klasse eine Liste aller aktiven `EpicsPVbase`-Instanzen. Bei Beendigung der Anwendung sorgt weist der Destruktor der Klasse alle diesen Instanzen an, die bestehenden Verbindungen zu den EPICS-IOCs zu schließen. Somit ist sichergestellt, dass das Kontrollsystem nicht durch Verbindungen zu nicht mehr aktiven Clients belastet wird.

Eine weitere Aufgabe kommt der Klasse bei der Bündelung der Kommunikation zu den IOCs zu: Alle Zugriffe über die EPICS-API sind grundsätzlich asynchron. In jedem Client werden alle Verbindungs-, Lese- und Schreib Anfragen zunächst gesammelt, bis sie explizit abgeschickt werden. Das Channel-Access-Protokoll ist so konstruiert, dass mehrere Anfragen an eine IOC effizient in einem Datenpaket übertragen werden können. Andererseits kann es eine hohe Netzwerklast und eine höhere Prozessorlast auf dem IOC-Rechner verursachen, wenn alle Datensätze einzeln verschickt werden sollten. Die Klassen, die mit EPICS interagieren, benachrichtigen somit den `EpicsAccessManager`, wenn sie eine Anfrage in der EPICS-API hinterlegt haben. Durch Aufruf der Methode `processRequests()` durch den Proto192-API-Nutzer oder eine der Klassen innerhalb der API leitet der `EpicsAccessManager` dann alle registrierten Anfragen an die EPICS-IOCs weiter.

8.3. Subscriptions

Eine wichtige Funktion des Channel-Access-Protokolls ist die in Abschnitt 4.2 erklärte `monitor`-Methode. Mit dieser kann ein Client eine Prozessvariable abonnieren und wird von EPICS selbstständig über eine Veränderung informiert, ohne den Wert regelmäßig abrufen zu müssen. Diese Funktionalität wird von `EpicsPVbase` und den von ihr abgeleiteten Klassen an den Nutzer der Proto192-API durchgereicht, wobei aber die Komplexität der EPICS-Ereignisbehandlung komplett gekapselt wird. Die Interaktion mit EPICS erfolgt analog zu der im vorhergehenden Abschnitt erläuterten Vorgehensweise durch einen als `static` deklarierten Event-Handler, der die passende Instanz findet, überprüft und aufruft.

Allerdings wird das Ereignis in diesem Fall nicht innerhalb der Proto192-API

verarbeitet, sondern an ihren Nutzer durchgereicht. Praktisch bedeutet dies, dass die API eine Funktion im Nutzer-Code aufruft (normalerweise ist es andersherum). Da die Proto192-API diese Methode jedoch nicht kennen kann, wenn sie kompiliert wird, muss dies gemäß dem Paradigma der späten Bindung zur Laufzeit passieren. Dies wird zusätzlich durch die Tatsache erschwert, dass im ursprünglichen C++-Standard die späte Bindung für Funktionen, die Teil einer Klasse sind, gar nicht vorgesehen war. Es gab dort lediglich die aus C übernommenen Funktionszeiger, wie sie von der EPICS-API für ihre Callbacks verwendet werden⁴.

Über die Jahre wurden verschiedene Methoden entwickelt, die Bindung zur Laufzeit von außen in C++ zu integrieren. Bekannt ist beispielsweise das Signal-Slot-Konzept der Programmbibliothek Qt⁵. Dieser Ansatz könnte hier benutzt werden, allerdings müssten dafür alle Klassen der Proto192-API von der Qt-Hauptklasse `QObject` erben, was unnötige Abhängigkeiten einführen und die Wiederverwendbarkeit der Proto192-API einschränken würde. Zudem sind die Aufrufe über das Meta-Objekt-System von Qt nicht typsicher und können nicht vom Compiler, sondern erst zur Laufzeit überprüft werden. Beim Kompilieren muss zudem der Qt „meta object compiler“ (moc) verwendet werden, der zusätzlichen Code zur Kommunikation zwischen den Objekten erzeugt.

Mit Veröffentlichung des Standards C++11 wurde letztlich das Konzept der späten Bindung in Gestalt des Standard-Funktionsobjekts `std::function` in den C++-Standard aufgenommen. Dessen Nutzung schließt ältere Versionen des GCC und anderer Compiler von der Verwendung aus, da sie den neuen Standard noch nicht (ausreichend) unterstützen. Dieser Ansatz wurde für die Proto192-API letztlich gewählt, da er einfach zu implementieren und typsicher ist sowie keine zusätzlichen Abhängigkeiten beinhaltet. Im Vergleich zum Signal-Slot-Mechanismus ist jedoch die Anwendung auf Nutzerseite komplexer, wie im Folgenden beschrieben wird:

Alle C++-Methoden, die Teil einer Klasse und nicht als `static` deklariert sind, erhalten als „versteckten“ Parameter die Basisadresse der Instanz der Klasse, für die die Methode aufgerufen wurde. Bei einem gewöhnlichen Aufruf wie `a.methode()` ist diese Adresse dem Compiler bekannt und wird automatisch eingesetzt, so dass der C++-Programmierer diesen zusätzlichen Parameter nicht berücksichtigen muss. Bei der Arbeit mit Funktionsobjekten ist dies jedoch nicht der Fall, hier muss die Instanzenadresse explizit angegeben werden. Mit Hilfe der Funktion `std::bind` kann aus einem Methodenzeiger ein Standard-Funktionsobjekt erzeugt werden, wobei alle Parameter anzugeben sind. Die Parameter der aufgerufenen Funktion können dabei einerseits fest angegeben, andererseits durch Platzhalter ersetzt werden. Diese durch Platzhalter ersetzten Parameter müssen dann beim Aufruf von `operator()` des Funktionsobjektes angegeben werden.

Beispiel: Um in der Instanz einer Klasse ein Funktionsobjekt, das auf die Methode `example(int i)` der selben Instanz zeigt, zu erzeugen, ist folgender C++11-Code nötig:

⁴Der Vollständigkeit halber sind hier die in C++ definierten Methodenzeiger zu erwähnen. Diese erfordern jedoch die Angabe der Klasse, auf deren Methode sie zeigen sollen und stellen somit einen Kompromiss zwischen früher und später Bindung dar. Dieser kann hier nicht genutzt werden, da eine ausschließlich späte Bindung erforderlich ist.

⁵<https://www.qt.io/>

```
auto functionObject = std::bind (
    &example,
    this,
    std::placeholders::_1
);
```

Die von `EpicsPVbase` abgeleiteten Geräteklassen definieren für jeden Parameter eine `subscribe`-Methode. So gibt es in der Klasse `EpicsHVModule` beispielsweise die Methoden `subscribeVoltage()` und `subscribeCurrent()`. Diesen Methoden müssen die Nummer des gewünschten Kanals des Hochspannungsmoduls und ein Funktionsobjekt übergeben werden. Daraufhin wird die im Funktionsobjekt gekapselte Methode jedes Mal aufgerufen, wenn sich Spannung bzw. Strom des betreffenden Hochspannungskanals ändern. Jedem Abonnement wird dabei eine Identifikationsnummer zugewiesen, welche von den `subscribe`-Methoden zurückgegeben werden. Dieselbe Nummer wird den im Funktionsobjekt gekapselten Methoden im Ereignisfall als Parameter übergeben, so dass das Ereignis zugeordnet werden kann, wenn eine Methode beispielsweise für die Änderungen an mehreren Hochspannungskanälen zuständig ist. Folglich zeigt das obige Beispiel eben jenen Code, der zur Erzeugung eines Funktionsobjektes zur Übergabe an eine `subscribe`-Methode erforderlich ist.

8.4. Schnittstelle zu Datenbanken

Im Umfeld des Proto192 kommen verschiedene Datenbanken zum Einsatz: In der Konfigurationsdatenbank werden die Informationen über vorhandene Geräte und Sensoren gespeichert, so dass diese bei Veränderungen einfach an die aktuelle Situation angepasst werden können. In der Archivdatenbank werden mittels des in Abschnitt 4.4.2 vorgestellten CSS-Programms die Werte aller Prozessvariablen für die spätere Verwendung archiviert. Für beide Datenbanken wurden in der Proto192-API Schnittstellen implementiert.

Die Klasse `ConfigDatabase` ermöglicht es, Informationen über die derzeit aktiven Hochspannungsmodule und Temperatursensoren abzurufen. Dazu sind zunächst entsprechende Datencontainer-Klassen (`HVModule` und `TemperatureSensor`) definiert, die die Informationen über das jeweilige Gerät aufnehmen, aber selbst nicht aktiv in die Kommunikation eingebunden sind. Über ein Hochspannungsmodul werden Crate- und Modulnummer sowie Kanalzahl und Gerätetyp gespeichert. Der Datencontainer für die Temperatursensoren enthält Angaben zu Seriennummer, Position und Sensortyp.

Die Klasse bezieht die für die Verbindung zum Datenbankserver notwendigen Informationen wie Serveradresse und Zugangsdaten aus der Konfigurationsdatei der Proto192-API. Die Verbindung zum Server, der Datenabruf und deren Verarbeitung erfolgt in der Klasse, der API-Nutzer erhält als Ergebnis einen Standardvektor aus den Datencontainer-Klassen für Hochspannungsmodule oder Temperatursensoren.

Die Klasse `ArchiveDatabase`, welche für die Verbindung zur Archivdatenbank zuständig ist, ist für spezielle Abfragen entwickelt worden, die im Rahmen der Alarmgrenzenregelung (siehe Abschnitt 5.3) auftreten. Als Client zum Abrufen der zeitlicher Entwicklung aller archivierten Parameter dient der entsprechende Teil der

CSS-GUI, wie er in Abschnitt 4.4.2 beschrieben ist, diese Funktionalität braucht hier nicht dupliziert zu werden.

Ein Beispiel für diese speziellen Abfragen ist die Regelung der Alarmgrenzen für die Temperatursensoren, deren Berechnung in Abschnitt 5.3.1 erläutert ist. Für diese Berechnung ist die maximale und die minimale Badtemperatur der Kühler in den letzten acht Stunden erforderlich. Anstatt alle Messwerte dieses Zeitraums aus der Datenbank abzurufen und innerhalb des Programms Maximum und Minimum zu suchen, wird die Datenbank mit Hilfe eines entsprechenden SQL-Kommandos angewiesen, diese Suche selbst durchzuführen und nur die beiden gesuchten Werte an das Programm zurückzugeben.

8.5. Geräteklassen

Von der abstrakten Basisklasse `EpicsPVbase` sind verschiedene Klassen abgeleitet, die die Funktionalität für ein konkretes Teilsystem des Proto192-DCS implementieren. Der Nutzer dieser Klassen benötigt also keine Kenntnis der Namenskonventionen für die Prozessvariablen, um die API benutzen zu können.

Im Wesentlichen stellen die Klassen für jeden Parameter drei Methoden zur Verfügung: Methoden, deren Namen mit `get` beginnt, dienen dem Abruf von Informationen. Die `set`-Methoden ändern einen Parameter und sind nur dann vorhanden, wenn der entsprechende Parameter auch von außen schreibbar ist. Schlussendlich ermöglichen es die `subscribe`-Methoden die in Abschnitt 8.3 erklärten Benachrichtigungen über Wertänderungen einzurichten. Derartige Methoden werden nicht nur für die Parameter wie Spannung, Strom oder Temperatur selbst vorgehalten, sondern auch für deren Alarmgrenzen und Alarmschweregrade. Die Bedeutung dieser Grenzen und Schweregrade ist in Abschnitt 4.4.3 ausgeführt.

Neben der Implementierung von Methoden für den Zugriff auf einzelne Parameter dienen die Geräteklassen noch einem weiteren Zweck: Sie stellen den für die Nutzung EPICS-API notwendigen Speicher zur Verfügung. Wie in Abschnitt 8.2 bereits erklärt sind alle Channel-Access-Aufrufe asynchron. Folglich gibt eine Funktion wie `ca_get()` nicht den angefragten Wert zurück, vielmehr muss man dieser Funktion eine Speicheradresse übergeben, an die der Wert nach dem Abruf geschrieben wird. Die Funktion `ca_put()` erwartet ebenso eine Speicheradresse, von der der Wert zu einem späteren Zeitpunkt gelesen wird. Die Geräteklassen halten somit für jeden Parameter zwei Speicherstellen (Lesen und Schreiben) vor.

Dies wird auch genutzt, um Kommunikationszyklen einzusparen. Jede Geräteklasse verfügt über die Methode `stageReadAll()`, die eine Leseanfrage für alle von dieser Klasse verwalteten Prozessvariablen absetzt, welche dann wie in Abschnitt 8.2 erklärt über den `EpicsAccessManager` abgeschickt werden muss. Nach Abschluss der Kommunikation legt EPICS die ausgelesenen Werte im Speicher ab, so dass die `get`-Methoden der Klassen einfach die Daten aus ihrem lokalen Speicher zurückgeben, ohne das für jeden `get`-Aufruf die Kontaktaufnahme zur IOC erforderlich wäre. Wird eine Subscription eingerichtet, so wird der Wert automatisch bei jeder Änderung aktualisiert.

Bisher sind die folgenden Geräteklassen in der Proto192-DCS-API vorhanden:

- **EpicsHVModule**: Diese Klasse bietet Zugriff auf die Ist- und Soll-Werte von Strom und Spannung sowie deren Alarmparameter für alle HV-Kanäle eines Moduls.
- **EpicsHVGlobal**: Ermöglicht den Zugriff auf Werte, die allen Hochspannungsmodulen gemeinsam sind wie der allgemeine Ein/Aus-Schalter und der zusammengefasster Zustand (alle Spannungen stabil, min. eine Spannung rampt, alle Spannungen aus).
- **EpicsTemperatureSensors**: Liest die aktuellen Messwerte aller aktiven Temperatursensoren aus und erlaubt die Änderung von deren Alarmparametern.

8.6. Schnittstelle zum Alarmsystem

Die Klassen `CMSCClient` und `AlarmServerConnector` bilden die Schnittstelle zum in Abschnitt 4.4.2 beschriebenen Alarmserver BEAST. Dieser benutzt zur Kommunikation mit seinen Client das Protokoll *Java Message Service* (JMS). JMS ist eine *Message Oriented Middleware* und dient dem Austausch kleiner Nachrichten zwischen Programmen in einem Netzwerk. Dazu ist eine Message-Broker-Anwendung erforderlich, die diesen Nachrichtenaustausch koordiniert. Da die JMS-Spezifikation frei verfügbar ist [JO02], existieren hier mehrere Lösungen von verschiedenen Anbietern. Am Institut für Experimentalphysik I wird die quelloffene Software Apache ActiveMQ⁶ eingesetzt. Diese bietet für die Client-Seite nicht nur Java-Bibliotheken, sondern unter anderem auch eine native Client-Bibliothek in C++. Diese wird auch als *C++ Message Service* (CMS) bezeichnet.

`CMSCClient` erbt von zwei abstrakten Basisklassen aus der CMS-Bibliothek. Die Klasse stellt die Verbindung zum Message Broker her und verarbeitet die eingehenden Nachrichten. Meldungen über das Auftreten oder die Quittierung eines Alarms werden an den `AlarmServerConnector` weitergeleitet. Letzterer löst die in der Konfigurationsdatei definierten Aktionen aus, um die Verantwortlichen bei einem Alarm zu benachrichtigen.

Für die Ansteuerung der zur Benachrichtigung verwendeten Hard- und Software stehen weitere Klassen zur Verfügung: Durch die Klasse `FlashLight` kann das Warnlicht im Labor kontrolliert werden. Die Klasse `EMailSender` kapselt die Funktionalität zum Versenden von Alarmmeldungen per E-Mail und `Beedo` ist für die audiovisuelle Benachrichtigung auf dem PC zuständig. Zur Anzeige von Benachrichtigungstexten auf dem Desktop wird die externe Programmbibliothek `libnotify`⁷ benutzt. Diese nutzt Interprozesskommunikation, um durch die Desktopumgebung des Nutzers die entsprechende Benachrichtigung anzuzeigen. Das `libnotify`-Framework wird mittlerweile von vielen Desktopumgebungen wie KDE, GNOME, Cinnamon, Enlightenment und anderen unterstützt, so dass die Anzeige in das Look&Feel der vom Nutzer gewählten Oberfläche passt⁸.

⁶<https://activemq.apache.org/>

⁷<https://developer.gnome.org/libnotify/>

⁸Übersicht über unterstützte Desktopumgebungen: https://wiki.archlinux.org/index.php/Desktop_notifications

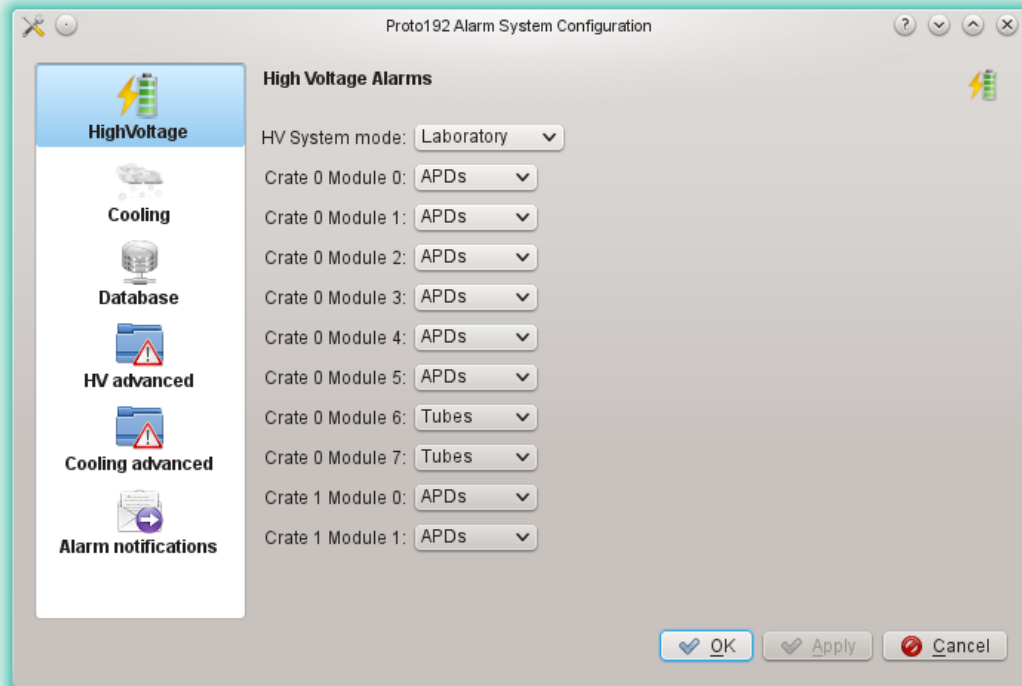


Abbildung 8.1.: Screenshot der GUI zum Anpassen der Einstellungen

8.7. Konfigurierbarkeit

Wie bereits in den vorhergehenden Abschnitten erläutert, greifen die einzelnen Klassen der Proto192-DCS-Programmschnittstelle auf eine gemeinsame Konfigurationsdatei zurück. Diese wird von der Klasse `AlarmConfiguration` verwaltet, welche auf dem `KConfig-Framework`⁹ aufbaut und Methoden zum Lese- und Schreibzugriff auf alle Einstellungen definiert. Wird die Konfigurationsdatei auf der Festplatte geändert, so werden die geänderten Parameter automatisch auch im Arbeitsspeicher aktualisiert. Ändern zwei Nutzer gleichzeitig zwei verschiedene Einstellungen, so trägt das `KConfig`-System dafür Sorge, dass beide Änderungen übernommen werden und der zweite Speichervorgang nicht die erste Änderung überschreibt.

Die Datei folgt dabei dem INI-Stil, d. h. es handelt sich um eine in Abschnitte geteilte Textdatei, die pro Zeile einen Eintrag nach dem Muster `Parameter=Wert` enthält. Für das Bearbeiten der Konfiguration stehen somit zwei Möglichkeiten zur Verfügung: Zum einen kann die Datei mit jedem Texteditor bearbeitet werden, zum anderen wurde auch eine grafische Oberfläche zum Anpassen der Optionen entwickelt. Ein Screenshot dieser GUI ist in Abbildung 8.1 zu sehen.

Im Quelltext ist in einer Include-Datei ein Standard-Speicherort für die Konfigurationsdatei vorgegeben. Dieser kann jedoch bei Benutzung durch Setzen einer Umgebungsvariablen modifiziert werden. Ebenso kann durch eine Umgebungs-

⁹<http://api.kde.org/4.x-api/kdelibs-apidocs/kdecore/html/classKConfig.html>

riable der Debug-Modus eingeschaltet werden, was dazu führt, dass die einzelnen Komponenten der Proto192-DCS-API detaillierte Informationen, insbesondere zur Kommunikation mit EPICS, auf dem Terminal ausgeben.

8.8. Ausblick

Die in diesem Kapitel beschriebene Klassensammlung wird bereits seit Mitte 2013 erfolgreich im Rahmen des Prototypen für die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors eingesetzt. Auf ihr basieren diverse Dienstprogramme wie die in Kapitel 5 beschriebene Regelung für die Alarmgrenzen. Darüber hinaus gibt es Programme zur Messung der Spannungs-Strom-Kennlinie von APDs, welche mit Hilfe dieser Klassen die Daten aus EPICS auslesen.

Die Basisklassen sind so designt, dass Klassen zur Unterstützung neuer Geräte mit verhältnismäßig geringem Aufwand hinzugefügt werden können. Insgesamt wurde die Proto192-DCS-API mit dem Ziel entwickelt, dass sie am fertigen $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment Verwendung findet. Dazu sind aber neben dem Schreiben von Code für die Geräte anderer Subdetektoren andere Erweiterungen empfehlenswert:

Das Alarm-Benachrichtigungssystem informiert derzeit bei einem Problem alle Personen auf einer Mailingliste. Dies ist auch sinnvoll, da alle Personen auf der Mailingliste auch für den Proto192 zuständig sind. Am späteren Experiment ist es dagegen ratsam, dies nach Detektorgruppen aufzuteilen. So muss beispielsweise bei einer nächtlichen Störung des Mikrovertexdetektors nicht auch der Experte für den Luminositätsmonitor alarmiert werden.

Weiteren Entwicklungsbedarf wird es zum Thema Konfigurationsdatenbanken geben: Die Datenbank am Proto192 ist relativ einfach gehalten und speichert hauptsächlich Informationen über die vorhandenen Hochspannungsmodule und Temperatursensoren. Für das fertige $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment werden diese Datenbanken stark ausgebaut werden müssen und detaillierte Daten zu Geschichte, Kalibration und Verwendung jedes Detektors, Sensors und Kabels speichern¹⁰. Dies hat mit der in Kapitel 7 beschriebenen Produktionsdatenbank bereits begonnen. Infolgedessen wird auch die API-Schnittstelle zur Abfrage dieser Datenbank (derzeit in der Klasse `ConfigDatabase`) deutlich ausgebaut und wahrscheinlich auf mehrere Klassen aufgeteilt werden müssen.

In dem Zuge wird die Zahl der Konfigurationsoptionen für die DCS-API selbst ebenfalls stark anwachsen. Außerdem wird das System nicht mehr nur auf einzelnen Rechnern, sondern in einem Netzwerk verwendet werden, so dass dessen Einstellungen ebenfalls an einem zentralen Punkt vorgehalten werden sollten. Dies kann einerseits in einer Datenbank, andererseits in einer Textdatei auf einem zentralen Netzlaufwerk der Fall sein.

¹⁰Bei anderen teilchenphysikalischen Experimenten ist das ebenfalls gängige Praxis. Folgender Artikel beschreibt dies am Beispiel des ATLAS-Detektors am CERN: <http://atglance.web.cern.ch/atglance/ArtigoICATPP.pdf>

Teil III.

Datenanalyse für das CB/ELSA-Experiment

9. Das CB/ELSA-Experiment

9.1. Die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)

Die Beschleunigeranlage an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn blickt auf eine lange Geschichte zurück. Im Jahr 1953 wurde hier auf Initiative von Wolfgang Paul (Physik-Nobelpreis 1989) das erste Elektronensynchrotron mit fester Optik in Europa errichtet, welches damals eine Maximalenergie von 500 MeV zur Verfügung stellen konnte. In den 1960er Jahren wurde dieses Synchrotron dann durch eine modernere und leistungsfähigere Anlage ersetzt, wodurch die Teilchenenergie auf 2,5 GeV erhöht werden konnte. Um mit der Entwicklung der Beschleunigertechnik und der teilchenphysikalischen Fragestellungen Schritt halten zu können, wurde die Bonner Beschleunigeranlage von 1981 bis 1987 um die **Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)** erweitert. Der bestehende Synchrotron-Ring wird dabei als Vorbeschleuniger und Injektor für ELSA (Booster-Synchrotron) weiterverwendet, wobei die Elektronen bereits bei 1,6 GeV in den ELSA-Ring transferiert werden. Die Maximalenergie der Elektronen in ELSA beträgt 3,5 GeV, wobei bei der Aufzeichnung der in dieser Arbeit ausgewerteten Daten eine Strahlenergie von 3,2 GeV genutzt wurde. Abbildung 9.1 zeigt einen Plan der einzelnen Beschleuniger und der Experimentierplätze der ELSA-Anlage [ELS15, Sch04, Nuh12].

Als Elektronenquelle dienen zwei Linearbeschleuniger, welche die Elektronen auf 20 MeV bzw. 26 MeV zur Injektion in das Booster-Synchrotron vorbeschleunigen. Die Elektronen werden in einer so genannten thermischen Gun durch Glühemission freigesetzt. Beim Linearbeschleuniger 2 besteht alternativ die Möglichkeit, die Elektronen durch zirkular polarisiertes Laserlicht aus einem Galliumarsenidkristall freizusetzen, wodurch ein polarisierter Elektronenstrahl entsteht. In Verbindung mit einem polarisierten Target sind so Doppelpolarisationsexperimente möglich. Hierzu wurden in der Vergangenheit an der Universität Bonn auch umfangreiche Studien durchgeführt, bei den in dieser Arbeit ausgewerteten Daten waren jedoch sowohl Elektronen-Strahl als auch Target unpolarisiert [Nuh12].

Der ELSA-Ring hat neben der Beschleunigung auf die finale Energie von bis zu 3,5 GeV die Aufgabe, die Elektronen-Pakete, die aus dem Booster-Synchrotron extrahiert werden, zu strecken, so dass bei langsamer Extraktion ein nahezu konstanter Strahlstrom erreicht wird. Den Experimenten kann somit eine konstante Ereignisrate bereitgestellt werden, die nur durch das Wieder-Auffüllen von ELSA unterbrochen wird. In der aktuellen Konfiguration wird typischerweise ein makroskopischer Duty-Faktor von 60 % bis 70 % erreicht [Sch04].

Zudem ist es auch möglich, die Extraktion der Elektronen aus ELSA zu deaktivieren und die Elektronen über einen Zeitraum von mehreren Stunden im ELSA-Ring zu „speichern“. Dieser Modus wurde benutzt, um die von den Elektronen abgegebene Synchrotronstrahlung experimentell zu nutzen. Diese Experimente wurden jedoch

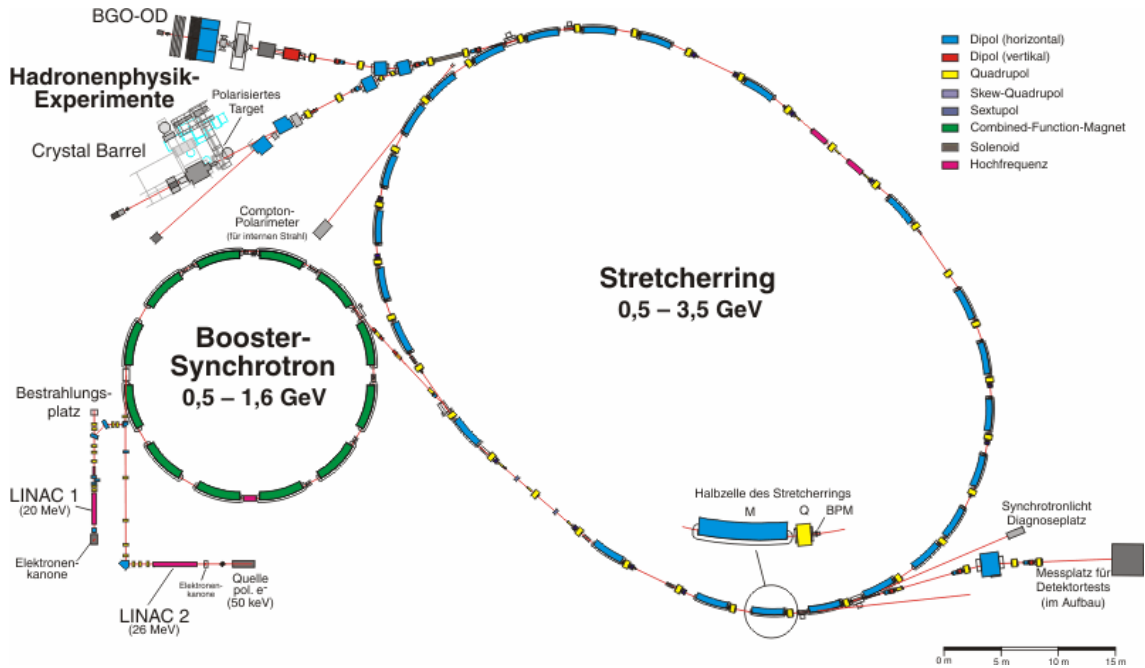


Abbildung 9.1.: Übersicht über die Beschleuniger der ELSA-Anlage an der Universität Bonn [ELS15].

eingestellt und die dazugehörigen Messaufbauten und Strahlrohre entfernt. Zur Zeit der Abfassung dieser Dissertation befindet sich dort ein Messplatz für Detektortests im Aufbau.

9.2. Der CB-ELSA/MiniTAPS-Detektor

9.2.1. Einführung

Das CB-ELSA/TAPS-Experiment steht an einer der beiden externen Strahlführungen des ELSA-Beschleunigers, wo der Strahl nach der Extraktion aus dem ELSA-Ring hingeleitet wird. Der andere Strahlplatz wird zur Zeit der Abfassung dieser Dissertation vom BGO-OD-Detektor eingenommen. Das CB-ELSA/TAPS-Experiment untersucht die Reaktionen zwischen Photonen und Nukleonen. Hierzu muss zunächst der Elektronenstrahl aus ELSA in einen Photonenstrahl umgewandelt werden.

Hierzu treffen die Elektronen aus dem Strahl auf einen präzise ausgerichteten Diamant-Radiator, wo durch Bremsstrahlung Photonen entstehen. Die Elektronen werden danach von einem Magnetfeld abgelenkt und die Photonen mit ihrer Hilfe „getaggt“: Der Krümmungsradius der Elektronenbahn im Magnetfeld ist von der Energie der Elektronen abhängig. Hinter dem Magneten befindet sich der so genannte Tagger, welcher die Energie der Elektronen misst und im Folgenden noch näher beschrieben wird. Aus der Differenz zwischen der ursprünglichen Strahlenergie und der Energie der Elektronen nach der Wechselwirkung mit dem Radiator kann die Energie des erzeugten Bremsstrahlungsphotons bestimmt werden. Die Photonen werden durch das Magnetfeld bekanntlich nicht abgelenkt und treffen somit auf das

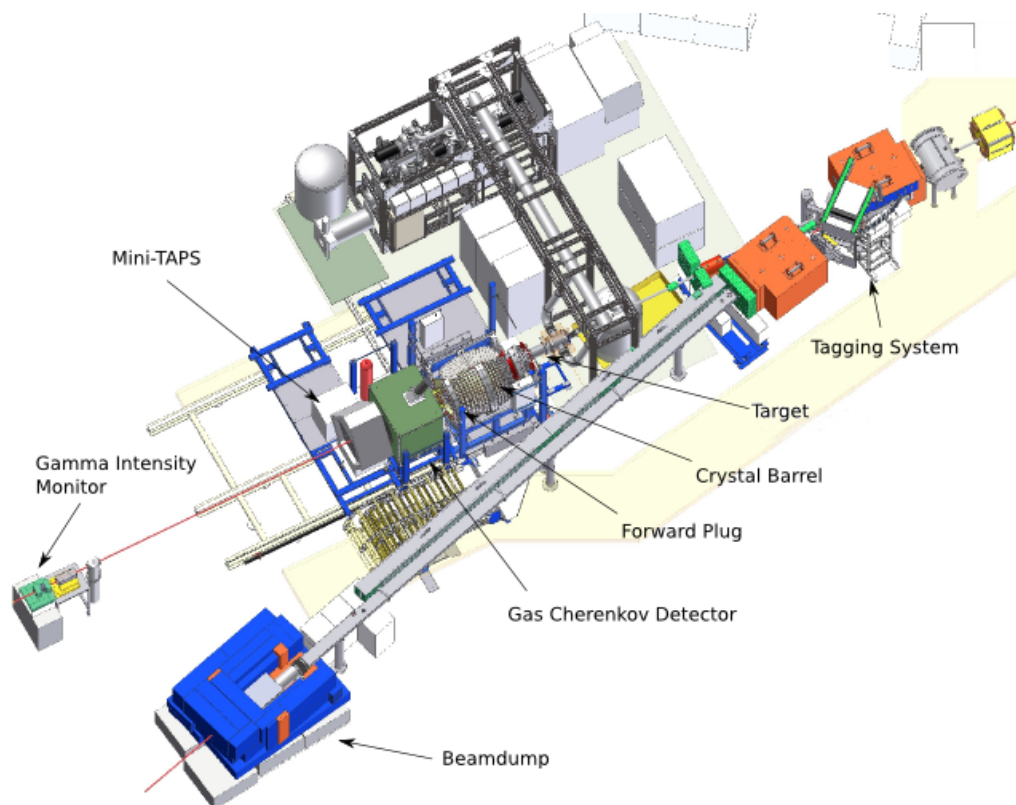


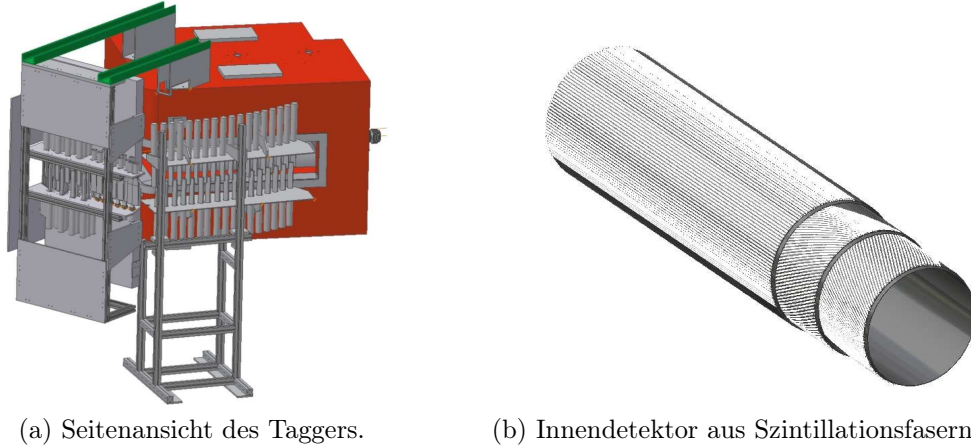
Abbildung 9.2.: Messaufbau des CB-ELSA/TAPS-Experimentes [CB/15].

eigentliche Target innerhalb des Crystal-Barrel-Detektors. Eine Übersicht über den Messaufbau zeigt Abbildung 9.2.

Der Crystal-Barrel-Detektor (CB) wurde für die Experimente am LEAR-Beschleunigerring (Low Energy Antiproton Ring) des europäischen Kernforschungszentrums CERN konstruiert, wo er von 1989 bis 1996 verwendet wurde. Danach wurde er nach Bonn gebracht und für die dortigen Experimente erweitert. Der Detektor besteht aus 1380 Thallium-dotierten Cäsiumiodid-Kristallen, welches wie das in Abschnitt 3.3.4 vorgestellte Bleiwolframat ein Szintillator ist. Die Kristalle sind in 26 Ringen angeordnet und weisen alle zum Target, welches sich im Zentrum des Crystal-Barrel-Detektors befindet. Insgesamt decken die Kristalle einen Winkel von 12° bis 168° zur Strahlachse und den vollen φ -Winkelbereich senkrecht zu dieser ab, was einer Winkelabdeckung von 97,8 % entspricht [CB/15].

9.2.2. Radiator und Tagger-System

Die Bremsstrahlungs-Targets des CB-Messaufbaus und ein Goniometer befinden sich in einem Vakuumtank. Mit dem Goniometer können verschiedene Targetmaterialien in den Elektronenstrahl von ELSA gefahren und präzise ausgerichtet werden. Verwendet werden beispielsweise Kupfer- und Niobradiatoren. Bei den Messungen, die in dieser Doktorarbeit ausgewertet werden, wurde jedoch ein Diamant-Einkristall-Radiator verwendet. Mit diesem kann ein linear polarisierter Photonenstrahl erzeugt werden, wobei die Polarisation durch Kippen des Diamanten um 90°



(a) Seitenansicht des Taggers.

(b) Innendetektor aus Szintillationsfasern.

Abbildung 9.3.: Zwei Bestandteile des CB-ELSA/TAPS-Messaufbaus [CB/15].

verändert werden kann. Mit Hilfe eines polarisierten Elektronenstrahls können auch zirkular polarisierte Photonen erzeugt werden, aber wie bereits in Abschnitt 9.1 erläutert wurden im Rahmen dieser Doktorarbeit nur unpolarisierte Elektronen verwendet. Die Häufigkeitsverteilung der Photonenenergien ist bei Bremsstrahlung im ELSA-Energiebereich näherungsweise proportional zu E_γ^{-1} [Sch04, Nuh12].

Elektronen bewegen sich im Magnetfeld auf kreisförmigen Bahnen, wobei der Bahnradius nur vom (relativistischen) Impuls der Elektronen und dem Magnetfeld abhängt:

$$r = \frac{p_{e^-}}{e \cdot B} \quad (9.1)$$

Der Impuls ist über die relativistische Energie-Impuls-Beziehung mit der Energie der Elektronen verknüpft:

$$E_{e^-} = \sqrt{p_{e^-}^2 c^2 + m_{0,e^-}^2 c^4} \quad (9.2)$$

Da die Ruhemasse der Elektronen bei $m_{0,e^-} = 511 \frac{\text{keV}}{c^2}$ liegt, während die Strahlenergie in ELSA mehrere GeV beträgt, kann man in guter Näherung auch mit $E_{e^-} \approx p_{e^-} \cdot c$ rechnen. Schlussendlich kann man aus der Messung des Bahnradius der Elektronen im Magnetfeld also die Energie der Elektronen berechnen. Dies ist die Aufgabe des bereits erwähnten Taggers, der in Abbildung 9.3a zu sehen ist.

Der Tagger verfügt über einen Dipolmagneten mit einer Feldstärke von etwa 1,5 T. Wenn die Elektronen beim Durchqueren des Bremsstrahlungs-Radiators nicht mit dem Material wechselgewirkt haben, werden sie durch das Tagger-Magnetfeld auf den Weg zum Beam-Dump abgelenkt. Die Elektronen, deren Energie zwischen 2,1 % und 82,5 % der Strahlenergie beträgt, werden durch das Magnetfeld auf das Tagging-Hodoskop abgelenkt. Dieses besteht aus 96 Platten und 480 Fasern, die aus Plastikszintillator gefertigt und in mehreren Lagen nebeneinander angeordnet sind. Mit Hilfe des Hodoskopes kann somit der Auftreffpunkt eines Elektrons bestimmt werden, welcher vom Bahnradius dieses Elektrons im Magnetfeld abhängt, woraus schlussendlich die Energie des Elektrons errechnet wird [Sch04, Nuh12].

9.2.3. Photoproduktionstarget und Innendetektor

In dieser Arbeit wird die Photoproduktion am Proton, also die Reaktion $\gamma p \rightarrow Xp$ untersucht. Die Protonen werden dabei durch ein Flüssigwasserstofftarget zur Verfügung gestellt. Der Wasserstoff befindet sich in einer Kaptonzelle mit einer Länge von 5,725 cm und einem Durchmesser von 3 cm. Zur Kühlung des Targets gibt es einen zusätzlichen Flüssigwasserstoffkreislauf, so dass der Wasserstoff im Target selbst nicht umgewälzt werden muss [Nuh12].

Das Target wird vom Innendetektor umschlossen, der aus drei Lagen organischer Szintillationsfasern besteht. Dieser Detektor ist in Abbildung 9.3b zu sehen und dient der Unterscheidung zwischen den Energiedepositionen geladener und ungeladener Teilchen im Kalorimeter. Während der Crystal-Barrel-Detektor eine hohe Effizienz und Auflösung bei der Messung von Photonen erreicht, kann die Energie geladener Teilchen wie p oder $\pi^\pm$ in der Regel nur teilweise gemessen werden. Insofern ist die Information über die Ladung der Teilchen essenziell für die Beurteilung der Messwerte. Der Detektor hat einen Radius von 58 mm und eine Länge von 40 cm. Um den Auftreffpunkt eines Teilchen berechnen zu können, sind die drei Faserebenen gegeneinander verdreht, die Faserachsen schließen mit der Strahlachse Winkel von 0° , $25,7^\circ$ und $335,5^\circ$ ein. Die innere Lage hat 157, die mittlere 167 und die äußere 191 Szintillationsfasern. Die Fasern werden aus dem Detektorvolumen heraus geführt auf Vielsegment-Photomultiplier, welche das Licht schnell genug in ein elektrisches Signal umwandeln, so dass es als Teil des Triggers genutzt werden kann [Sch04].

9.2.4. Elektromagnetisches Target-Kalorimeter

Der Crystal-Barrel-Detektor ist das elektromagnetische Kalorimeter des CB-ELSA/TAPS-Experimentes und die grundsätzliche Aufgabe entspricht der Aufgabe des $\overline{\text{PANDA}}$ -EMC, welches bereits in Abschnitt 3.3.4 ausführlich vorgestellt wurde. Aufgrund anderer physikalischer Fragestellungen bei CB-ELSA/TAPS im Vergleich zu $\overline{\text{PANDA}}$ ist der Detektor jedoch anders aufgebaut:

Wie der Name „Barrel“ bereits andeutet, ist der Detektor zylindersymmetrisch um das Target herum aufgebaut. Wie beim Barrel des $\overline{\text{PANDA}}$ -EMC zeigen die Kristallachsen in Richtung Target. Abbildung 9.4 zeigt eine CAD-Zeichnung des CB-Kalorimeters. Die Kristalle selbst sind in einer Titanhülle mit einer Dicke von 100 μm gelagert, da Cäsiumiodid hygroskopisch ist und somit der Kristall vor Feuchtigkeit geschützt werden muss. Die Kristalle wurden während der hier ausgewerteten Messungen mit Photodioden ausgelesen. Da das Emissionsmaximum von CsI(Tl) bei etwa 550 nm und somit außerhalb des empfindlichen Bereichs der Photodioden liegt, befindet sich zwischen Kristall und Photodiode ein Wellenlängenschieber aus Plexiglas. Nach Abschluss dieser Messungen wurde der Crystal-Barrel-Detektor demontiert und soll in Zukunft mit Avalanche-Photodioden von ähnlicher Bauart wie die des $\overline{\text{PANDA}}$ -EMC ausgelesen werden (vgl. Abschnitt 3.3.4) [Sch04, Hon15].

Der Crystal-Barrel-Detektor wurde ursprünglich am CERN für nahezu symmetrisches Experiment konstruiert. Da es sich bei dem Messaufbau in Bonn jedoch um ein Fixed-Target-Experiment handelt, haben die Reaktionsprodukte einen *Boost* in Strahlrichtung. Die Teilchen, die den Detektor im Bereich $\vartheta < 11^\circ$ undetektiert ver-

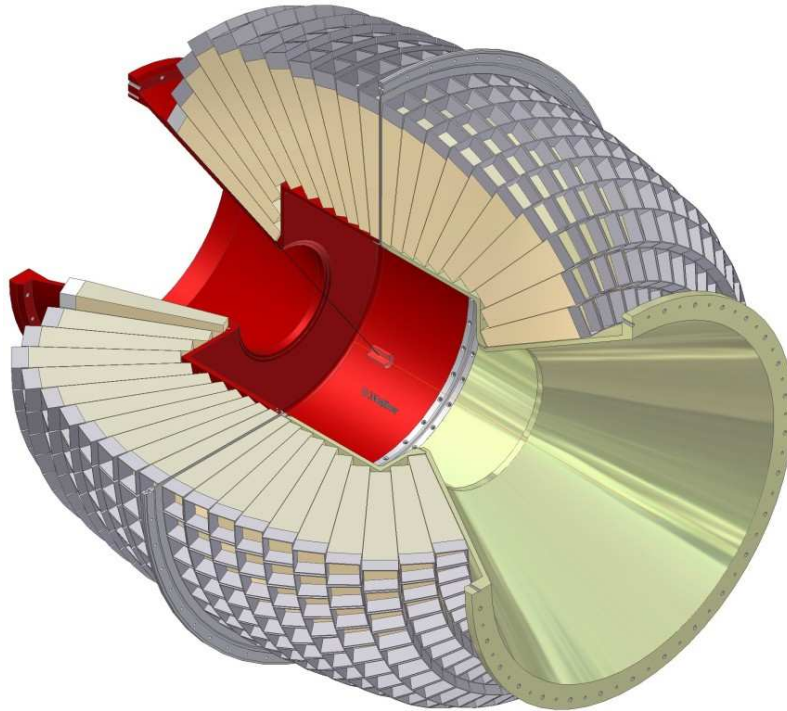


Abbildung 9.4.: Der Crystal-Barrel-Detektor, das elektromagnetische Kalorimeter des CB-ELSA/TAPS-Experimentes [CB/15].

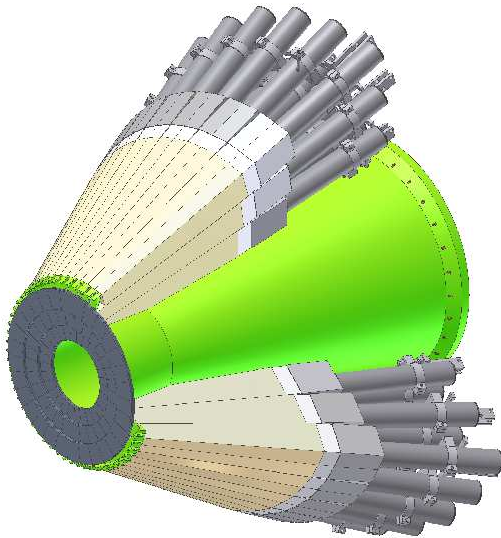
lassen, werden vom MiniTAPS-Detektor erfasst (siehe Abschnitt 9.2.5). MiniTAPS hat damit eine ähnliche Funktion wie das Kalorimeter im Vorwärtsspektrometer des PANDA-Experimentes (vgl. Abschnitt 3.3.3).

Die Signale des Kalorimeters haben eine Anstiegszeit von 10-15 μs und eine Abklingzeit von 150 μs . Die Signalamplitude hinter dem Vorverstärker beträgt etwa $1,5 \frac{\text{V}}{\text{GeV}}$, das Rauschband ist ca. 400 μV breit. Folglich verfügt die Kalorimeter-Auslese über eine Einzelkristallschwelle von 2 MeV [Sch04].

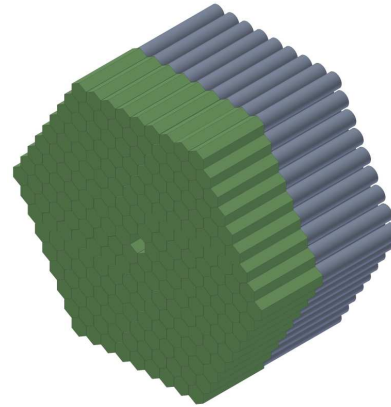
Um die Möglichkeiten zur Ereignis Selektion zu verbessern, wurden drei Ringe mit insgesamt 90 Kristallen aus dem Crystal-Barrel-Kalorimeter entfernt und mit verbesserter Auslese zum so genannten Vorwärtsspektrometer zusammengesetzt. Dieser deckt einen Winkelbereich von $11,8^\circ < \vartheta < 27,6^\circ$ ab und wird von der Strahlabwärts-Seite in den CB-Detektor hineingeschoben. Hier wird das Licht über Plexiglas-Lichtleitfasern aus den Kristallen ausgekoppelt und durch Photomultiplier in ein elektrisches Signal umgewandelt. Abbildung 9.5a zeigt eine CAD-Zeichnung des Vorwärtsspektrometers, dessen Signale im Gegensatz zum Rest des Crystal-Barrel-Kalorimeters schnell genug sind, um für den Trigger in Betracht gezogen werden zu können. Zur Unterscheidung zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen sind die Frontflächen aller Kristalle mit einem Plastiksintillatorplättchen versehen [Wen08, Nuh12].

9.2.5. Čerenkov- und MiniTAPS-Detektor

Der Čerenkov-Detektor dient der Unterdrückung von elektromagnetischem Untergrund im Trigger. Als aktives Medium wird Kohlenstoffdioxid (CO_2) im gasförmigen Zustand verwendet.



(a) Der „Vorwärtsplug“ von Crystal Barrel.



(b) Der MiniTAPS-Detektor.

Abbildung 9.5.: Detektoren des CB-ELSA/TAPS-Messaufbaus, die Zeitinformationen für den Trigger liefern [CB/15].

gen Zustand eingesetzt. Elektronen müssen mindestens eine Energie von 17,43 MeV aufweisen, um den Čerenkov-Effekt auslösen und somit detektiert werden zu können. Der Čerenkov-Detektor befindet sich zwischen dem Crystal-Barrel- und dem MiniTAPS-Detektor. Das Čerenkov-Licht wird über einen Hohlspiegel auf einem Photomultiplier fokussiert. Die Auslese ist ausreichend schnell, um als Veto-Signal im Trigger mitzuwirken [Nuh12].

Bei MiniTAPS (TAPS ursprünglich: **T**wo **A**rmed **P**hoton **S**pectrometer) wird mit Bariumfluorid (BaF_2) ein anderes Szintillatormaterial eingesetzt. Die 216 Kristalle haben einen hexagonalen Querschnitt mit einem Durchmesser von 59 mm und einer Länge von 25 cm. Die Kristalllänge entspricht etwa 12 Strahlungslängen für Photonen. Der Szintillationspuls von Bariumfluorid ist um etwa den Faktor 10 schneller als der von Cäsiumiodid, so dass die TAPS-Signale auch in der Triggerlogik Verwendung finden. Abbildung 9.5b zeigt eine CAD-Zeichnung des Detektors. Ausgelesen werden die BaF_2 -Kristalle mit Photomultipliern. Zur Unterscheidung zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen, wie es innerhalb von Crystal Barrel der in Abschnitt 9.2.2 vorgestellte Innendetektor tut, ist bei TAPS vor jedem Kristall ein 5 mm dünner Plastiksintillator angebracht, in welchem nur geladene Teilchen ein Signal erzeugen [Sch04, Nuh12].

Am Ende der Strahlführung wird der Messaufbau mit dem Gammaintensitätsmonitor abgeschlossen. Dieser dient der Messung der Zahl von Photonen, die die Targetzelle ohne Wechselwirkung durchquert haben. Daher muss dieser Detektor auch bei hohen Ereignisraten stabile Ergebnisse liefern. Als Detektormaterial wird hier eine 4×4 -Matrix aus Bleifluorid-Kristallen (PbF_2) eingesetzt. Diese haben eine Größe von $200 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ und werden mittels eines auf der Rückseite angeklebten Photomultipliers ausgelesen. PbF_2 hat die Besonderheit, dass das Lichtsignal nur durch den Čerenkov-Effekt erzeugt wird. Allerdings treten auch bei diesem,

auf hohe Ratenfestigkeit optimierten Detektor, bei den derzeit an ELSA verfügbaren Strahlströmen Sättigungseffekte auf. Daher wird der Gammaintensitätsmonitor durch den Flussmonitor ergänzt. Dieser besteht aus einem Kupferkonverter und drei Szintillationsdetektoren. Mit einer bekannten Wahrscheinlichkeit erzeugt ein in den Konverter eintretendes Photon im Feld eines Kupfer-Kerns ein Elektron-Positron-Paar, welches durch den relativistischen *Boost* unter kleinen Winkeln emittiert wird. Dieses Paar wird durch Koinzidenz in zwei der Plastiksintillatoren nachgewiesen. Der dritte Szintillator befindet sich vor dem Flussmonitor und dient als Veto für geladene Teilchen. Das Umsetzungsverhältnis zum Photonenintensitätsmonitor beträgt 6 %, der Detektor kann Photonenraten von bis zu $1 \cdot 10^{10} \frac{1}{s}$ verarbeiten, was einem Strahlstrom von mehr als 1 nA entspricht [Got13].

10. Ereignisselektion

10.1. Datensatz und Analysesoftware

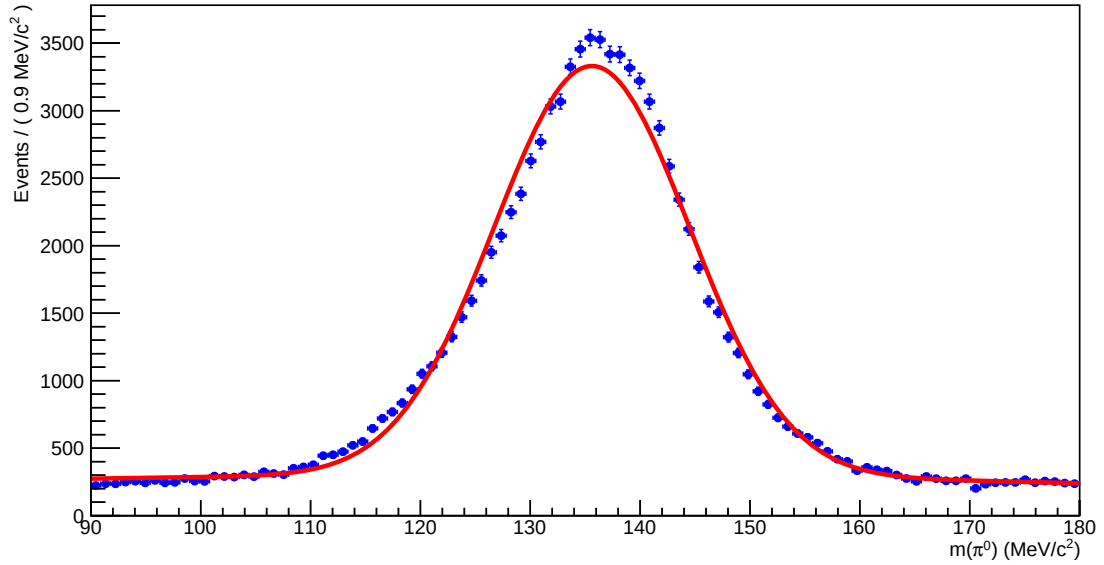
In dieser Doktorarbeit werden die mit dem CB/ELSA-Experiment zwischen August und November 2013 aufgezeichneten Daten ausgewertet. Bei diesen Strahlzeiten wurde als Targetmaterial flüssiger Wasserstoff (LH₂) verwendet, welches als Reaktionspartner für die Strahlphotonen Protonen bereitstellt. Der Datensatz enthält etwa $2,5 \cdot 10^9$ aufgezeichnete Ereignisse. Somit wurden in wenigen Monaten mehr Daten aufgezeichnet als vorher in mehreren Jahren. Dies bedeutet jedoch auch, dass die Ereignisraten im Vergleich zu vorhergehenden Strahlzeiten deutlich erhöht waren.

Eine derartige Erhöhung der Ereignisrate kann jedoch prinzipiell zu Problemen führen, wie beispielsweise Pile-Up-Ereignissen oder dem Erreichen der Leistungsgrenze von Detektoren und deren Versorgungseinrichtungen [Sch15, Thi15]. Für die im Folgenden vorgestellte Auswertung wurde eine vorläufige Kalibration basierend auf den vorherigen Erfahrungen mit dem Detektor verwendet. Die Crystal-Barrel-Kollaboration untersucht parallel zu der Abfassung dieser Dissertation die Auswirkungen der erhöhten Raten auf den Detektor, belastbare Ergebnisse lagen jedoch zum Abgabzeitpunkt noch nicht vor. Insofern ist zu erwarten, dass basierend auf diesen Untersuchungen die vorläufige Kalibration durch eine Finale ersetzt und die hier vorgestellte Analyse dann mit höherer Genauigkeit wiederholt werden kann. Um zu demonstrieren, dass der Datensatz dennoch für die Verwendung in dieser Analyse geeignet ist, ist in Abbildung 10.1 die invariante π^0 -Masse nach Rekonstruktion und Selektion dargestellt, wobei noch keine weiteren Verarbeitungsschritte wie beispielsweise ein kinematischer Fit (siehe Abschnitt 10.3) durchgeführt wurden. An das Spektrum wurde die Summe aus einem Voigt-Profil (siehe Abschnitt 11.3) und einem Polynom zweiten Grades angepasst. Der Fit ergibt eine Masse von $m_{\pi^0} = (135,62 \pm 0,04) \frac{\text{MeV}}{c^2}$, der Literaturwert liegt bei $m_{\pi^0, \text{PDG}} = (134,9766 \pm 0,0006) \frac{\text{MeV}}{c^2}$ [Oli14a]. Die erreichte Genauigkeit ist für die Verwendung in dieser Arbeit ausreichend.

Bei der Kalibration werden die Ereignisse auf mehrere Datensätze aufgeteilt, in Abhängigkeit von der Zahl der Energieeinträge im Kalorimeter (*particle energy deposit*, abk. PED). Für diese Analyse wurde nur der Datensatz mit 6 oder 7 PEDs pro Ereignis verwendet.

Zur Datenanalyse wurde die Software *Explora* (**Ex**ttended **pl**ugable **o**bject-oriented **r**oot **a**nalysis) verwendet. Diese Software wird am Bonner Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik (HISKP) für das CB/ELSA-Experiment entwickelt. Sie basiert auf dem Framework *ROOT*¹, das vom Europäischen Kernforschungszentrum CERN entwickelt wird und in der Hadronen- und Teilchenphysik ubiquitär Anwendung findet. Für die Analyse wurde die Explora-Version 1.5.0 Revision 10139 ver-

¹<https://root.cern.ch>

Abbildung 10.1.: π^0 -Massenspektrum nach der Rekonstruktion und Selektion

wendet, die auf der ROOT-Version 5.32/00 basiert. Explora hat eine plugin-basierte Architektur und kann somit einfach um neue Funktionen erweitert werden. Eine andere Möglichkeit, die Daten durch selbstentwickelten Code weiterzuverarbeiten, besteht darin, die relevanten Parameter in einem ROOT-Standardformat namens ROOT-Tree durch Explora ausgeben zu lassen, woraufhin sie auf jedem Rechner, auf dem ROOT installiert ist, benutzt werden können.

10.2. Datenrekonstruktion und -selektion

In dieser Analyse wird die Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0$ untersucht. Die aufgezeichneten Messdaten werden dazu in einem mehrstufigen Verfahren gefiltert, um Ereignisse mit dieser Reaktion zu isolieren. Zunächst werden nur Ereignisse betrachtet, bei denen genau sieben PEDs rekonstruiert wurden. Hierzu werden die Daten aus den Spurdetektoren und dem Kalorimeter kombiniert, um den Vierervektor des Teilchens berechnen zu können. Da ein Teilchen im Szintillator einen Schauer aus Sekundärteilchen erzeugt, der sich auf mehrere Kristalle ausdehnen kann, werden diese „Cluster“ im Kalorimeter durch einen entsprechenden Algorithmus erkannt und zu einem PED zusammengefasst.

Eines der sieben detektierten Teilchen muss als geladen markiert worden sein, die anderen sechs als ungeladen, andernfalls wird das Ereignis verworfen. Das geladene Teilchen ist das gestreute Proton aus dem Target. Da das Crystal-Barrel-Kalorimeter nicht auf Protonen ausgelegt ist, können diese im Szintillatormaterial in der Regel nicht gestoppt werden, so dass sie dort nur einen Teil ihrer kinetischen Energie deponieren und der Vierervektor somit nicht korrekt bestimmt werden kann. Die Explora-Software ist jedoch darauf ausgelegt und berechnet den Vierervektor des Protons aus der Differenz zwischen dem Vierervektor des Strahlphotons und den

gemessenen Vektoren der Reaktionsprodukte.

Die untersuchten Teilchen η und π^0 können nicht direkt nachgewiesen werden, sondern sie zerfallen, bevor sie das Kalorimeter erreichen in je zwei Photonen, d.h. $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (Verzweigungsverhältnis $(39,41 \pm 0,20) \%$) und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (Verzweigungsverhältnis $(98,823 \pm 0,034) \%$). Das η kann somit maximal nur in etwas mehr als einem Drittel der Fälle (abzüglich der endlichen Detektoreffizienz) nachgewiesen werden. Neben dem Zerfallskanal $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ existieren verschiedene Kanäle, bei denen geladene Teilchen entstehen (z. B. $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ oder $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$), diese treten insgesamt in 28,10% der η -Zerfälle auf. Diese können aufgrund der niedrigen Rekonstruktionseffizienz für geladene Teilchen bei Crystal Barrel nicht richtig nachgewiesen werden. Zudem zerfallen geladene Pionen in 99,98770% der Fälle in Myonen, welche allgemein nur mit großem Aufwand detektiert werden können (vgl. Abschnitt 3.3). Der verbleibende dominante Zerfallskanal ist $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ mit einem Verzweigungsverhältnis von 32,68% [Oli14a]. Dieser ist ebenfalls ungeeignet, da durch die hohe Zahl der Photonen im Endzustand die Zahl der Möglichkeiten, die Photonen zu den Ursprungsteilchen zu kombinieren, exponentiell ansteigt und die Analyse somit durch den kombinatorischen Untergrund dominiert würde. Zudem spielt die endliche Rekonstruktionseffizienz hier eine Rolle, denn bei 10 Photonen im Endzustand ist es durchaus wahrscheinlich, dass eines oder mehrere Photonen nicht richtig detektiert werden können.

Die sechs ungeladenen Teilchen, die pro Ereignis gefordert werden, entsprechen folglich den Zerfallsprodukten von η und π^0 . Die Analysesoftware berechnet jede Möglichkeit, aus diesen sechs Photonen drei Mesonen zu kombinieren. Aus den Messdaten über Energie und Bewegungsrichtung der Photonen kann auf den Vierervektor des Ausgangsteilchens zurückgerechnet werden. Diese Daten werden dann an die nächste Filterstufe weitergereicht.

Diese Stufe dient im Wesentlichen der Reduktion der Zahl der möglichen Reaktionen. Bei 6 Photonen, die in Zweier-Pärchen zu Mesonen gruppiert werden, gibt es insgesamt 15 Kombinationsmöglichkeiten. Diese 3 Mesonen müssen als η oder eines der Pionen identifiziert werden, dies ist auf 3 verschiedene Arten möglich, da die beiden Pionen ununterscheidbar sind. Insgesamt kann ein 6-Photonen-Endzustand somit auf 45 verschiedenen Wegen interpretiert werden. Zweck der ersten Filterstufe ist daher, einige Kandidaten für die richtige Interpretation herauszusuchen und inkorrekte γ -Zuordnungen zu verwerfen. Ansatzpunkt ist die aus den Vierervektoren der rekonstruierten Mesonen berechnete invariante Masse. Diese ist für das η und das π^0 hinreichend genau bekannt, um als Selektionskriterium genutzt werden zu können. Die Reduktion auf eine Interpretationsmöglichkeit pro Reaktion erfolgt dann durch den im nächsten Abschnitt vorgestellten kinematischen Fit.

Die kombinierten Ergebnisse der hadronen- und teilchenphysikalischen Experimente der letzten Jahrzehnte geben die Masse des neutralen Pions mit $m_{\pi^0} = (134,9766 \pm 0,0006) \frac{\text{MeV}}{c^2}$ und die des Eta-Mesons mit $m_{\eta} = (547,862 \pm 0,018) \frac{\text{MeV}}{c^2}$ an [Oli14a]. In der ersten Filterstufe werden Bereiche definiert, innerhalb derer die invariante Masse eines rekonstruierten Mesons liegen muss, damit das Ereignis weiterverarbeitet wird. Hierzu werden die Massenspektren der jeweiligen Teilchens betrachtet und die Grenzen so festgelegt, dass der Peak zu mindestens 90%

innerhalb liegt. So betragen die Grenzen für die invariante Masse eines rekonstruierten Pions $90 \frac{\text{MeV}}{c^2} \leq m_{\pi^0} \leq 180 \frac{\text{MeV}}{c^2}$, während für die Masse des rekonstruierten η $460 \frac{\text{MeV}}{c^2} \leq m_{\eta} \leq 640 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ gilt.

10.3. Kinematische Anpassung

10.3.1. Funktionsweise

Die kinematische Anpassung (auch kinematischer Fit genannt) ist eine Methode, um eine Hypothese über den vorliegenden Zerfallskanal anhand der gemessenen Teilchenviererimpulse zu testen. Aufgrund der Messfehler, mit denen die ermittelten Vierervektoren behaftet sind, sind zudem die Energie- und Impulserhaltung in der Regel nur eingeschränkt erfüllt. Durch den kinematischen Fit können diese Vierervektoren daher entsprechend korrigiert bzw. im Rahmen ihrer Fehler variiert werden, was die Genauigkeit der Resultate signifikant erhöht. Voraussetzung für die Anwendung ist, dass mehr Parameter gemessen wurden, als zur Beschreibung des Ereignisses erforderlich sind, und das Ereignis somit überbestimmt ist. Im Folgenden wird kurz die Funktionsweise des kinematischen Fits erläutert:

Die gemessenen Impulse werden zu einem Vektor $\vec{y} \in \mathbb{R}^n$ zusammengefasst. Dieser kann als Summe aus den wahren Impulsen $\vec{\eta}$ und dem Messfehler $\vec{\epsilon}$ aufgefasst werden [Pee03]:

$$\vec{y} = \vec{\eta} + \vec{\epsilon} \quad (10.1)$$

Für die Durchführung des kinematischen Fits sind zudem Nebenbedingungen erforderlich. Dies sind beispielsweise die invarianten Massen der beteiligten Teilchen. Des Weiteren muss der Algorithmus auch mit unbekannten Parametern umgehen können, da Crystal Barrel, wie bereits erwähnt, die Energie der Protonen nicht messen kann. Die Zahl der Nebenbedingungen sei mit m gegeben, die Zahl der Unbekannten mit r , wobei für die Anwendbarkeit der kinematischen Anpassung immer $r \leq m$ gelten muss. Insgesamt können die Erhaltungssätze dann als Funktionen $f_k : \mathbb{R}^r \times \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ dargestellt werden:

$$f_k(\vec{x}, \vec{\eta}) = f_k(\vec{x}, \vec{y} - \vec{\epsilon}) = 0 \quad k = 1, \dots, m \quad (10.2)$$

Die Lösungen für $\vec{x}$ und $\vec{y}$ werden nun dadurch gesucht, dass der Wert

$$M = \vec{\epsilon}^T \cdot C_y^{-1} \cdot \vec{\epsilon} \quad (10.3)$$

mit Hilfe der Maximum-Likelihood-Methode minimiert wird. Die Größe C_y gibt dabei die Kovarianzmatrix der Messwerte an. Bei unabhängigen Messungen ist dies eine Diagonalmatrix. M folgt somit einer χ^2 -Verteilung, die Zahl ihrer Freiheitsgrade beträgt $m - r$. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion lautet somit

$$f(M) = \frac{M^{\lambda-1}}{\Gamma(\lambda)2^\lambda} e^{-\frac{M}{2}} \quad \text{mit } \lambda = \frac{m-r}{2} \quad (10.4)$$

Zur Beurteilung der Güte des kinematischen Fits wird in der Regel das Konfidenzniveau K (teilweise auch als Fitqualität bezeichnet) betrachtet, welches die Wahrscheinlichkeit angibt, dass ein anderes Ereignis einen größeren Wert für M erreicht,

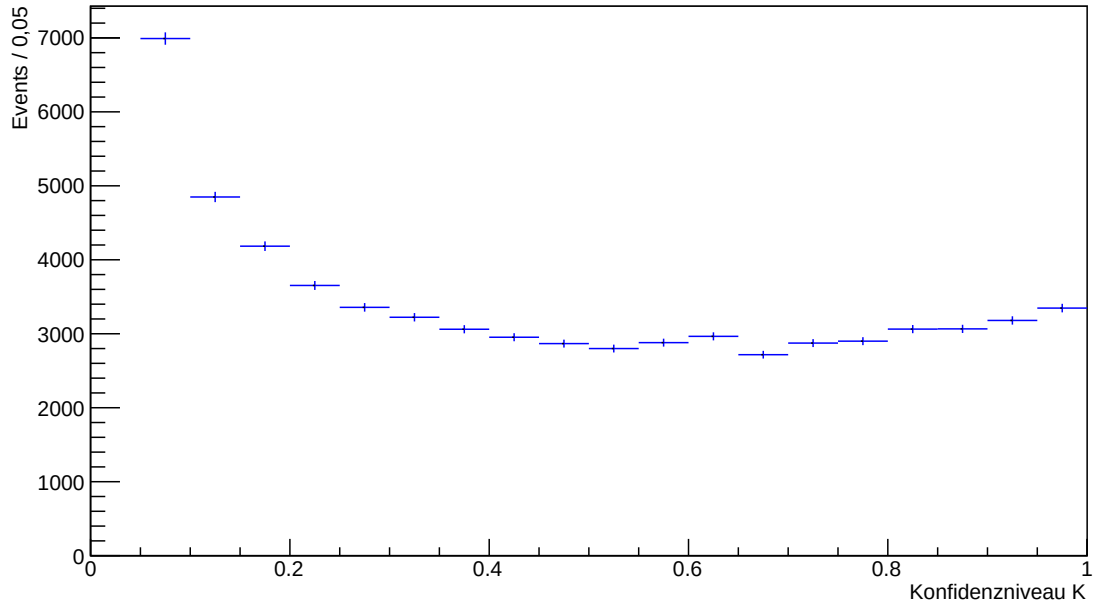


Abbildung 10.2.: Konfidenzniveau-Verteilung des kinematischen Fits

als das betrachtete:

$$K = P(M' > M) = 1 - f(M) \quad (10.5)$$

Im Idealfall ist das Konfidenzniveau gleichverteilt, Abweichungen wie ein Anstieg zur Null deuten auf das Vorhandensein von Rauschen hin [Pee03, Nuh12].

10.3.2. Anwendung

Zur Anwendung kommt der kinematische Fit in dieser Analyse durch die zu diesem Zweck speziell für das CB/ELSA-Experiment entwickelten Explora-Plugins, welche in [Pee03] ausführlich beschrieben sind. Die verwendeten Messwerte sind die Viererimpulse der Strahl- und Endzustandsphotonen. Da Photonen keine Ruhemasse haben, sind diese durch die Angabe von Energie und Bewegungsrichtung des Photons bereits vollständig beschrieben. Da sich in der Vergangenheit gezeigt hat, dass die Quadratwurzel der Photonenenergie besser einer Normalverteilung folgt als der Energiewert selbst, wird in den Routinen des kinematischen Fits $\sqrt{E}$ verwendet [Nuh12]. Da es sich bei Crystal Barrel um einen sphärischen Detektor handelt, wird die Bewegungsrichtung in Kugelkoordinaten parametrisiert. Durch die Wahl der Polachse entlang der Strahlrichtung gilt für das Strahlphoton $\vartheta = \varphi = 0^\circ$, die Ausdehnung des Strahls wird dabei vernachlässigt. Die Energie des Strahlphotons wird mit dem Tagger ermittelt (siehe Abschnitt 9.2.2). Das Target-Proton wird als ruhend angenommen, sein Vierervektor ist somit ebenfalls bekannt. Die Vierervektoren der Endzustandsteilchen werden aus den Messdaten berechnet, die unvollständigen Daten des Protons im Endzustand allerdings nicht für den kinematischen Fit herangezogen.

Da für jedes Photon drei Parameter vorliegen und insgesamt 7 Photonen betrachtet werden (1 Strahl- und 6 Endzustandsphotonen), gilt $n = 21$, durch den als

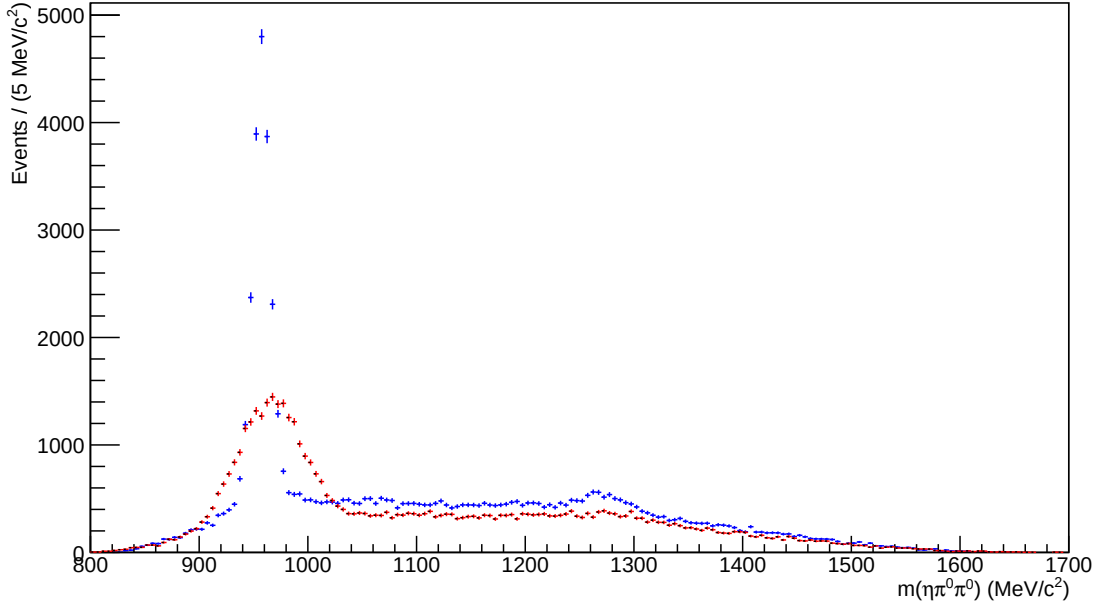


Abbildung 10.3.: $\eta\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum vor (rot) und nach (blau) Anwendung des kinematischen Fits

unbekannt angenommenen Vierervektor des Protons ist $r = 3$, da die Masse des Protons einbezogen wird. Zudem werden folgende Nebenbedingungen einbezogen:

- Energieerhaltung (1 Bedingung)
- Impulserhaltung (3 Bedingungen)
- Masse des η -Mesons (1 Bedingung)
- Masse der beiden Pionen (2 Bedingungen)

Insgesamt liegen folglich $m = 7$ Nebenbedingungen vor (vgl. [Nuh12]). Effektiv sind somit 4 Bedingungen für den Fit nutzbar, dies wird auch als 4C-Fit bezeichnet.

Abbildung 10.3 zeigt das Spektrum der invarianten Masse der Vektorsumme von η - und π^0 -Mesonen vor und nach Anwendung des kinematischen Fits. Neben der Präzisierung der Ergebnisse wird die kinematische Anpassung in dieser Analyse auch zur weiteren Datenselektion eingesetzt. Die Anpassung wird zwei Mal mit verschiedenen Hypothesen durchgeführt: Die lauten $\gamma p \rightarrow p\eta\pi^0\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p3\pi^0$. Da Pionen nahezu immer in zwei Photonen zerfallen (siehe Abschnitt 10.2), führt letzterer Zerfallskanal ebenfalls zu einem Endzustand mit sechs Photonen. Für beide Fälle wird das Konfidenzniveau des Fits berechnet. Wenn dieses für die Hypothese mit den drei Pionen größer ist als das für den untersuchten Kanal, wird das Ereignis verworfen. Zudem muss das Konfidenzniveau für den untersuchten Kanal größer als 5% sein, andernfalls wird das Ereignis ebenfalls verworfen. Die Konfidenzniveau-Verteilung für den in dieser Analyse durchgeführten kinematischen Fit ist in Abbildung 10.2 zu sehen und zeigt oberhalb von $K = 0,2$ einen nahezu konstanten Verlauf. Dies spricht dafür, dass die Fehler der Messwerte sehr gut eingestellt sind.

10.4. Ereignisbasierte Untergrundunterdrückung

Der Begriff „Untergrund“ bezeichnet im Kontext der Hadronen- und Teilchenphysik Reaktionen, die nicht zum gesuchten Zerfallskanal gehören, jedoch nach der Rekonstruktion denselben Endzustand aufweisen und daher die eigentlich gesuchten Resultate überlagern. Prinzipiell kommen hier alle Reaktionen infrage, bei denen ein Endzustand mit sechs Photonen erzeugt wird. Aus diesem Grund werden bei der Datenanalyse verschiedene Methoden angewendet, um Signal von Untergrund zu trennen. Eine dieser Methoden, die bei der vorliegenden Analyse zum Einsatz kommt, ist die Q-Wert-Methode nach Michael Williams [WBM09]. Diese Methode basiert auf der Annahme, dass die Dichteverteilung der Signalereignisse im Phasenraum sich von der Dichteverteilung der Untergrundereignisse unterscheidet. Insofern ist zunächst erforderlich eine Metrik zu definieren, die den Abstand zweier Ereignisse im Phasenraum bestimmt.

Beim Kanal $\gamma p \rightarrow p \eta'$ ist nur eine Variable zur Beschreibung des Phasenraums erforderlich, dies ist der Kosinus des Polarwinkels $\cos(\vartheta)$ des η' im Schwerpunktsystem. Die Energie des Strahlphotons spielt ebenfalls eine Rolle, aber diese wird durch Aufteilung der Ereignisse in kleine E_γ -Bereiche (Bins) berücksichtigt. Da e^- -Strahl und Target bei der Messung nicht polarisiert waren, sind die Ereignisse im Bezug auf den φ -Winkel gleichverteilt, so dass dieser für die Metrik keine Rolle spielt. Die Q-Wert-Methode untersucht die Nachbarn eines Ereignisses im Phasenraum und berechnet daraus für jedes Ereignis die Wahrscheinlichkeit für das Vorliegen eines Signalereignisses. Der Vierervektor eines η' -Kandidaten wird dabei als Summe der Vierervektoren der rekonstruierten Teilchen η , π^0 und π^0 berechnet. Neben dem $\cos(\vartheta)$ -Wert wird dabei für jedes Ereignis die aus dem Vierervektor bestimmte invariante Masse des η' -Kandidaten in die Q-Wert-Methode einbezogen.

Zur Anwendung dieser Methode werden zunächst die Daten aller η' -Kandidaten in den Speicher eingelesen. Dann werden für jedes einzelne Ereignis die Abstände zu allen anderen Ereignissen berechnet und die 100 nächsten Nachbarn bestimmt. An die Verteilung des betrachteten Ereignisses und der ausgewählten Nachbarn im Phasenraum werden dann mit Hilfe der Maximum-Likelihood-Methode Signal- und Untergrundverteilungsfunktionen angepasst, um eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die Eigenschaft als Signal-Ereignis zu erhalten. Hierbei wird für den Untergrund ein Polynom ersten Grades und für das Signal ein Voigt-Profil angenommen. Das Voigt-Profil ist eine Faltung aus der Gauß- und der Lorentz-Verteilung [Nat15], wobei Letztere auch als Cauchy-Verteilung oder Breit-Wigner-Verteilung bekannt ist. Die Lorentz-Funktion parametrisiert hierbei die natürliche Zerfallsbreite eines Teilchens, welche beispielsweise für das η' zu (198 ± 9) keV bestimmt worden ist [Oli14a]. Die Gauß-Funktion trägt der endlichen Detektorauflösung und der Messunsicherheit Rechnung.

Das Ergebnis der Methode ist der so genannte Q-Wert, der für jedes Ereignis individuell berechnet wird und als sein Gewicht in die weitere Analyse eingeht. Als Wahrscheinlichkeit für das Vorliegen eines Signalereignisses liegt der Wert immer zwischen 0 und 1. Zur Verifikation der Methode können die gemessenen Daten auch mit dem Wert $1 - Q$ gewichtet werden, in diesem Fall wird der Untergrund isoliert. Dieser kann nun daraufhin überprüft werden, ob noch Signalstrukturen vorhanden

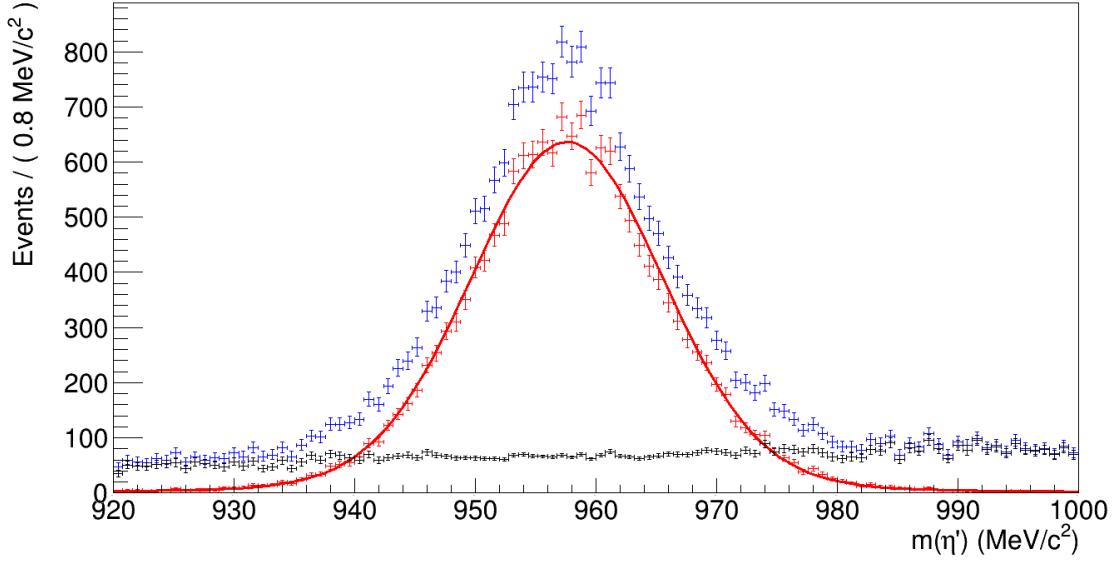


Abbildung 10.4.: Das invariante Massenspektrum im η' -Bereich mit (rot) und ohne (blau) Gewichtung durch die Q-Wert-Methode sowie der durch die Methode entfernte Untergrund (schwarz).

sind.

Zur Anwendung der Methode wurde der von Julian Pychy am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum entwickelte Code² in der Revision e51651e7 benutzt, der auf ROOT und RooFit basiert. Die Q-Wert-Methode ist hierbei in einem Objekt gekapselt und somit unabhängig von den Datenstrukturen der Software des jeweiligen Experimentes. Zur Anwendung mussten lediglich für jedes Ereignis die Masse von der $\cos(\vartheta)$ -Wert aus den Explora-Datenstrukturen ausgelesen und an das Objekt übergeben werden. Nach dem Einlesen aller Ereignisse konnte dann der Q-Wert für jedes Ereignis von dem Objekt abgefragt und den Ereignisparametern hinzugefügt werden.

Abbildung 10.4 zeigt das Ergebnis der Methode für das η' : Die blaue Kurve visualisiert die Daten nach Anwendung aller Schnitte und kinematischer Fits. Die rote Kurve zeigt die selben Daten mit der Gewichtung durch die Williams-Methode, die schwarze Kurve zeigt den Untergrund durch Gewichtung mit $1 - Q$. An die Q-gewichteten Daten wurde mit RooFit ein Voigt-Profil (siehe Abschnitt 11.3) angepasst, um die Parameter des η' zu bestimmen. Dies ergibt eine Masse von $m_{\eta'} = (957,63 \pm 0,07) \frac{\text{MeV}}{c^2}$. Der Literaturwert lautet $m_{\eta', \text{PDG}} = (957,78 \pm 0,06) \frac{\text{MeV}}{c^2}$, die Abweichung beträgt somit $\Delta m_{\eta'} = 0,15 \frac{\text{MeV}}{c^2}$. Die Breite des η' -Signals ist jedoch klar von der Detektorauflösung dominiert und beträgt hier $\sigma_{\eta'} = (8,53 \pm 0,05) \frac{\text{MeV}}{c^2}$ gegenüber der natürlichen Breite $\Gamma_{\eta', \text{PDG}} = (0,198 \pm 0,009) \frac{\text{MeV}}{c^2}$. Aufgrund dessen war bei dem Fit der Parameter für die natürliche Breite im Voigt-Profil auf den Literaturwert für $\Gamma_{\eta'}$ fixiert [Oli14a].

²<https://github.com/RUB-EP1/WiBaS>

10.5. Monte-Carlo-Simulationen

In der Hadronenphysik sind Monte-Carlo-Simulationen ein unverzichtbares Hilfsmittel zur Datenanalyse, denn der mikroskopische Verlauf einer einzelnen teilchenphysikalischen Reaktion ist im Wesentlichen vom Zufall bestimmt [Oli14a]. In einer solchen Simulation wird die komplette Kette von der Photoproduktion über den Zerfall der produzierten Teilchen bis hin zur Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial und der Signaleinträge im Datenaquisitionssystem erfasst. An jeder Stelle, an der in der Natur der Zufall eine Rolle spielt, wird auf das Ergebnis eines Zufallsgenerators zurückgegriffen. Zur korrekten Abbildung der Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial ist es notwendig, die Geometrie und den Aufbau des Detektors möglichst realitätsnah in der Simulationssoftware zu erfassen. Die Ergebnisse der Simulation dienen nicht nur zum Testen der Analysesoftware, sondern auch zum Interpretieren der Messergebnisse [Cre01].

Für das Crystal-Barrel-Experiment wurde hier eine eigene Software namens CB-GEANT entwickelt, die auf dem vom CERN entwickelten GEANT3 (*Geometry and Tracking*) in der Version 3.21 basiert. Zudem kommt die CERN-Software *Virtual Monte Carlo* (VMC) in der Version 1.12 zum Einsatz. Mit Ausnahme einer Datenbank mit der Detektorgeometrie ist CBGEANT vollständig in der Programmiersprache Fortran geschrieben. Die Simulationssoftware ist in Explora integriert und wird auch darüber angesteuert. Die von der Simulation erzeugten Daten sind mit den im Messbetrieb bei CB/ELSA erzeugten Daten kompatibel, so dass die simulierten Daten die selbe Analyse durchlaufen können wie die Messdaten [Cre01]. Problematisch bei der Software ist, dass zerfallende Teilchen immer mit einer Breite von $\Gamma = 0$ generiert werden, zur Zeit der Abfassung dieses Textes ist jedoch eine neue Version in Arbeit, die diese Funktion nachrüstet.

Für diese Arbeit wurden verschiedene Ausgangsteilchen der Photoproduktion wie η' oder $\eta(1405)$ simuliert, d. h. Reaktionen wie beispielsweise $\gamma p \rightarrow p\eta'$ phasenraumverteilt generiert, d. h. es wurden keine Annahmen über die intrinsische Winkelverteilung der Reaktion getroffen. Der Zerfall der Teilchen wurde aber im Vergleich zur Natur dahingehend modifiziert, dass jeweils nur ein Zerfallskanal ausgewählt wurde. Dadurch wird vermieden, Rechenzeit für das Simulieren von Ereignissen aufzuwenden, die beim Durchlaufen der Analyse auf jeden Fall wieder entfernt werden, weil sie z. B. geladene Teilchen oder nicht die geforderte Photonenzahl enthalten. η' und $\eta(1405)$ zerfallen dabei nach dem Muster $\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0$, wobei die Produkte dieses Zerfalls nur in jeweils 2 Photonen zerfallen. Insgesamt lautet die generierte Reaktionskaskade also:

$$\gamma p \longrightarrow p\eta' \longrightarrow p\eta\pi^0\pi^0 \longrightarrow p6\gamma \quad (10.6)$$

Die Ergebnisse der Simulation wurden zunächst zur Ermittlung einer Akzeptanzkorrektur in Abhängigkeit von der Strahlenergie verwendet. Der Grund dafür ist, dass der Detektor nicht in alle Richtungen gleichermaßen sensitiv ist. So können Teilchen, die unter sehr kleinem Winkel zur Strahlachse emittiert werden, nicht nachgewiesen werden, weil dieser Bereich durch die beiden Kalorimeter (Crystal Barrel und MiniTAPS) nicht abgedeckt wird, um das Funktionieren des Gamma-Intensitätsmonitors zu ermöglichen (vgl. Abschnitt 9.2). Die richtungsabhängige

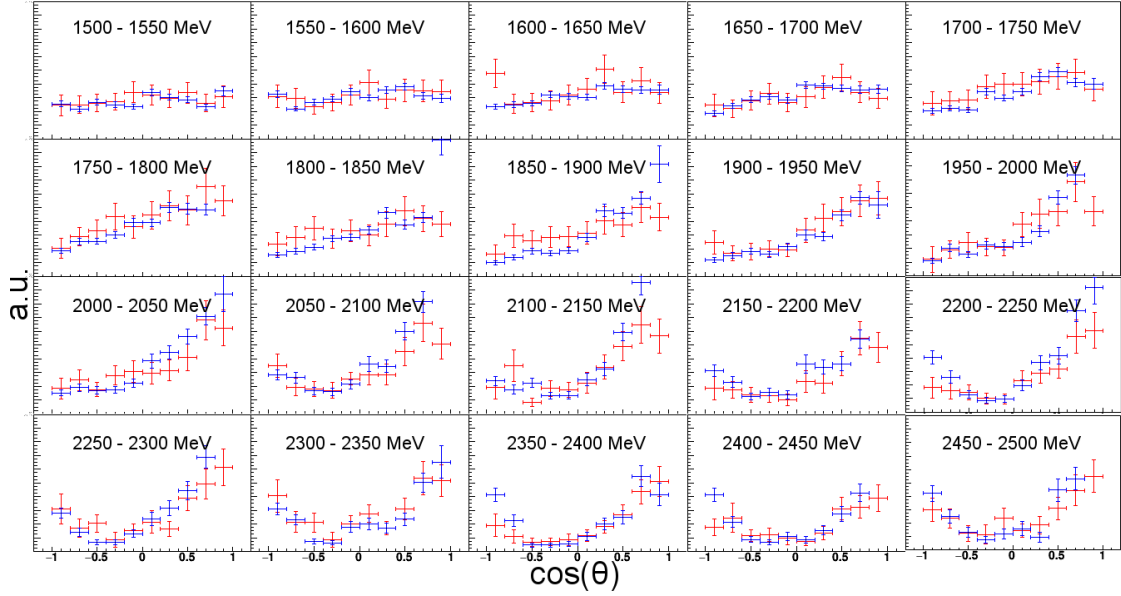


Abbildung 10.5.: Vergleich der Winkelverteilung des η' aus dieser Analyse (blau) mit den publizierten Daten [Cre09] (rot), der Strahlenergiebereich ist in den einzelnen Plots angegeben

Sensitivität des Detektors wird als Akzeptanz bezeichnet [Oli14a]. Durch einen Vergleich zwischen den generierten Monte-Carlo-Daten und den daraus durch die Analyse rekonstruierten Ereignissen kann die Akzeptanz ermittelt und die Messdaten können entsprechend korrigiert werden.

10.6. Verifikation der Ergebnisse anhand von $\gamma p \rightarrow p \eta'$

Die CBELSA/TAPS-Kollaboration hat im Jahr 2009 Ergebnisse zum differentiellen Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion von η' -Mesonen an Protonen veröffentlicht [Cre09]. Aus den in dieser Analyse gewonnen Daten kann die Winkelverteilung der erzeugten η' abgeleitet werden, welche proportional zum differentiellen Wirkungsquerschnitt ist. Um diesen direkt angeben zu können, sind Daten zum absoluten Photonenfluss erforderlich, die bei Anfertigung der Arbeit noch nicht vorlagen. Die Messdaten wurden dabei durch die in Abschnitt 10.4 beschriebene Methode von Untergrund befreit und auf der Basis der Monte-Carlo-Ergebnisse effizienzkorrigiert. Somit können die in dieser Analyse gewonnenen Daten mit den bereits Publizierten verglichen werden, um die Plausibilität der Analyse zu testen.

Abbildung 10.5 zeigt das Ergebnis dieses Vergleiches. Da je nach zur Verfügung stehender Energie unterschiedliche Prozesse der Photoproduktion beitragen (vgl. Abschnitt 2.5), wurden die Ereignisse nach der Energie des einlaufenden Strahlphotons E_γ , gemessen im Laborsystem, gruppiert. Der jeweilige Bereich von E_γ ist in den Graphen in Abbildung 10.5 angegeben und entspricht der Gruppierung in der Publikation [Cre09]. Da den Messkurven aus dieser Analyse, wie vorstehend erläutert, die

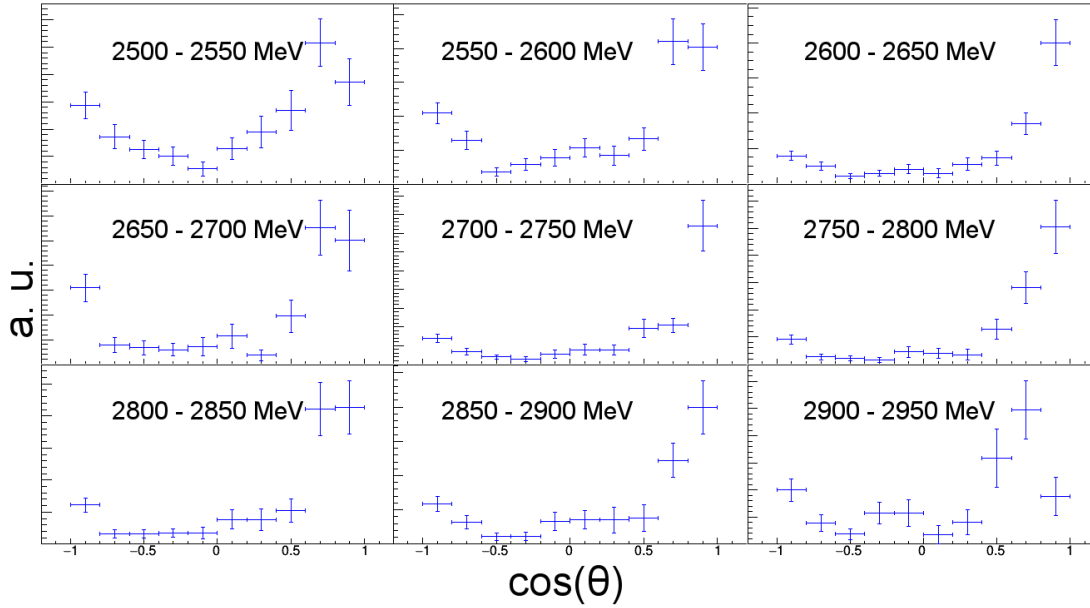


Abbildung 10.6.: Relative Winkelverteilung der η' -Photoproduktion im E_γ -Bereich von 2500 MeV bis 2950 MeV

Normierung fehlt, wurden diese für jedes Energie-Bin mit einem individuellen Skalierungsfaktor multipliziert. Entscheidend für den Vergleich sind nicht die absoluten Zahlenwerte, sondern die Ähnlichkeit des Kurvenverlaufs.

Die Daten zeigen im Bereich $\cos(\vartheta) < 0,9$ eine gute Übereinstimmung, bis auf wenige Ausnahmen stimmen die Datenpunkte innerhalb der Fehler überein. Für den Fall $\cos(\vartheta) \geq 0,9$ gibt es dagegen systematische Abweichungen, die Datenpunkte dieser Analyse liegen zu hoch. Ein Wert von $\cos(\vartheta) \approx 1$ entspricht $\vartheta \approx 0^\circ$, also der Produktion des η' unter sehr kleinen Winkeln zum Strahl. In diesem Fall ist die Detektoreffizienz jedoch gering, da in der Mitte von MiniTAPS eine Aussparung ist, um die ungestreuten Photonen zum Gammaintensitätsmonitor zu leiten (vgl. Abschnitt 9.2.5 und Abbildung 9.5b). Die zu hoch liegenden Datenpunkte sind somit ein Effekt der Effizienzkorrektur. Zur Lösung dieses Problems besteht der Plan, die in CBGEANT hinterlegte Detektorgeometrie zu überprüfen und zu präzisieren, worauf jedoch bei Anfertigung dieser Arbeit nicht mehr gewartet werden konnte.

Zusätzlich zur Reproduktion der veröffentlichten Daten kann die relative Winkelverteilung nun auch, aufgrund des größeren Datensatzes, für den E_γ -Bereich von 2500 MeV bis 2950 MeV angegeben werden. Dies ist für Daten des CBELSA/TAPS-Experimentes erstmalig der Fall. Abbildung 10.6 zeigt diese Ergebnisse, wobei die Breite der Energie-Bins von 50 MeV analog zur Publikation beibehalten wurde. Hier zeigt sich nun eine ausgeprägte Bevorzugung der Produktion der Teilchen unter kleinem Winkel zur Strahlachse. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist ein stärkerer Beitrag von t-Kanal-Prozessen der Photoproduktion (siehe Abschnitt 2.5).

11. $f_1(1285)/\eta(1295)$ und $\eta(1405)$

11.1. Zielsetzung

Nachdem die in dieser Analyse ermittelten Daten anhand der Publikation verifiziert wurden, werden die Daten nun auf Indizien für die Erzeugung der Mesonen $f_1(1285)$, $\eta(1295)$ und $\eta(1405)$ mit dem Zerfall nach $\eta\pi^0\pi^0$ untersucht. Die Ergebnisse der Monte-Carlo-Studien zeigen, dass die Auflösung im $\eta\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum sowohl vom Zerfallskanal als auch von der Strahlenergie E_γ abhängt. In Tabelle 11.1 sind die Ergebnisse für Masse und natürliche Breite der Teilchen basierend auf dem aktuellen Wissensstand der Hadronenphysik [Oli14a] zusammen mit der aus Monte-Carlo-Simulationen ermittelten Auflösung aufgelistet. Aufgrund der Detektorauflösung ist jedoch nicht davon auszugehen, dass die Resonanzen des $f_1(1285)$ und des $\eta(1295)$ voneinander unterschieden werden können, denn die Massendifferenz $m_{\eta(1295)} - m_{f_1(1285)} = 12,1 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ liegt unterhalb der Breite beider Resonanzen. In den Massenspektren ist in diesem Bereich auch keinerlei Doppelstruktur erkennbar. Aufgrund dessen werden die beiden Teilchen im Folgenden wie eine einzige Resonanz behandelt und als $f_1(1285)/\eta(1295)$ bezeichnet, bei Indizes wird jedoch zum Zwecke der besseren Lesbarkeit nur die Zahl 1295 verwendet.

Ziel der Analyse ist, das invariante $\eta\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum mit einer geeigneten Funktion, die sich aus Untergrund- und Signalanteil zusammensetzt, zu beschreiben und schlussendlich die Zahl der im Spektrum enthaltenen $f_1(1285)/\eta(1295)$ und $\eta(1405)$ zu ermitteln. Aus diesen kann dann ein Wirkungsquerschnitt relativ zur η' -Photoproduktion berechnet werden.

Das Verhältnis kann Hinweise auf die Natur des $\eta(1405)$ geben. Wenn die Glueball-Hypothese (siehe Abschnitt 2.4) korrekt ist, sollte das $\eta(1405)$ in Photoproduktion nicht auftreten, da der Prozess relativ gluonenarm ist. Für das $\eta(1405)$ ist in diesem Fall zu erwarten, dass es in Photoproduktion nur sehr schwach erzeugt wird. Ein signifikant von Null verschiedener relativer Wirkungsquerschnitt wiese dagegen darauf hin, dass die Hypothese möglicherweise einer Modifikation bedarf. Für eine definitive Aussage ist jedoch die Kenntnis des Quarkinhaltes der einzelnen Teilchen erforderlich, was in dieser Analyse nicht angestrebt wird. Wie in Abschnitt 2.4 ausgeführt, sind die η -Mesonen Überlagerungen aus $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ und $s\bar{s}$. Theoretisch ist nicht auszuschließen, dass bei den Zuständen höherer Masse auch ein Glueball mit einem gewöhnlichen Meson mischt.

11.2. Beschreibung des Untergrunds

Zur Analyse der Spektren muss zunächst der Untergrund mathematisch beschrieben werden. Dieser entsteht im Wesentlichen dadurch, dass bei der Photoproduktion ohne mesonische Zwischenresonanz direkt zwei π^0 und ein η entstehen. Eine

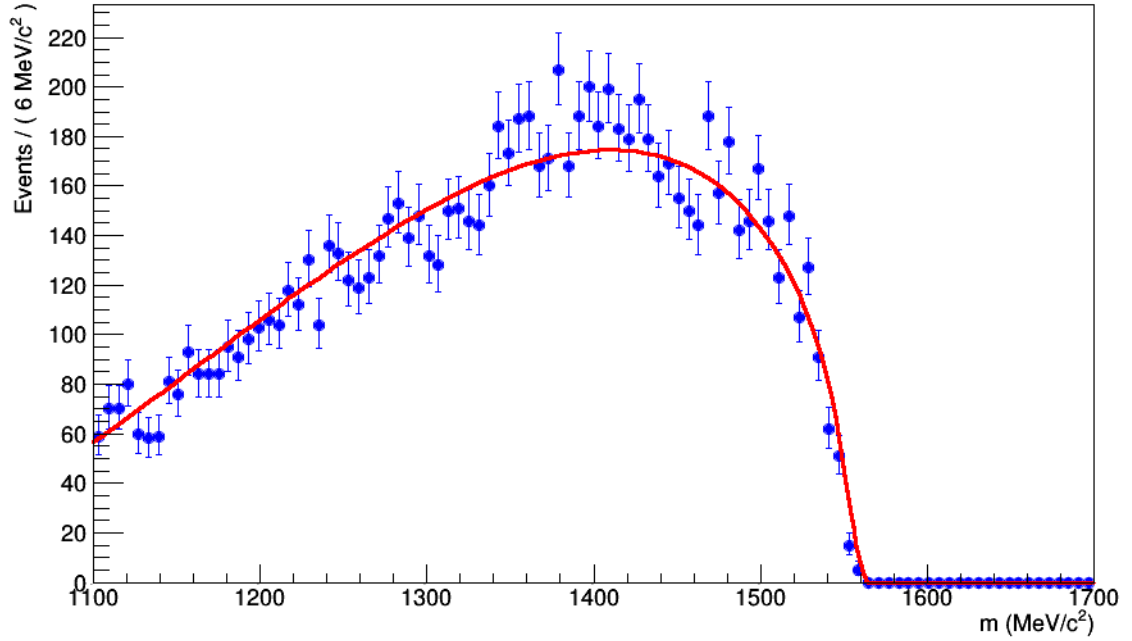


Abbildung 11.1.: Phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \pi^0 \eta$ im Strahlenergiebereich von $2820 \text{ MeV} < E_\gamma < 2870 \text{ MeV}$ (blau) und das Produkt der Phasenraumfaktoren (rot)

eventuell im Rahmen der Photoproduktion angeregte N^* - oder Δ^* -Resonanz (siehe Abschnitt 2.5) hat eine große Zerfallsbreite, so dass das Resultat von der gewöhnlich Phasenraumverteilung ununterscheidbar ist. Der Phasenraum wird dabei durch die invariante Masse der Endzustandsteilchen sowie der Energie des einlaufenden Strahlphotons begrenzt. Die Analyse hat gezeigt, dass der Untergrund durch die Phasenraumfaktoren ausreichend beschrieben werden kann. Der Produktions- und der Zerfallsprozess werden dabei durch separate Faktoren beschrieben, deren Produkt liefert schlussendlich die gesuchte Beschreibung des Untergrundes.

Die der Literatur entnommenen Phasenraumfaktoren [CK95, ROO15] sind jedoch für einen Zwei-Teilchen-Zerfall, d. h. eine Reaktion nach dem Muster $a + b \rightarrow c + d$ hergeleitet worden. Im vorliegenden Fall liefert es jedoch eine zutreffende Beschreibung der Messdaten, wenn angenommen wird, die beiden Pionen bildeten zunächst einen gebundenen Zustand, der später in zwei einzelne Pionen zerfalle. Dies ist je-

Tabelle 11.1.: Übersicht über die Parameter der betrachteten Teilchen [Oli14a], σ aus Monte-Carlo-Simulation ermittelt

Teilchen	Masse m ($\frac{\text{MeV}}{c^2}$)	Natürl. Breite Γ ($\frac{\text{MeV}}{c^2}$)	Auflösung σ ($\frac{\text{MeV}}{c^2}$)
η'	$957,76 \pm 0,06$	$0,198 \pm 0,009$	8 bis 12
$f_1(1285)$	$1281,9 \pm 0,5$	$24,2 \pm 1,1$	20 bis 32
$\eta(1295)$	1294 ± 4	55 ± 5	20 bis 32
$\eta(1405)$	$1408,8 \pm 1,8$	$51,0 \pm 2,9$	5 bis 19

doch keine physikalische Aussage, das Ziel ist lediglich eine adäquate mathematische Repräsentation der Spektren.

Die verwendeten Faktoren zur Beschreibung des Phasenraumes haben folgende Gestalt:

$$\rho_i = \sqrt{\left[1 - \left(\frac{m_{\pi^0\pi^0\eta} + m_p}{E_{\text{cm}}}\right)^2\right] \cdot \left[1 - \left(\frac{m_{\pi^0\pi^0\eta} - m_p}{E_{\text{cm}}}\right)^2\right]} \quad (11.1)$$

$$\rho_f = \frac{m_{\pi^0\pi^0\eta} + m_\eta + m_{\pi^0\pi^0}}{2m_{\pi^0\pi^0\eta}} \cdot \frac{m_{\pi^0\pi^0\eta} - m_\eta - m_{\pi^0\pi^0}}{2m_{\pi^0\pi^0\eta}} \cdot \frac{m_{\pi^0\pi^0\eta} - m_\eta + m_{\pi^0\pi^0}}{2m_{\pi^0\pi^0\eta}} \cdot \frac{m_{\pi^0\pi^0\eta} + m_\eta - m_{\pi^0\pi^0}}{2m_{\pi^0\pi^0\eta}} \quad (11.2)$$

$$\rho_\pi = \sqrt{1 - \left(\frac{2m_{\pi^0}}{m_{\pi^0\pi^0}}\right)^2} \quad (11.3)$$

Hierbei bezeichnen m_p , m_η und m_{π^0} die Massen von Proton, Eta-Meson und Pion, wobei jeweils die PDG-Werte [Oli14a] benutzt werden. Der Phasenraumfaktor ρ_i (i = initial) beschreibt die Produktion des betrachteten Zustands und ρ_f (f = final) seinen Zerfall. ρ_π dagegen beschreibt den Zerfall des zur Vereinfachung der Rechnung angenommenen gebundenen Zwei-Pionen-Zustands in zwei einzelne Pionen. $m_{\pi^0\pi^0\eta}$ ist die invariante Masse, die aus der Summe der Vierervektoren von Eta-Meson und Pionen berechnet wird, $m_{\pi^0\pi^0}$ die invariante Masse der Vektorsumme der beiden Pionen. E_{cm} bezeichnet die insgesamt im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie, die gemäß den Gesetzen der relativistischen Kinematik unter der Annahme eines vor der Reaktion ruhenden Protons aus der Energie des Strahlphotons E_γ bestimmt werden kann [Dem05]:

$$E_{\text{cm}} = \sqrt{2E_\gamma m_p c^2 + m_p^2 c^4} \quad (11.4)$$

Der Vorteil dieser Methode ist, dass zur Beschreibung des Untergrunds keine Parameter notwendig sind, die nicht Naturkonstanten sind (Massen der beteiligten Teilchen) oder aus den Messdaten selbst entnommen werden können ($m_{\pi^0\pi^0\eta}$, $m_{\pi^0\pi^0}$ und E_{cm}). Somit entfällt hier die Unsicherheit durch Anpassung der Untergrundfunktion an die Daten. Abbildung 11.1 zeigt phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta\pi^0\pi^0$ mit den vorstehend beschriebenen Phasenraumfaktoren.

Auch wenn keine freien Parameter vorhanden sind, muss eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion skaliert werden, da diese nur auf dem Intervall $[0; 1]$ definiert ist. Dies wird von RooFit automatisch erledigt, wenn eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion gezeichnet wird: Die Funktion wird zunächst normiert und dann mit einem Skalierungsfaktor multipliziert, so dass das Integral über die Daten im Histogramm dem Integral über die Funktion entspricht [ROO15].

Bei den hier betrachteten Phasenraumfaktoren kommt hinzu, dass diese von drei Variablen abhängig sind, ein zweidimensionaler Graph jedoch nur die Abhängigkeit von einer Variable darstellen kann. In so einem Fall wird die Funktion durch RooFit in den anderen beiden Variablen ($m_{\pi^0\pi^0}$ und E_{cm}) aufintegriert, um die Abhängigkeit zu entfernen [ROO15]. Die Ermittlung der Grenzen für diese Integration ist in Abschnitt 11.3 erläutert.

11.3. Parametrisierung der Signale

Die Signalform einer Resonanz im Massenspektrum wird durch mehrere Begebenheiten beeinflusst: Zum einen haben kurzlebige Teilchen eine natürliche Signalbreite Γ , die aus der heisenbergschen Unschärferelation folgt. Zum anderen ist die Auflösung und die Messgenauigkeit des Detektors endlich, so dass auch bei Detektion eines stabilen Teilchens die Messwerte einer Normalverteilung mit der Breite σ folgen. Die natürliche Breite wird dabei hier durch eine Breit-Wigner-Funktion beschrieben und die Detektorauflösung durch eine Gauß-Funktion [Oli14a].

Zur Analyse der Daten wurde die ROOT-Komponente RooFit benutzt. Eine der wesentlichen Funktionen dieser Software ist die Anpassung einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion an einen gegebenen Datensatz. Häufig benutzte Funktionen wie die (nicht-relativistische) Breit-Wigner-Funktion $B_i(x)$ und die Gauß-Funktion $G_i(x)$ sind dabei in RooFit folgendermaßen vordefiniert [ROO15]:

$$B_i(x) = \frac{1}{(x - \mu_i)^2 + 0,25 \cdot \Gamma_i^2} \quad (11.5)$$

$$G_i(x) = \exp\left(-\frac{(x - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (11.6)$$

Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen müssen per Definition auf 1 normiert sein, die in der Literatur üblichen Normierungsfaktoren fehlen in den obigen Gleichungen jedoch. Grund dafür ist, dass die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion zur Beschreibung eines Spektrums in der Regel aus mehreren Einzelfunktionen zusammengesetzt ist. RooFit normiert automatisch diese Gesamtfunktion vor dem eigentlichen Fitprozess, so dass die Normierung der Einzelfunktionen nicht notwendig ist [ROO15].

Da im Experiment die natürliche Breite und die Detektorauflösung das Ergebnis gemeinsamen beeinflussen, werden die Resonanzen im Spektrum durch eine Faltung der beiden Funktionen beschrieben, dem Voigt-Profil:

$$V_i(x) = (B_i * G_i)(x) = \int_{-\infty}^{\infty} B_i(\kappa) G_i(x - \kappa) d\kappa \quad (11.7)$$

Für dieses Integral existiert keine allgemeine analytische Lösung, es gibt jedoch geeignete Näherungen. RooFit verwendet Folgende [ROO15]:

$$V_i(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \Re w\left(\frac{x - \mu_i}{\sqrt{2}\sigma_i} + i \frac{\Gamma_i}{2\sqrt{2}\sigma_i}\right) \quad (11.8)$$

Hierbei bezeichnet $w: \mathbb{C} \rightarrow \mathbb{C}$ die Faddeeva-Funktion, welche in RooFit durch Taylor- und Fourier-Entwicklung approximiert wird [ROO15] und $\Re w(z)$ den Realteil der Funktion.

Aus den vorgestellten Funktionen kann nun die Funktion zur Beschreibung der Spektren im Bereich von $1100 \frac{\text{MeV}}{c^2} \leq m_{\pi^0\pi^0\eta} \leq 1700 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ zusammengestellt werden. Hierbei wird der Untergrund mit zwei Peaks berücksichtigt, einer im Bereich des $f_1(1285)/\eta(1295)$ und einer im Bereich des $\eta(1405)$.

$$S_{a,b,c}(m_{\pi^0\pi^0\eta}, m_{\pi^0\pi^0}, E_{\text{cm}}) = \rho_i(m_{\pi^0\pi^0\eta}, E_{\text{cm}}) \cdot \rho_f(m_{\pi^0\pi^0\eta}, m_{\pi^0\pi^0}) \cdot \rho_\pi(m_{\pi^0\pi^0}) \cdot [a + b \cdot V_{1405}(m_{\pi^0\pi^0\eta}) + c \cdot V_{1295}(m_{\pi^0\pi^0\eta})] \quad (11.9)$$

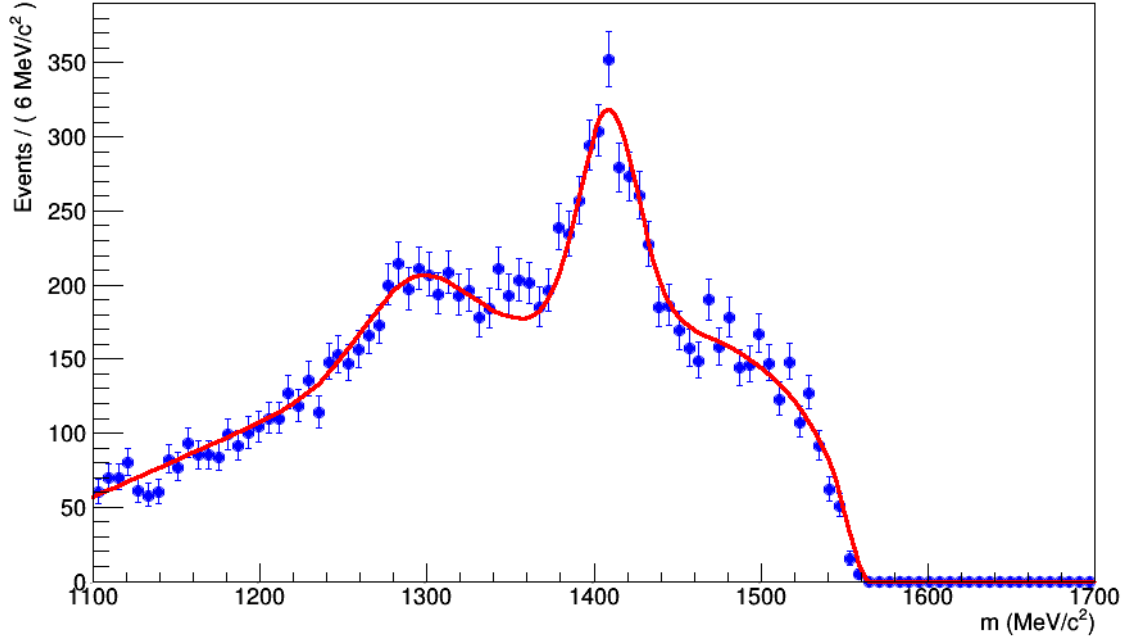


Abbildung 11.2.: Monte-Carlo-Ereignisse für $\eta(1295)$, $\eta(1405)$ und Untergrund mit angepasster Signalfunktion $S_{a,b,c}(m_{\pi^0\pi^0\eta}, m_{\pi^0\pi^0}, E_{\text{cm}})$

Zur Überprüfung des Verfahrens wurden Monte-Carlo-Datensätze für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\eta(1295) \rightarrow p\eta\pi^0\pi^0$, $\gamma p \rightarrow p\eta(1405) \rightarrow p\eta\pi^0\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\eta\pi^0\pi^0$ generiert und vermischt. An das Ergebnis wurde die in Gleichung 11.9 gegebene Funktion angepasst, das Resultat ist in Abbildung 11.2 aufgezeichnet. Aus technischen Gründen (siehe Abschnitt 10.5) wurde beim Anpassen der Funktion an die Monte-Carlo-Daten jedoch mit $\Gamma_{1405} = \Gamma_{1295} = 0$ gearbeitet. Einsetzen der verwendeten Funktionen in Gleichung 11.9 ergibt:

$$\begin{aligned}
 S_{a,b,c}(m_{\pi^0\pi^0\eta}, m_{\pi^0\pi^0}, E_{\text{cm}}) = & \sqrt{\left[1 - \left(\frac{m_{\pi^0\pi^0\eta} + m_p}{E_{\text{cm}}}\right)^2\right] \cdot \left[1 - \left(\frac{m_{\pi^0\pi^0\eta} - m_p}{E_{\text{cm}}}\right)^2\right]} \cdot \\
 & \frac{m_{\pi^0\pi^0\eta} + m_\eta + m_{\pi^0\pi^0}}{2m_{\pi^0\pi^0\eta}} \cdot \frac{m_{\pi^0\pi^0\eta} - m_\eta - m_{\pi^0\pi^0}}{2m_{\pi^0\pi^0\eta}} \cdot \frac{m_{\pi^0\pi^0\eta} - m_\eta + m_{\pi^0\pi^0}}{2m_{\pi^0\pi^0\eta}} \cdot \\
 & \frac{m_{\pi^0\pi^0\eta} + m_\eta - m_{\pi^0\pi^0}}{2m_{\pi^0\pi^0\eta}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{2m_{\pi^0}}{m_{\pi^0\pi^0}}\right)} \cdot \left[a + b \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{1405}} \Re w \left(\frac{x - \mu_{1405}}{\sqrt{2}\sigma_i} + \right. \right. \\
 & \left. \left. i \frac{\Gamma_{1405}}{2\sqrt{2}\sigma_{1405}} \right) + c \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{1295}} \Re w \left(\frac{x - \mu_{1295}}{\sqrt{2}\sigma_i} + i \frac{\Gamma_{1295}}{2\sqrt{2}\sigma_{1295}} \right) \right]
 \end{aligned}$$

Die Skalierungsfaktoren $a, b, c \in \mathbb{R}^{\geq 0}$ parametrisieren die unterschiedliche Stärke der Beiträge von Untergrund, $f_1(1285)/\eta(1295)$ und $\eta(1405)$. Da diese nur relativ zueinander aussagekräftig sind, wurde für die Anpassung der Funktion an die Daten $a \stackrel{!}{=} 1$ festgelegt, folglich kann das gesamte Spektrum mit nur zwei Fitparametern dargestellt werden. Abbildung 11.3 zeigt das Fitergebnis beispielhaft am Strahlenergiebereich $2670 \text{ MeV} < E_\gamma < 2720 \text{ MeV}$. Die Spektren aller E_γ -Bereiche sind in

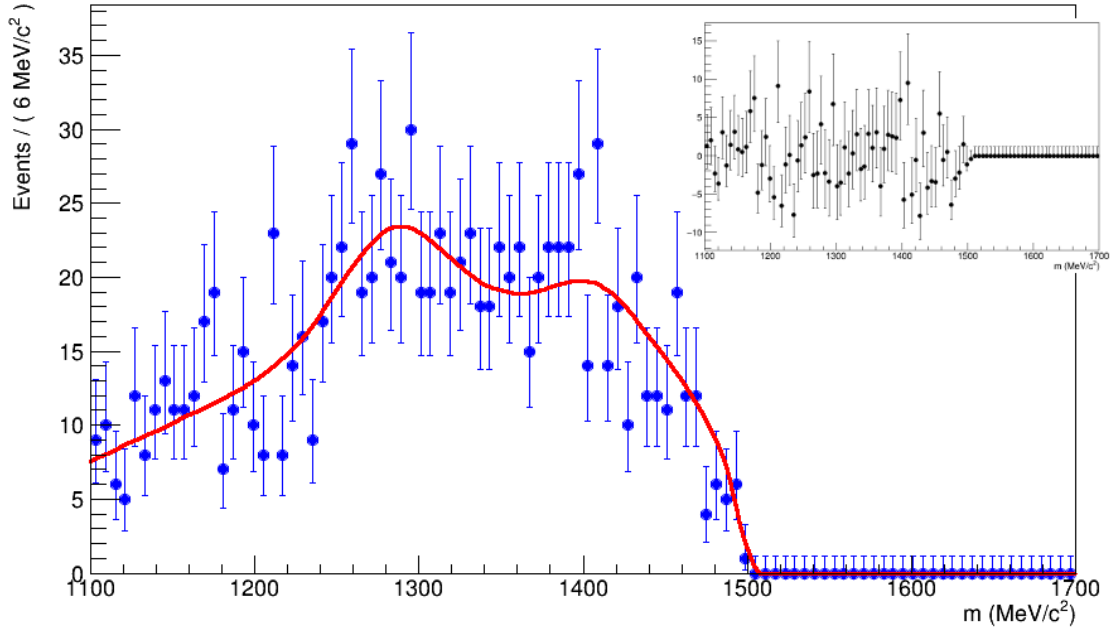


Abbildung 11.3.: Messdaten für den Bereich $2670 \text{ MeV} < E_\gamma < 2720 \text{ MeV}$ (blau) mit angepasster Signalfunktion $S_{a,b,c}(m_{\pi^0\pi^0\eta}, m_{\pi^0\pi^0}, E_{\text{cm}})$ (rot), Residuenverteilung im Zusatzgraphen

Anhang B abgedruckt.

Für die Parameter μ_i und Γ_i wurden die PDG-Werte [Oli14a] verwendet, die σ_i wurden aus Monte-Carlo-Daten, die nur Ereignisse des Zielteilchens (z. B. $\eta(1405)$) enthalten, ermittelt (siehe Tabelle 11.1). Für die Anpassung der Funktion an die Daten wurden die Parameter folglich fixiert. Als freie Fitparameter wurden sie nicht verwendet, denn im Gegensatz zum η' sind die Peaks im Spektrum optisch in der Regel gar nicht zu erkennen, so dass zufällige Fluktuationen im Untergrund die Ermittlung der Parameter dominieren und stark verfälschen würden.

Zur Normierung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion muss ihr Integral berechnet werden. Während die Ausgangsfunktionen bestimmbare Stammfunktionen haben (bei $\rho_i(m_{\pi^0\pi^0\eta}, E_{\text{cm}})$ sind diverse Näherungen erforderlich), ist das Produkt dieser Funktionen $S_{a,b,c}(m_{\pi^0\pi^0\eta}, m_{\pi^0\pi^0}, E_{\text{cm}})$ nicht analytisch integrierbar, dies wurde mit verschiedenen Computeralgebrasystemen überprüft. RooFit implementiert jedoch für diese Fälle einen numerischen Integrationsalgorithmus, der automatisch zur Anwendung kommt. Damit dieser funktioniert, müssen jedoch für die Funktionsargumente $m_{\pi^0\pi^0\eta}$, $m_{\pi^0\pi^0}$ und E_{cm} Ober- und Untergrenzen angegeben werden. Dies ist für $m_{\pi^0\pi^0\eta}$ der betrachtete Massenbereich von $1100 \frac{\text{MeV}}{c^2} \leq m_{\pi^0\pi^0\eta} \leq 1700 \frac{\text{MeV}}{c^2}$. Da die Analyse hier, analog zu Abschnitt 10.6, wieder in Strahlenergiebins durchgeführt wird, ergeben sich die maximale und die minimale Schwerpunktsenergie gemäß Formel 11.4 aus der maximalen und minimalen Photonenenergie. Für die Grenzen der invarianten Pion-Pion-Massen werden die im jeweiligen E_γ -Bereich vorkommenden Maximal- und Minimal-Werte herangezogen.

Durch numerische Integration wird somit die folgende Gleichung gelöst:

$$I_{\text{ges}} = \int_{m_{\pi^0\pi^0\eta,\min}}^{m_{\pi^0\pi^0\eta,\max}} \int_{m_{\pi^0\pi^0,\min}}^{m_{\pi^0\pi^0,\max}} \int_{E_{\text{cm},\min}}^{E_{\text{cm},\max}} S_{a,b,c}(m_{\pi^0\pi^0\eta}, m_{\pi^0\pi^0}, E_{\text{cm}}) dE_{\text{cm}} dm_{\pi^0\pi^0} dm_{\pi^0\pi^0\eta} \quad (11.10)$$

Zudem kann durch die Integration auch der Beitrag einer einzelnen Komponente isoliert werden, indem die Skalierungsfaktoren der anderen Komponenten auf 0 gesetzt werden:

$$I_U = \int_{m_{\pi^0\pi^0\eta,\min}}^{m_{\pi^0\pi^0\eta,\max}} \int_{m_{\pi^0\pi^0,\min}}^{m_{\pi^0\pi^0,\max}} \int_{E_{\text{cm},\min}}^{E_{\text{cm},\max}} S_{a,0,0}(m_{\pi^0\pi^0\eta}, m_{\pi^0\pi^0}, E_{\text{cm}}) dE_{\text{cm}} dm_{\pi^0\pi^0} dm_{\pi^0\pi^0\eta} \quad (11.11)$$

$$I_{1405} = \int_{m_{\pi^0\pi^0\eta,\min}}^{m_{\pi^0\pi^0\eta,\max}} \int_{m_{\pi^0\pi^0,\min}}^{m_{\pi^0\pi^0,\max}} \int_{E_{\text{cm},\min}}^{E_{\text{cm},\max}} S_{0,b,0}(m_{\pi^0\pi^0\eta}, m_{\pi^0\pi^0}, E_{\text{cm}}) dE_{\text{cm}} dm_{\pi^0\pi^0} dm_{\pi^0\pi^0\eta} \quad (11.12)$$

$$I_{1295} = \int_{m_{\pi^0\pi^0\eta,\min}}^{m_{\pi^0\pi^0\eta,\max}} \int_{m_{\pi^0\pi^0,\min}}^{m_{\pi^0\pi^0,\max}} \int_{E_{\text{cm},\min}}^{E_{\text{cm},\max}} S_{0,0,c}(m_{\pi^0\pi^0\eta}, m_{\pi^0\pi^0}, E_{\text{cm}}) dE_{\text{cm}} dm_{\pi^0\pi^0} dm_{\pi^0\pi^0\eta} \quad (11.13)$$

Schlussendlich kann aus dem Verhältnis der Integrale die Zahl der $\eta(1405)$ und $f_1(1285)$ bzw. $\eta(1295)$ in dem Spektrum abgeschätzt werden. Hierzu ist neben dem Verhältnis der Integrale lediglich die Gesamtzahl der Ereignisse N_{ges} in dem Spektrum erforderlich:

$$N_{1405} = \frac{I_{1405}}{I_{\text{ges}}} \cdot N_{\text{ges}} \quad (11.14)$$

$$N_{1295} = \frac{I_{1295}}{I_{\text{ges}}} \cdot N_{\text{ges}} \quad (11.15)$$

Die Funktionsweise dieser Methode wurde anhand der Abbildung 11.2 zu Grunde liegenden Monte-Carlo-Datensatzes mit $\eta(1295)$ -, $\eta(1405)$ - und Untergrundereignissen erfolgreich verifiziert. Der Fehler der ermittelten Teilchenzahlen kann aus dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet werden. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass die partiellen Ableitungen numerisch bestimmt und die Kovarianz der Parameter berücksichtigt werden muss. Zur numerische Berechnung der Ableitung wird auf die Definition der Ableitung durch den Differenzenquotient zurückgegriffen:

$$\left. \frac{\partial N_i}{\partial b} \right|_{b,c} = \frac{N_i(b + \delta_b, c) - N_i(b, c)}{\delta_b} \quad (11.16)$$

Die partielle Ableitung nach c ist analog definiert. Zur Berechnung muss für die Schrittweite δ_x ein sinnvoller Wert gefunden werden. Bei zu großen Werten sinkt die Genauigkeit, bei zu kleinen Werten ist die Berechnung der Änderung der Funktionswerte numerisch nicht stabil. Empirisch wurde für diesen Fall $\delta_x = \frac{\sigma_x}{1000}$ ermittelt, so dass sich die Schrittweite am Fehler des jeweiligen Fitparameters orientiert.

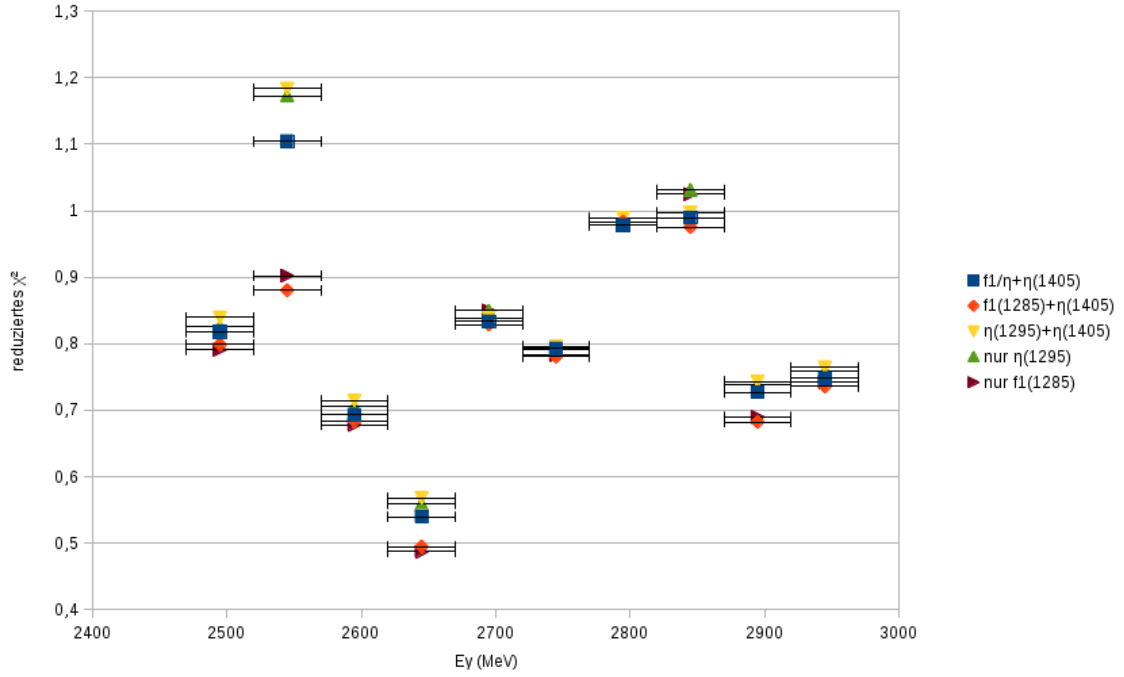


Abbildung 11.4.: Vergleich der reduzierten χ^2 -Werte für verschiedene Teilchenparameter, die E_γ -Fehlerbalken visualisieren die Binbreite.

Das Ergebnis der Fits zeigt, dass b und c teilweise stark korreliert sind, der Korrelationskoeffizient $\zeta_{b,c}$ liegt zwischen 0,3 und 0,8. Aus diesem Koeffizienten können die Kovarianz $u_{b,c}$ und der Fehler der Teilchenzahl σ_{N_i} folgendermaßen bestimmt werden [Oli14a, BSMM08]:

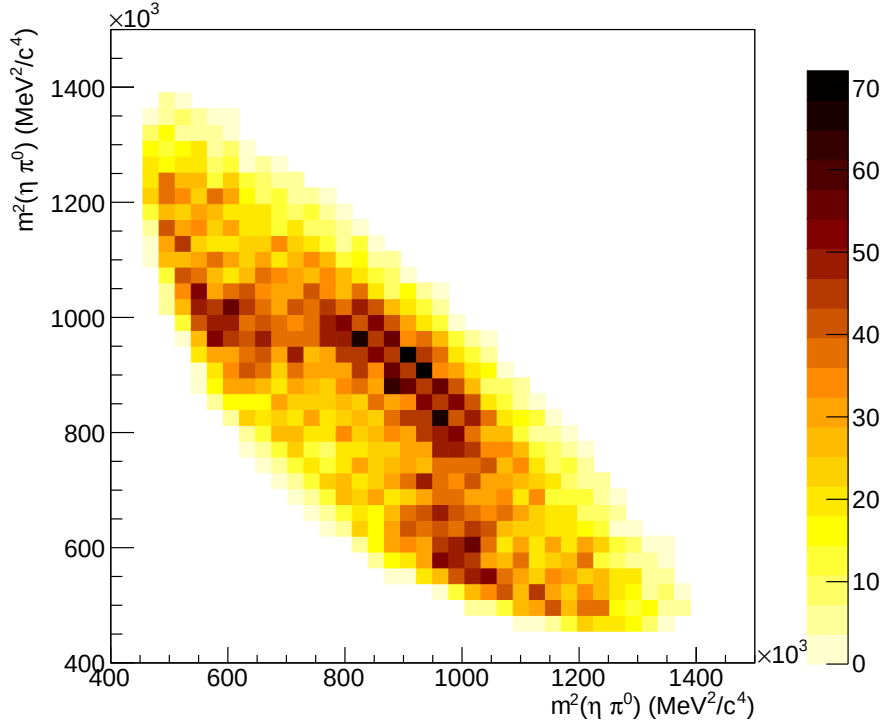
$$u_{b,c} = \zeta_{b,c} \cdot \sigma_b \cdot \sigma_c \quad (11.17)$$

$$\sigma_{N_i} = \sqrt{\left(\frac{\partial N_i}{\partial b}\right)^2 \sigma_b^2 + \left(\frac{\partial N_i}{\partial c}\right)^2 \sigma_c^2 + 2 \frac{\partial N_i}{\partial b} \cdot \frac{\partial N_i}{\partial c} u_{b,c}} \quad (11.18)$$

11.4. Fitqualität der getesteten Hypothesen

Zur Bewertung kann der Likelihood-Wert nicht herangezogen werden, da es sich um einen ereignisbasierten Fit handelt. Statt dessen wird zur der Fitqualität der reduzierte χ^2 -Wert betrachtet. Dieser wird berechnet, indem der gewöhnliche χ^2 -Wert des Fits durch die Anzahl der Histogramm-Bins, vermindert um die Zahl der Fitparameter, dividiert wird.

Zunächst fällt bei der Betrachtung der Werte auf, dass der reduzierte χ^2 -Wert in nahezu allen Fällen unterhalb von eins liegt, normalerweise wäre eine Streuung um eins zu erwarten. Grund für die Abweichung ist möglicherweise die geringe Statistik in den Histogrammen und die daraus folgenden relativ großen Fehler der Datenpunkte, da pro E_γ -Bin nur etwa 1000 Ereignisse vorhanden sind. Ein reduziertes $\chi^2 < 1$ kann ein Hinweis darauf sein, dass zu viele Fitparameter vorhanden sind, dies kann hier aber ausgeschlossen werden, da nur zwei bzw. ein (s. u.) Fitparame-

Abbildung 11.5.: Dalitz-Plot zum Zerfall des $f_1(1285)/\eta(1295)$

ter Verwendung finden. Möglicherweise sind die kleinen Werte ein Seiteneffekt des kinematischen Fits.

Andererseits zeigen die reduzierten χ^2 -Werte jedoch sehr deutlich, dass die angepasste Funktion $S_{a,b,c}(m_{\pi^0\pi^0\eta}, m_{\pi^0\pi^0}, E_{\text{cm}})$ die Messdaten gut beschreibt. Diese Funktion ist jedoch neben den Fitparametern b und c und den Messwerten $m_{\pi^0\pi^0\eta}$, $m_{\pi^0\pi^0}$ und E_{cm} auch von Annahmen über die betrachteten Teilchen, also den Massen und natürlichen Breiten von $f_1(1285)/\eta(1295)$ und $\eta(1405)$ abhängig. Durch Variation dieser Parameter und anschließender Analyse der Fitqualität können weitere Erkenntnisse über die Daten gewonnen werden, insbesondere kann eine Tendenz abgeleitet werden, ob die kombinierte Resonanz $f_1(1285)/\eta(1295)$ eher durch das $f_1(1285)$ oder das $\eta(1295)$ dominiert wird.

Die Ergebnisse dieser Betrachtung sind in Abbildung 11.4 aufgetragen. Für die kombinierte Resonanz $f_1(1285)/\eta(1295)$ wurde einmal ein Mittelwert der Massen mit der größeren Breite sowie je einmal die PDG-Werte [Oli14a] für das $f_1(1285)$ und das $\eta(1295)$ verwendet. Zudem wurde beide Teilchen auch je einmal in einem Fit ohne $\eta(1405)$ durch das Fixieren von $b = 0$ getestet. Insgesamt liegen die reduzierten χ^2 -Werte für alle Varianten sehr nah beieinander, so dass keine definitiven Aussagen getroffen, sondern nur Tendenzen angegeben werden können.

Abbildung 11.4 zeigt, dass die Identifikation der kombinierten $f_1(1285)/\eta(1295)$ -Resonanz mit dem $f_1(1285)$ die Daten leicht besser beschreibt als die Benutzung der Kenndaten des $\eta(1295)$. Insgesamt erwecken die Resultate die Vermutung, dass die Variante mit $f_1(1285)$ und $\eta(1405)$ unter den getesteten Funktionen die beste Beschreibung der Daten erbringt. Passt man die Daten an eine Funktion ohne

$\eta(1405)$ an, so bleibt der reduzierte χ^2 -Wert etwa gleich oder verschlechtert sich, eine Besserung tritt jedoch nicht ein. Dies ist ein Hinweis darauf, dass das $\eta(1405)$ möglicherweise in Photoproduktion erzeugt werden kann.

Zur weiteren Untersuchung wird ein Dalitz-Plot des Zerfalls des $f_1(1285)/\eta(1295)$ herangezogen, der in Abbildung 11.5 abgedruckt ist. Hierbei wurde auf einen Massenbereich von $1250 \frac{\text{MeV}}{c^2} \leq m_{\eta\pi^0\pi^0} \leq 1320 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ geschnitten. Der Dalitz-Plot zeigt eine Substruktur bei einer Masse von etwa $(1 \frac{\text{GeV}}{c^2})^2$, die auf das $a_0(980)$ zurückgeführt werden kann. Dieses tritt als Zwischenresonanz in dem Zerfall auf und zerfällt vorwiegend in $\eta\pi^0$, so dass wiederum der betrachtete Endzustand vorliegt: $\gamma p \rightarrow p f_1(1285) \rightarrow p a_0(980) \pi^0 \rightarrow p \eta \pi^0 \pi^0$. Der Zerfall über $a_0(980)$ ist jedoch für das $\eta(1295)$ ebenso nachgewiesen worden, insofern ermöglicht dies keine weitere Unterscheidung zwischen den beiden Teilchen. Das $f_0(980)$ kann dagegen als Zwischenresonanz wahrscheinlich ausgeschlossen werden: Die invariante Masse liegt im richtigen Bereich, jedoch ist kein Zerfallskanal mit η -Meson bekannt, das $f_0(980)$ zerfällt in $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\gamma\gamma$ oder e^+e^- [Oli14a].

Für die abschließende Ermittlung der relativen Wirkungsquerschnitte im folgenden Abschnitt musste eine der Hypothesen ausgewählt werden. Da sie die Daten leicht besser beschreibt als die Anderen wurde die Variante $f_1(1285)$ und $\eta(1405)$ ausgewählt und basierend auf der Anpassung dieser Funktion an die Daten die Teilchenzahlen wie in Abschnitt 11.3 beschrieben ermittelt. Die Bezeichnung als $f_1(1285)/\eta(1295)$ wird jedoch beibehalten, da die Daten nur eine Tendenz und keinen Beweis bieten.

11.5. Relativer Wirkungsquerschnitt

Um die totalen Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion des $\eta(1405)$ oder der kombinierten $f_1(1285)/\eta(1295)$ -Resonanz ermitteln zu können, ist die Kenntnis des absoluten Photonenflusses erforderlich, diese Daten lagen jedoch bei Anfertigung dieser Analyse noch nicht vor.

Da jedoch das η' mit Hilfe der ereignisbasierten Untergrundunterdrückung (siehe Abschnitt 10.4) sauber selektiert werden kann und die Spektren des η' mit den bereits publizierten Daten übereinstimmen (vgl. Abschnitt 10.6), kann der Wirkungsquerschnitt relativ zum η' als Quotient der Ereigniszahlen pro Strahlenergiebin ermittelt werden.

Die Zahl der η' wird durch die gewichteten Einträge im Histogramm nach Anwendung der Q-Wert-Methode ermittelt, wobei ein Histogramm pro Strahlenergiebereich erstellt wird. Als Fehler wird hier $\sigma_{N_{\eta'}} = \sqrt{N_{\eta'}}$ angenommen. Der relative Wirkungsquerschnitt und sein Fehler können dann auf Basis der Gleichungen 11.14, 11.15 und 11.18 folgendermaßen bestimmt werden:

$$\lambda_i = \frac{N_i}{N_{\eta'}} \quad (11.19)$$

$$\sigma_{\lambda_i} = \sqrt{\frac{\sigma_{N_i}^2}{N_{\eta'}^2} + \frac{N_i^2}{N_{\eta'}^3}} \quad (11.20)$$

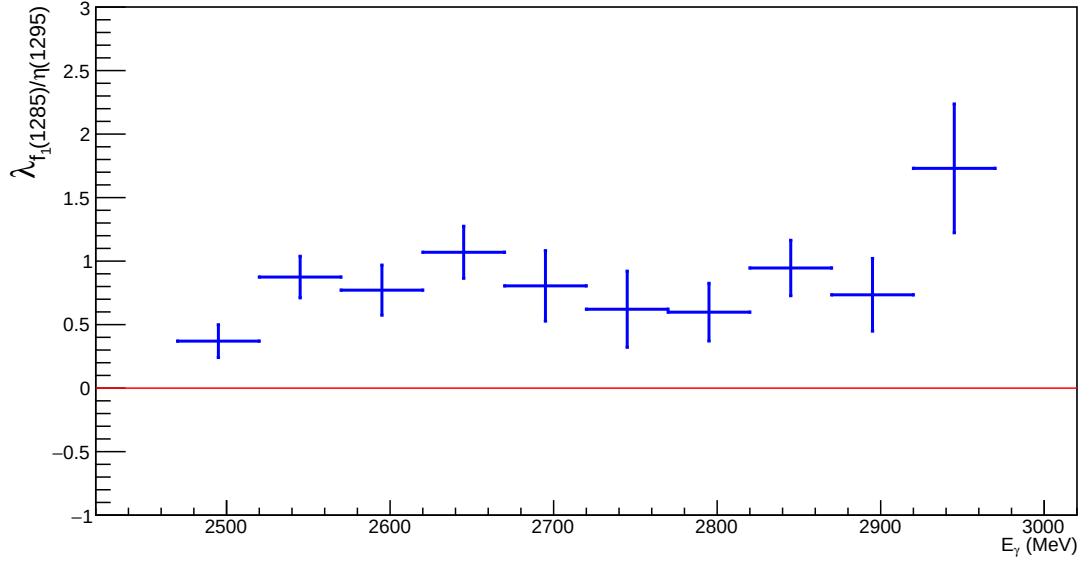


Abbildung 11.6.: Relativer Wirkungsquerschnitt der $f_1(1285)/\eta(1295)$ -Photoproduktion im Vergleich zum η'

Da für das $\eta(1405)$ und das $f_1(1285)/\eta(1295)$ effizienzkorrigierte Daten verwendet wurden, entspricht das nach Gleichung 11.19 ermittelte λ_i dem Quotienten der Wirkungsquerschnitte σ multipliziert mit dem Quotienten der Verzweungsverhältnisse Γ , hier beispielhaft für das $\eta(1405)$ niedergeschrieben:

$$\lambda_{\eta(1405)} = \frac{\sigma_{\eta(1405)} \cdot \Gamma(\eta(1405) \rightarrow \eta\pi^0\pi^0)}{\sigma_{\eta'} \cdot \Gamma(\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0)} \quad (11.21)$$

Abbildung 11.6 zeigt das Ergebnis für das $f_1(1285)/\eta(1295)$ und Abbildung 11.7 für das $\eta(1405)$. Für das $f_1(1285)/\eta(1295)$ gibt es in allen E_γ -Bins ein deutliches Signal, die Datenpunkte sind in der Regel ein mehrfaches des Standardabweichung von der Nulllinie entfernt. Dies ist beim $\eta(1405)$ nicht der Fall, mit Ausnahme von drei E_γ -Bereichen ist das Ergebnis innerhalb einer Standardabweichung mit Null verträglich. Ein deutliches Signal ist nur im Bereich $2820 \text{ MeV} < E_\gamma < 2870 \text{ MeV}$ sichtbar.

Zur Ermittlung des abschließenden Ergebnisses dieser Analyse wird die Zahl der Ereignisse in den einzelnen Bins addiert, der Gesamtfehler ergibt sich dann als quadratische Summe der Einzelfehler. Die relativen Wirkungsquerschnitte im Vergleich zum η' betragen

$$\lambda_{f_1(1285)/\eta(1295)} = 0,75 \pm 0,07 \quad (11.22)$$

und

$$\lambda_{\eta(1405)} = 0,16 \pm 0,05 \quad (11.23)$$

Die kombinierte $f_1(1285)/\eta(1295)$ -Resonanz hat somit eine Signifikanz von $10,7\sigma$ und kann als klar nachgewiesen betrachtet werden, auch wenn die Entscheidung

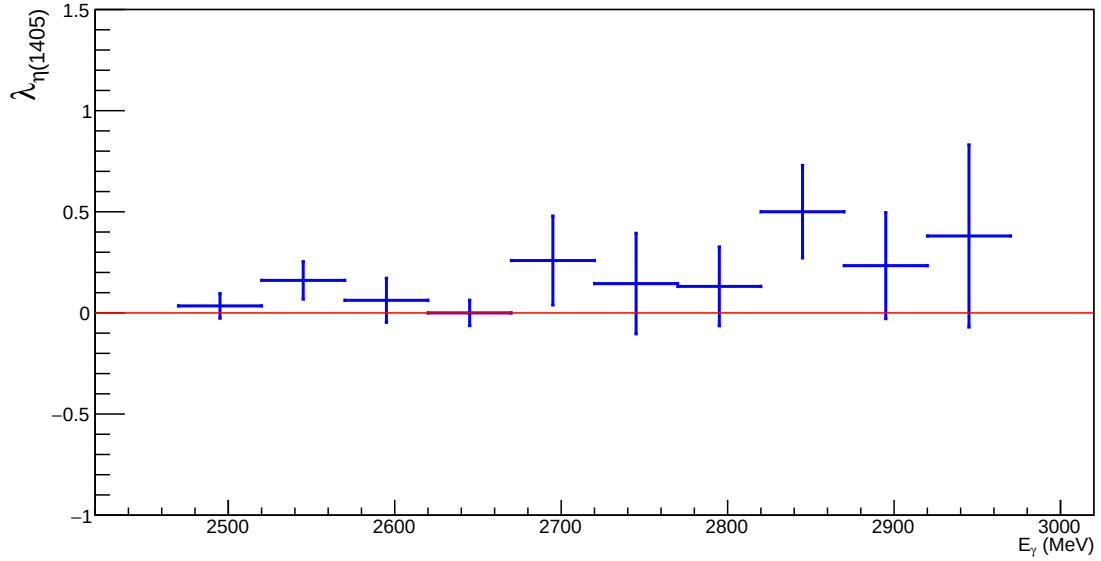


Abbildung 11.7.: Relativer Wirkungsquerschnitt der $\eta(1405)$ -Photoproduktion im Vergleich zum η'

zwischen $f_1(1285)$ und $\eta(1295)$ nicht mit Sicherheit getroffen werden kann. Die Resonanz wird somit in diesem Energiebereich ähnlich stark wie das η' produziert.

Für das $\eta(1405)$ wird eine Signifikanz von $3,2\sigma$ erreicht. Dies ist für einen Nachweis nicht ausreichend, stellt aber neben den in Abschnitt 11.4 vorgestellten Resultaten einen Hinweis darauf dar, dass das $\eta(1405)$ entgegen den Erwartungen in Photoproduktion auftritt, allerdings wird es deutlich weniger stark produziert als das η' .

11.6. Ausblick

Nach Abschluss der in dieser Arbeit ausgewerteten Strahlzeit wurde noch einige Monate mit einem Niob-Target gemessen, danach wurde der Crystal-Barrel-Detektor zur Überholung demontiert. Die Photodioden, mit denen die Kristalle bisher ausgelesen wurden (siehe Abschnitt 9.2.4), werden durch APDs ersetzt. Diese APDs sind nahezu baugleich mit denen, die auch im elektromagnetischen Kalorimeter des PANDA-Detektors verwendet werden (vgl. Abschnitt 3.3.4). Auf diese Weise wird erreicht, dass in Zukunft die Daten aller Kristalle des Kalorimeters bereits in der ersten Triggerstufe ausgewertet werden können. Zudem kann das Kalorimeter in Zukunft deutlich höhere Raten verarbeiten. Eine Erhöhung der Messgenauigkeit wird ebenfalls angestrebt [LHK15].

Auch andere Teile des CB-ELSA/MiniTAPS-Aufbaus werden einer Revision unterzogen, so wird das Datenaquisitionssystem ausgetauscht, um die Verarbeitungskapazität zu erhöhen. Ebenso wird die Spannungsversorgung von Detektoren erneuert, um das mit höheren Ereignisraten einhergehende höhere Leistungserfordernis abzudecken. Auch die ELSA-Beschleunigeranlage wird aufgerüstet, um in Zukunft höhere Strahlströme zu den Experimentierplätzen liefern zu können [LHK15].

Das Ziel dieser Generalüberholung ist es, in Zukunft mehr Messdaten pro Zeitein-

heit zu gewinnen und die zu untersuchenden Reaktionen bereits in der Triggerlogik besser vom Untergrund zu trennen [LHK15]. Aufgrund dessen ist zu erwarten, dass das CB/ELSA-Experiment in Zukunft einen weit größeren Datensatz zur Reaktion $\gamma p \rightarrow p \eta \pi^0 \pi^0$ zur Verfügung haben wird. Wenn die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse dann mit dem neuen Datensatz wiederholt wird, kann das Auftreten des $\eta(1405)$ in Photoproduktion möglicherweise mit der für einen Beweis in der Teilchenphysik geforderten Signifikanz von 5σ verifiziert oder falsifiziert werden. Zum Erreichen der 5σ ist schätzungsweise die dreifache Zahl an aufgezeichneten Ereignissen nötig, allerdings kann diese Zahl durch die zukünftige, bessere Trigger-Logik reduziert werden.

Auch für die Studien zur Natur des $f_1(1285)/\eta(1295)$ bieten ein größerer Datensatz und eine gesteigerte Messgenauigkeit neue Perspektiven: Die Chancen, erfolgreich eine Partialwellenanalyse (siehe Kapitel 2.4) durchführen zu können, steigen. Das Ergebnis der PWA kann dann darüber Aufschluss geben, inwieweit das $f_1(1285)$ und das $\eta(1295)$ zu dem in diesem Massenbereich beobachteten Signal beitragen.

12. Fazit

In dieser Arbeit wurden einige Hinweise gewonnen, die in Zukunft zur Aufklärung des Spektrums leichter Mesonen beitragen können. Die Analyse der CB/ELSA-Messdaten legt den Schluss nahe, dass das $\eta(1405)$ entgegen dem derzeit favorisierten Modell möglicherweise doch in Photoproduktion auftritt. Wenn dieses Ergebnis in weiteren Analysen bestätigt würde, müsste die Glueball-Hypothese für das $\eta(1405)$ revidiert werden. Zudem deuten die Ergebnisse an, dass das nicht nur in dieser Analyse klar nachgewiesene Signal im Massenbereich um $1290 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ durch das $f_1(1285)$ besser als durch das $\eta(1295)$ beschrieben wird. In beiden Fällen kann im Rahmen dieser Arbeit jedoch keine sichere Aussage getroffen werden, da die statistische Unsicherheit dies nicht zulässt. Jedoch besteht die Aussicht darauf, dass das CB/ELSA-Experiment nach seiner Aufrüstung einen ausreichend großen Datensatz sammeln wird, und die dieser Analyse zugrunde liegende Frage damit in naher Zukunft mit ausreichender Gewissheit beantwortet werden kann.

Der relative Wirkungsquerschnitt des $\eta(1405)$ zum η' konnte zu $0,16 \pm 0,05$ und der relative Wirkungsquerschnitt des $f_1(1285)/\eta(1295)$ zum η' zu $0,75 \pm 0,07$ bestimmt werden. Beide Zahlen sind bezogen auf den Strahlenergiebereich $2470 \frac{\text{MeV}}{c^2} \leq E_\gamma \leq 2970 \frac{\text{MeV}}{c^2}$. Bei Annahme der Glueball-Hypothese wäre für das $\eta(1405)$ dagegen ein mit Null verträgliches Verhältnis zu erwarten.

Für das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment wurden bedeutende Beiträge zum Detektorsteuersystem geleistet. Ein Alarmsystem wurde erstmals in der $\overline{\text{PANDA}}$ -Kollaboration implementiert und unter realen Experimentierbedingungen am Beschleuniger erfolgreich getestet. In diesem Zusammenhang wurde auch eine umfassende, objektorientierte Anwendungsschnittstelle (API) entwickelt, die die Komplexität der Software EPICS, auf der das Detektorsteuersystem aufgebaut ist, kapselt. Die Experimentatoren können so mit geringem Aufwand insbesondere Test- und Kalibrationsprogramme entwickeln, die problemlos mit dem Detektorsteuersystem kommunizieren und die durch dieses verwalteten Geräte entsprechend ansteuern.

Des Weiteren wurde in enger Zusammenarbeit mit Kollegen vom *Institut national de physique nucléaire et de physique des particules* (IN2P3) in Orsay (Frankreich) das Kühlsystem für den ersten Aufbau der Vorwärtsendkappe des $\overline{\text{PANDA}}$ -Kalorimeters mit der nötigen Steuerelektronik versehen und in das Gesamtsystem der Vorwärtsendkappe integriert. Zudem wurde zur Organisation der komplexen Aufbauprozesse der Detektoreinheiten der Vorwärtsendkappe ein Datenbanksystem entwickelt, welches jeden Schritt der Konstruktion begleitet und alle während der Errichtung des Detektors anfallenden Daten archivsicher abspeichert.

Zusammenfassend betrachtet stellt das für die Endkappe aufgebaute Steuersystem einen Prototyp für die Ansteuerung der anderen Komponenten des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors dar.

Teil IV.

Anhang

A. Beispiel zur XML-API der Produktionsdatenbank

Dies ist ein Beispiel für die Kommunikation auf Basis von XML-Dokumenten, die die API der Produktionsdatenbank verwendet. Die Funktionsweise dieser API ist in Abschnitt 7.5 erläutert. Einige Zeilen wurden umgebrochen, um sie in die DIN A4-Seite einzupassen.

HTTP-Anfrage:

```
HTTP/1.1 GET http://ep1.ruhr-uni-bochum.de/endcapProductionDB/api/
alveole_sensors.php?alveole=MTUtMTEtMjAxMyAxNjozMA==
```

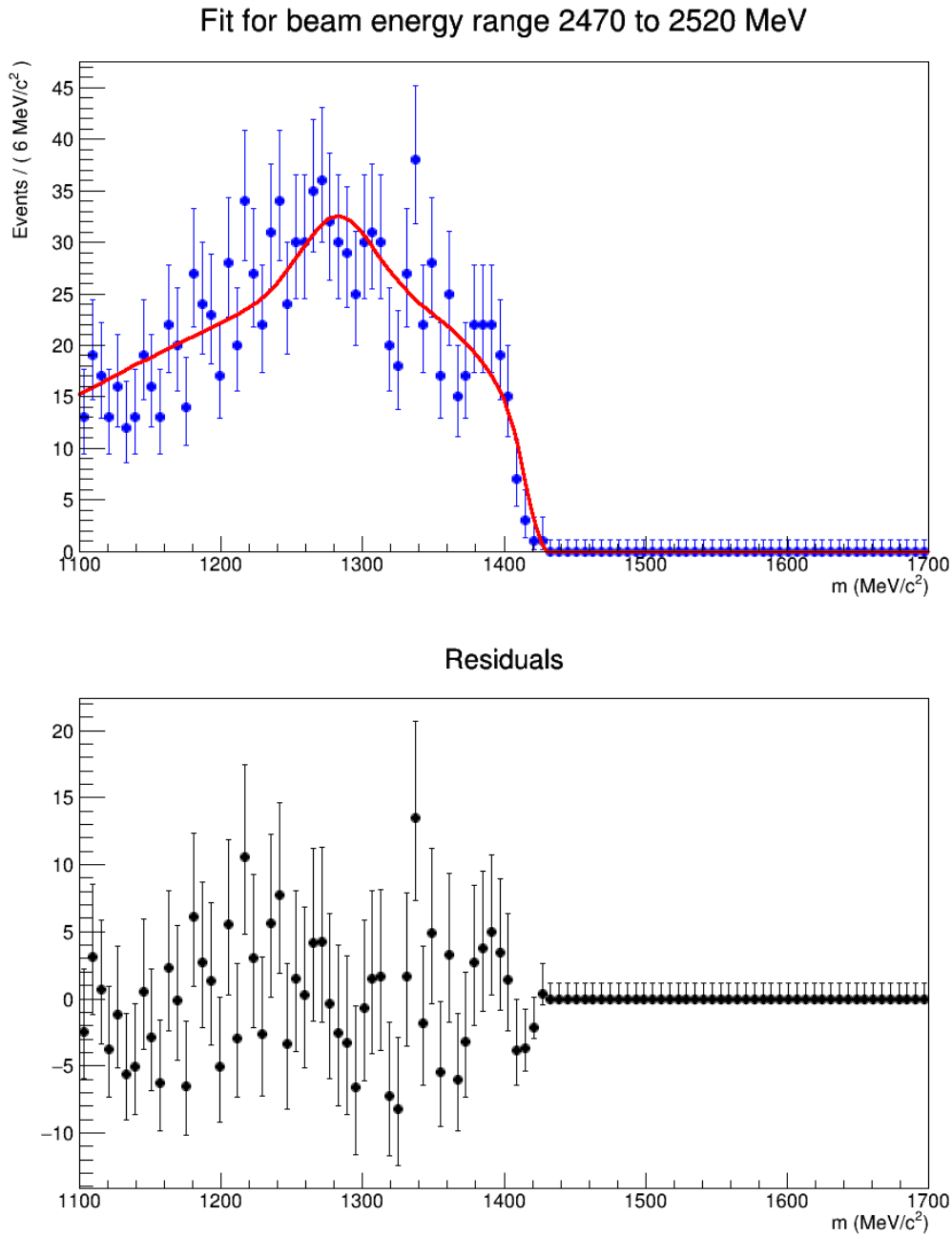
Antwort im XML-Format:

```
<?xml version="1.0" encoding="UTF-8" ?>
<productiondb>
  <request successful="true" error_number="0" />
  <alveole databaseID="2" serial="15-11-2013 16:30"
    position="1-X3Y2">
    <comment>APD alveole for ELSA beamtime</comment>
    <sensor databaseID="1" serial="157" position="8-RF"
      broken="false">
      <a>-2.554410E+2</a>
      <a_error>3.404100E-1</a_error>
      <b>2.345550E+0</b>
      <b_error>5.898890E-3</b_error>
      <c>1.661760E-3</c>
      <c_error>2.263200E-5</c_error>
      <d>-5.942770E-6</d>
      <d_error>1.059720E-7</d_error>
      <comment></comment>
    </sensor>
    <sensor databaseID="4" serial="352" position="3-TB"
      broken="false">
      <a>-2.487830E+2</a>
      <a_error>1.899100E-2</a_error>
      <b>2.131550E+0</b>
      <b_error>2.497320E-4</b_error>
      <c>2.465440E-3</c>
```

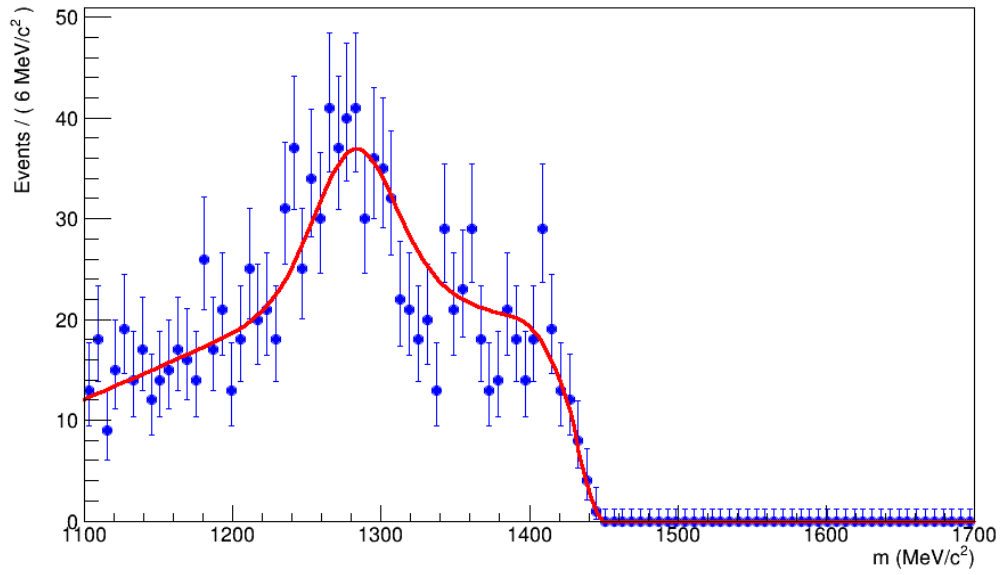
```
        <c_error>2.347150E-6</c_error>
        <d>-6.465680E-6</d>
        <d_error>1.587200E-8</d_error>
        <comment></comment>
    </sensor>
</alveole>
</productiondb>
```

B. Spektren der Strahlenergiebereiche

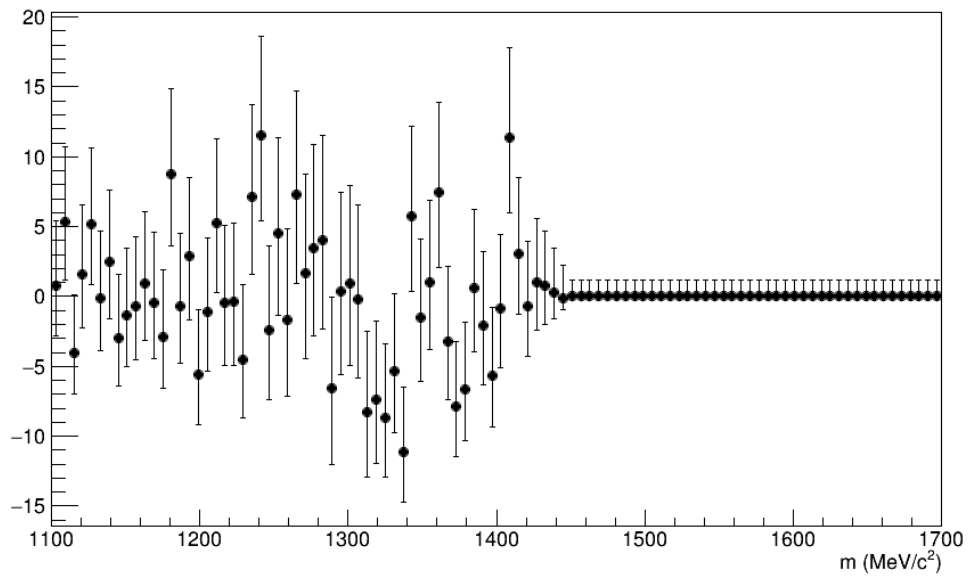
Dies sind die Spektren der invarianten $\eta\pi^0\pi^0$ -Masse, aus denen wie in Abschnitt 11.5 beschrieben die Zahl der $\eta(1405)$ und $f_1(1285)/\eta(1295)$ abgeleitet wurden. Die ausgewerteten Daten sind in den Abbildungen 11.6 und 11.7 aufgezeichnet.



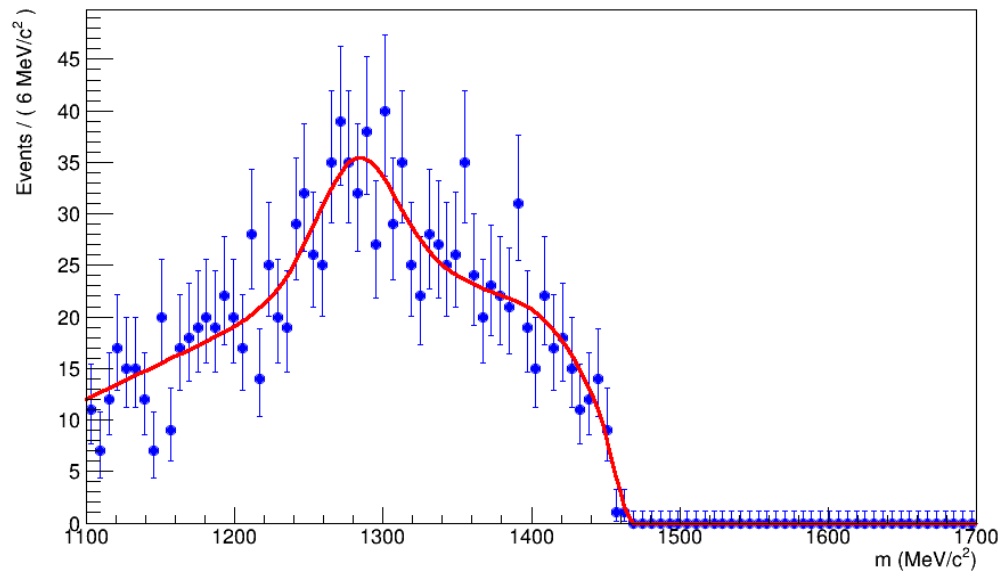
Fit for beam energy range 2520 to 2570 MeV



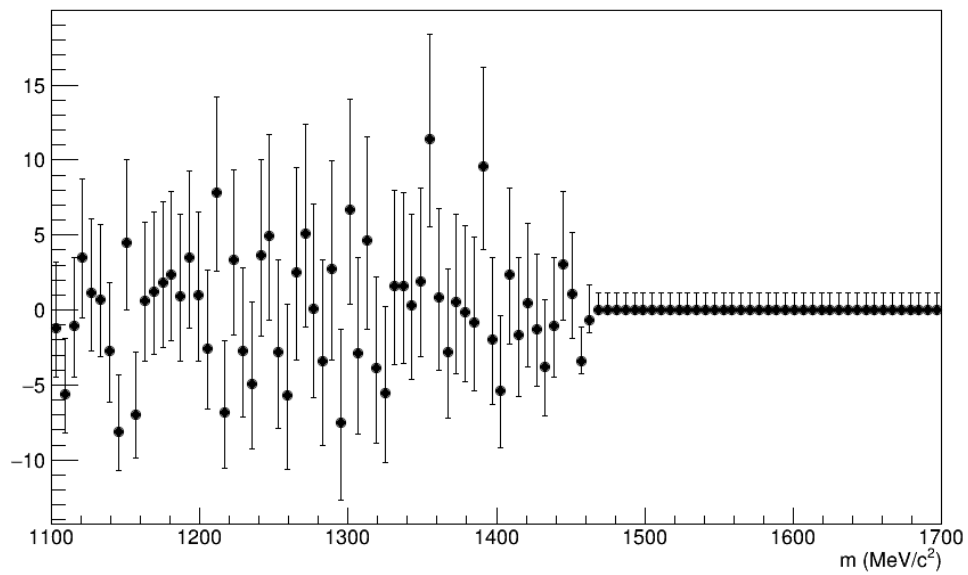
Residuals



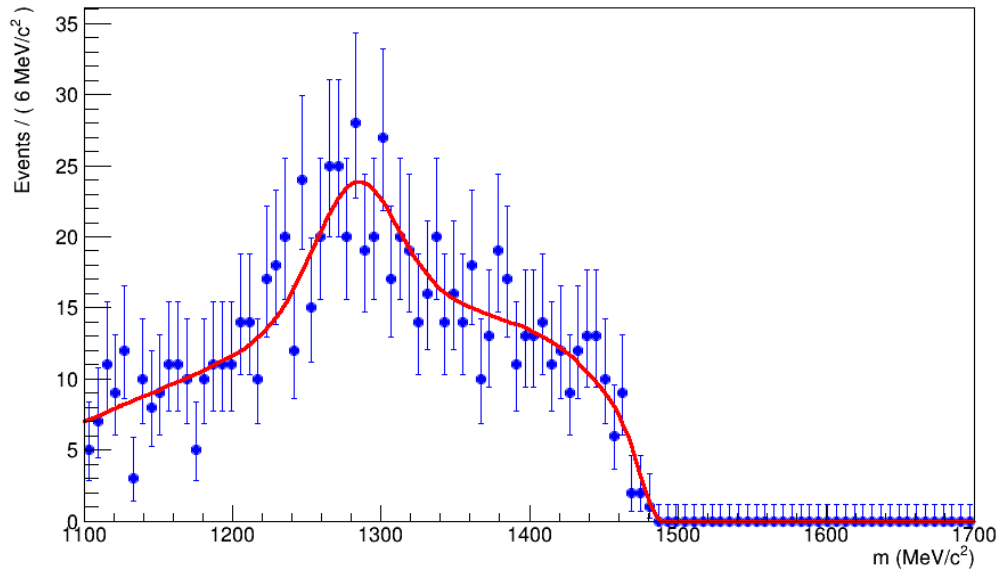
Fit for beam energy range 2570 to 2620 MeV



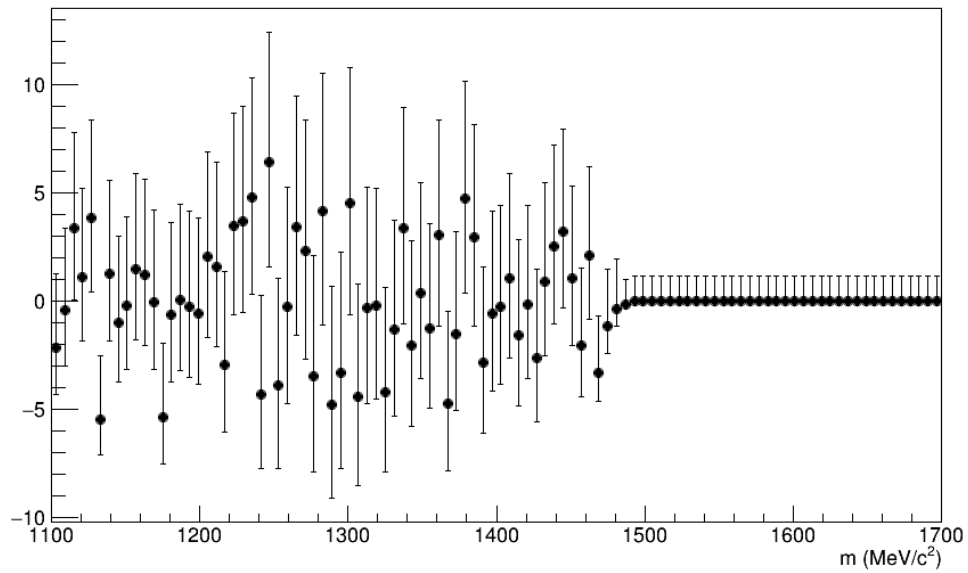
Residuals



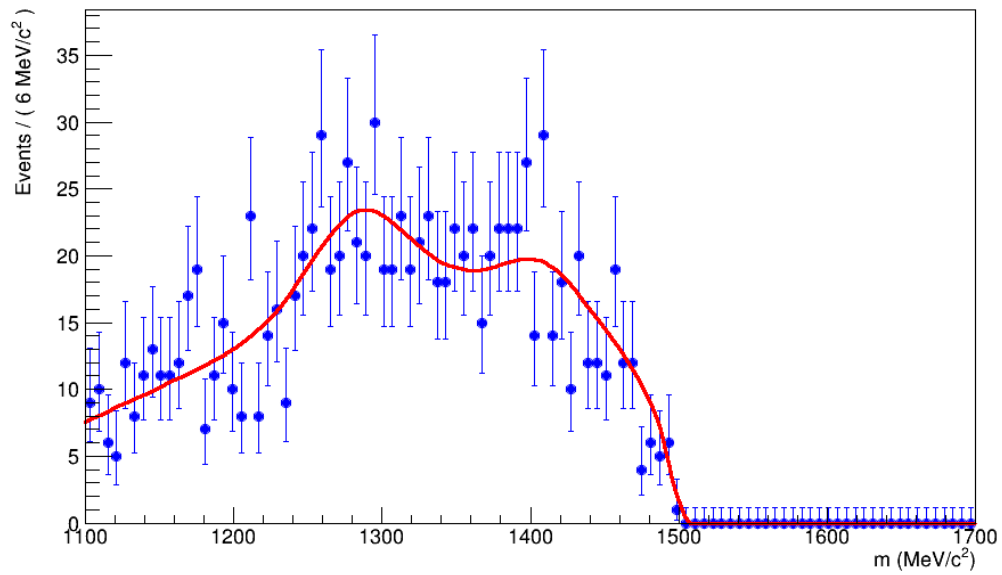
Fit for beam energy range 2620 to 2670 MeV



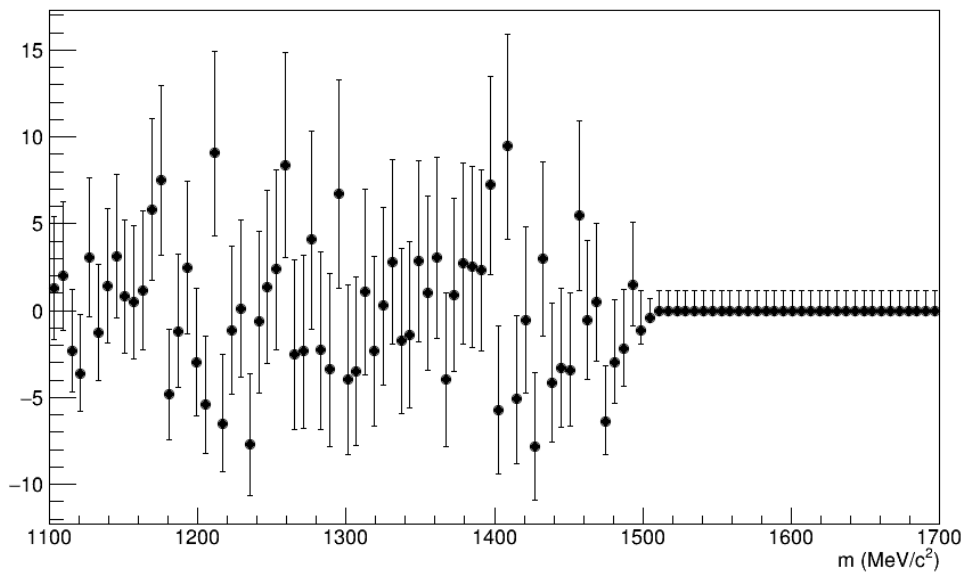
Residuals



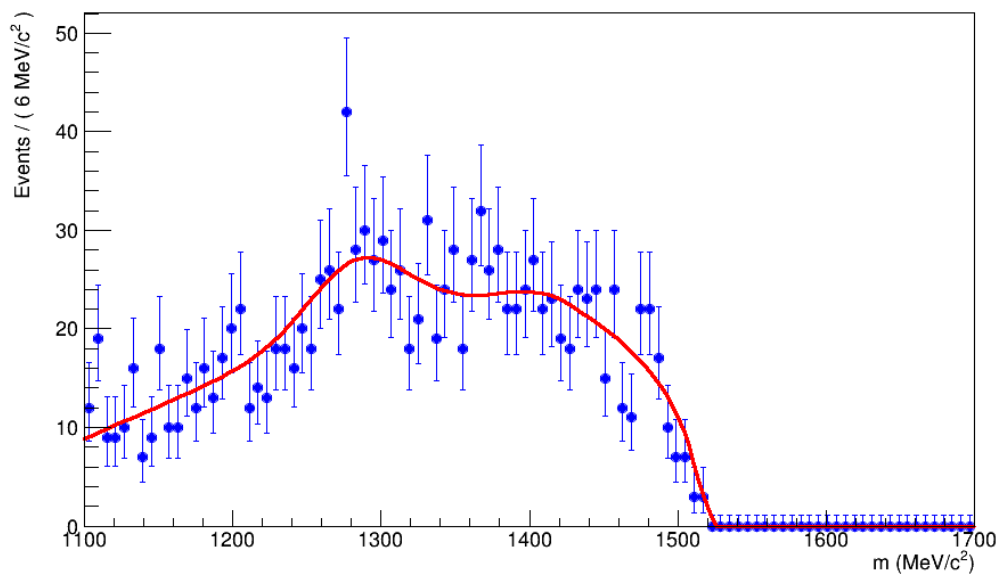
Fit for beam energy range 2670 to 2720 MeV



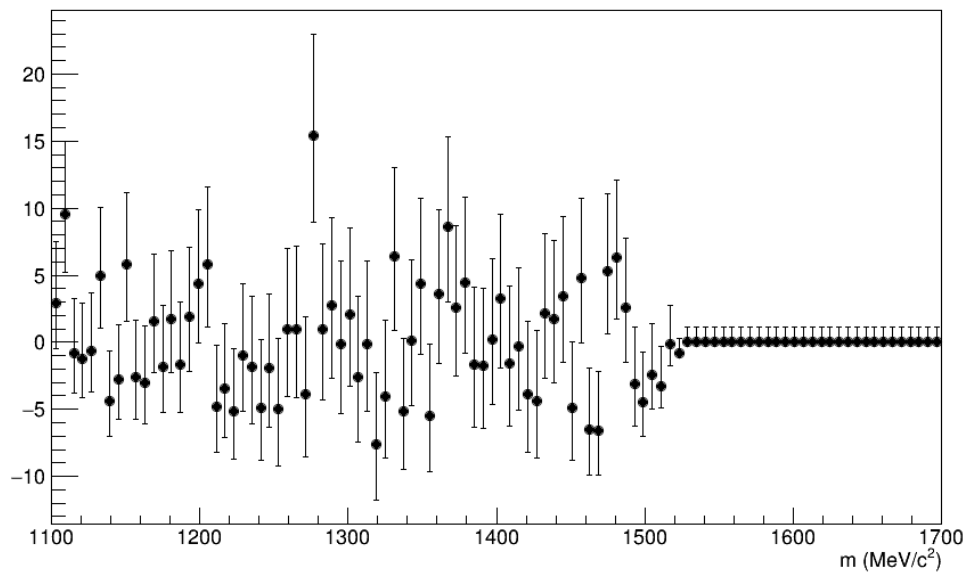
Residuals



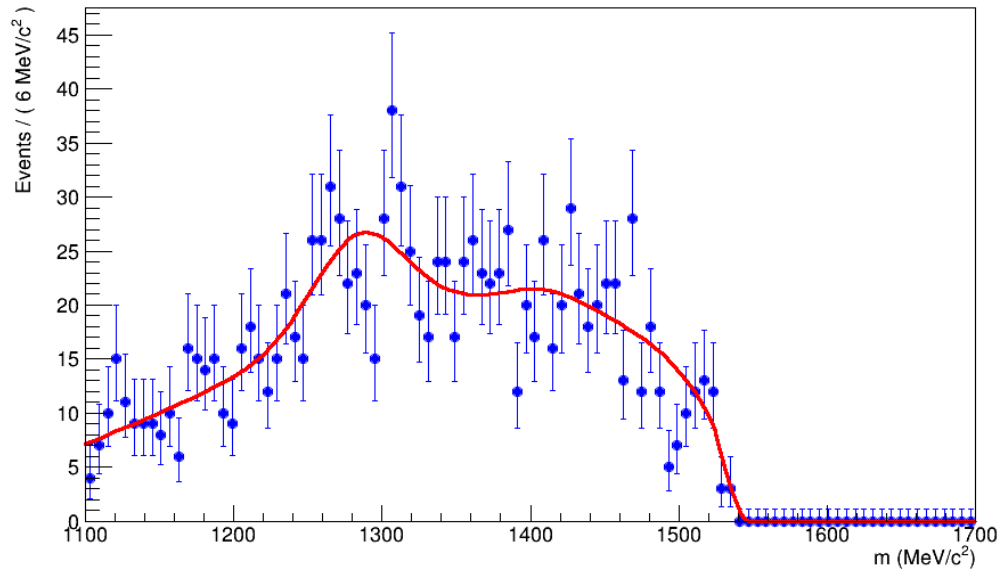
Fit for beam energy range 2720 to 2770 MeV



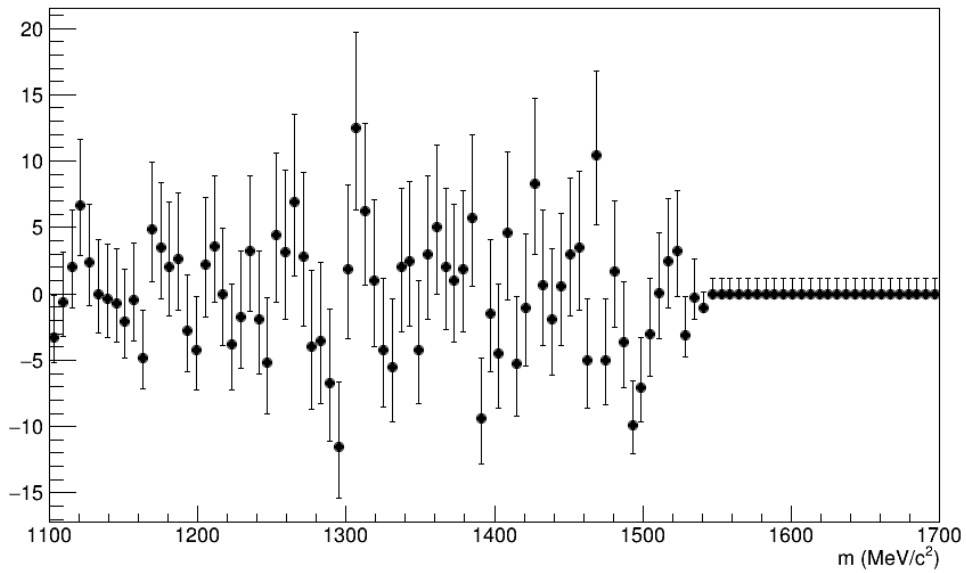
Residuals



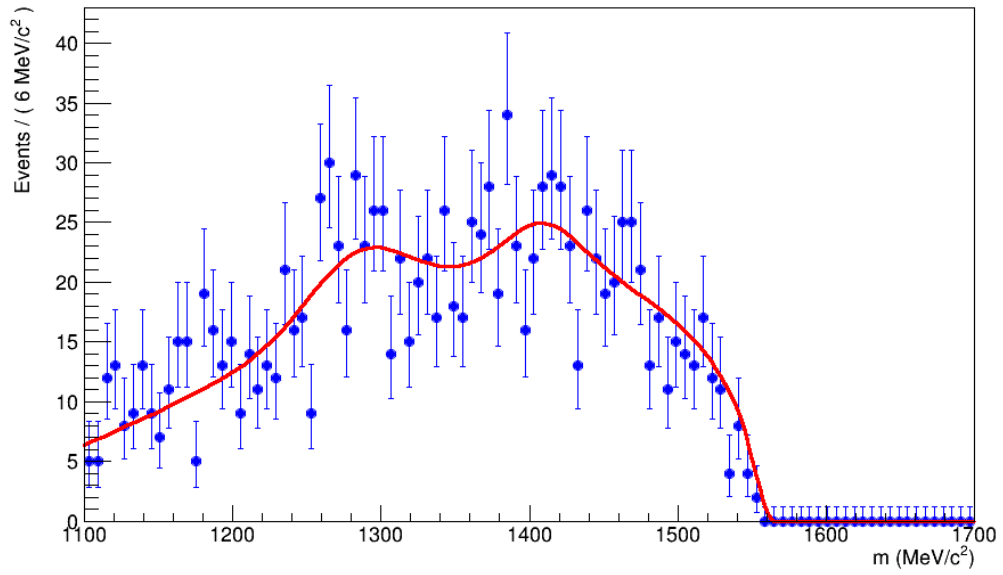
Fit for beam energy range 2770 to 2820 MeV



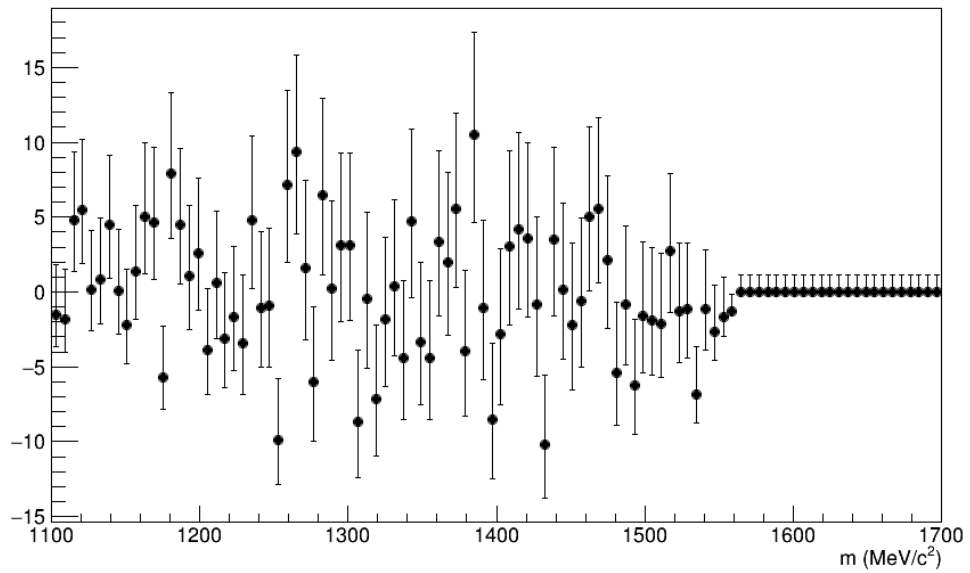
Residuals



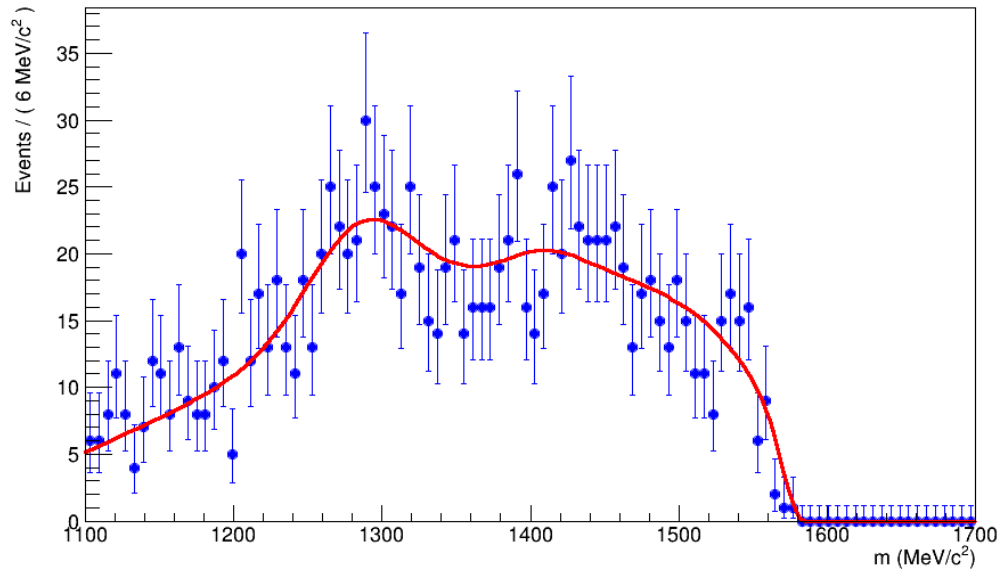
Fit for beam energy range 2820 to 2870 MeV



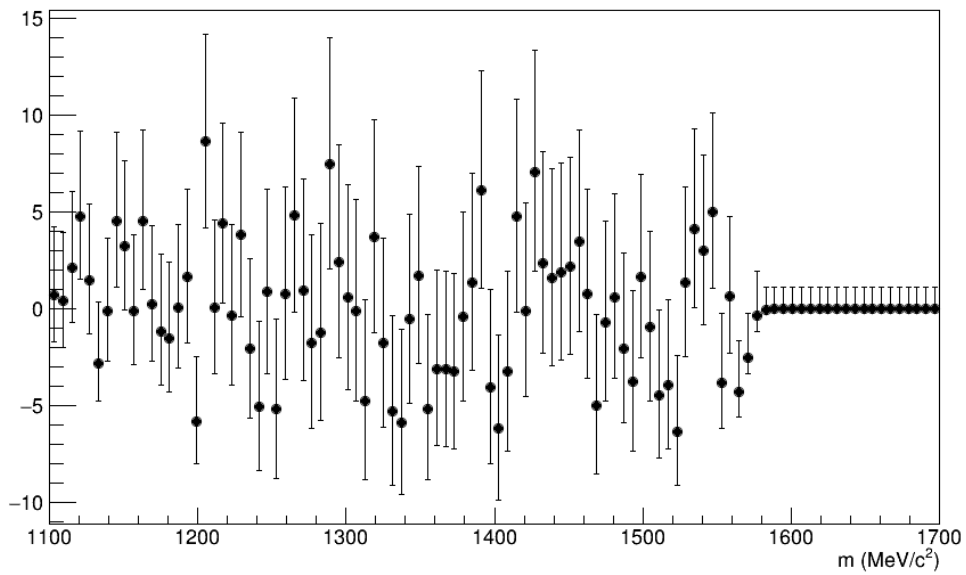
Residuals



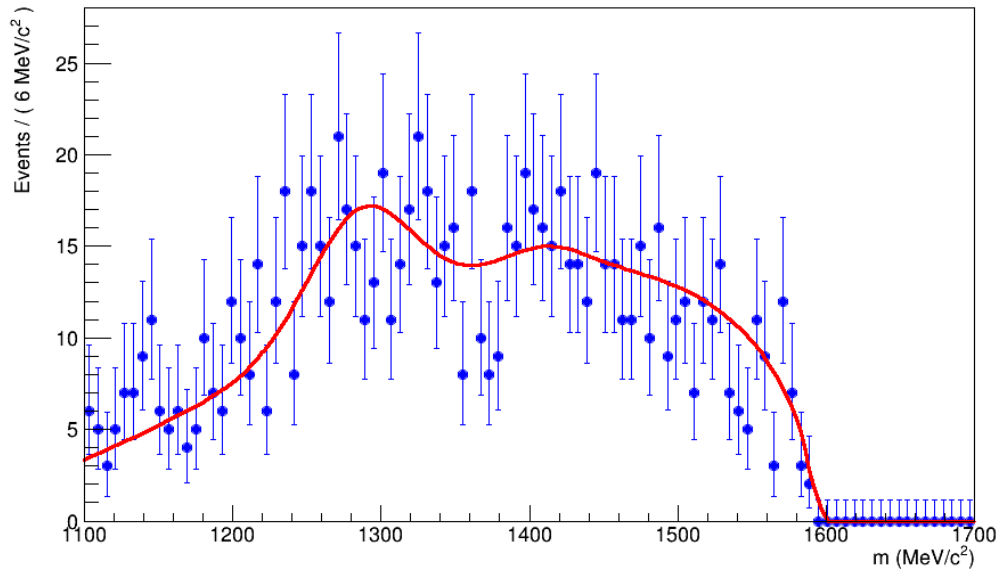
Fit for beam energy range 2870 to 2920 MeV



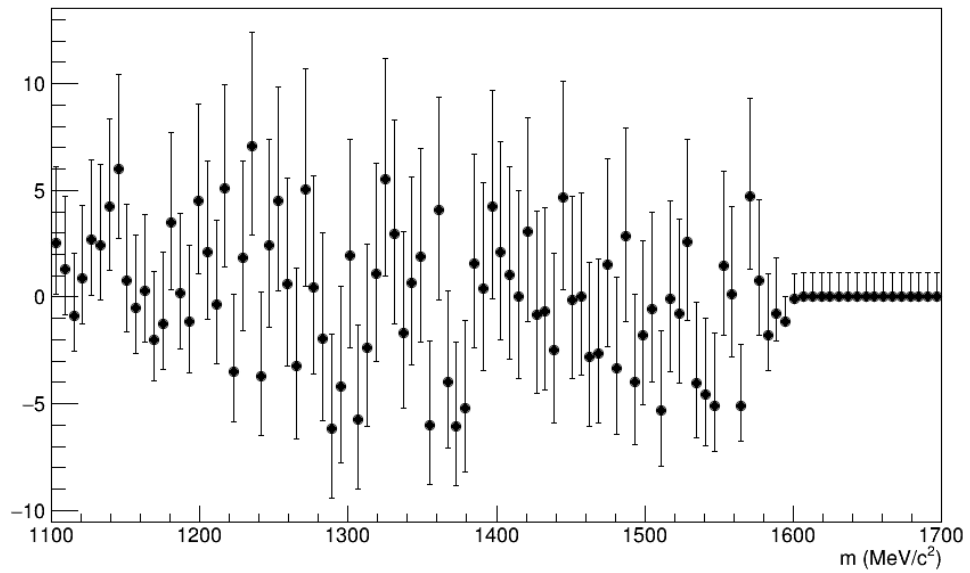
Residuals



Fit for beam energy range 2920 to 2970 MeV



Residuals



Literaturverzeichnis

- [Aai15] AAIJ, R. u. a. (LHCb Collaboration): Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ Decays. In: *Phys. Rev. Lett.* 115 (2015), Aug, 072001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.072001>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.115.072001
- [Alb15] ALBRECHT, Malte. (PANDA Collaboration): The Forward Endcap of the Electromagnetic Calorimeter for the PANDA Detector at FAIR. In: *Journal of Physics: Conference Series* 587 (2015), Nr. 1, 012050. <http://stacks.iop.org/1742-6596/587/i=1/a=012050>
- [Bec12] BECKER, Jörn: *Analyse der Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$ bei BESIII und Entwicklung eines Kühlsystems für den Prototypen des PANDA-EMC*, Ruhr-Universität Bochum, Institut für Experimentalphysik I, Dissertation, 2012
- [BN10] BLECK-NEUHAUS, Jörn: *Elementare Teilchen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010
- [Bro12] BROADCOM CORPORATION: *BCM2835 ARM Peripherals*, 2012
- [BSMM08] BRONŠTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A. ; MUSIOL, G. ; MÜHLIG, H.: *Taschenbuch der Mathematik*. 7. vollständig überarbeitete und ergänzte Auflage. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 2008
- [CB/15] CB/TAPS-KOLLABORATION: *Crystal Barrel: A 4π photon spectrometer*. <http://www1.cb.uni-bonn.de/index.php?id=6>. Version: 2015, Abruf: 04.08.2015
- [CK95] CHUNG, S. U. ; KLEMP, E.: *A Primer on K-matrix Formalism - Version VII*. 1995. – BNL Preprint
- [Cre01] CREDÉ, Volker: *CBGEANT 1.08/01*. 2001. – Internes Dokument
- [Cre09] CREDÉ, Volker u. a. (CBELSA/TAPS Collaboration): Photoproduction of η and η' mesons off protons. In: *Physical Review C* 80, 055202 (2009). <http://arxiv.org/abs/0909.1248>, Abruf: 10. Oktober 2015
- [Dem05] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 3*. 3. Auflage. Springer-Verlag, 2005 (Experimentalphysik 3)
- [ELS15] ELSA-ARBEITSGRUPPE: *Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA am Physikalischen Institut der Universität Bonn*. <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/index.html>. Version: 2015, Abruf: 28.07.2015

- [Ern08] ERNI, Werner u. a.: Technical Design Report for: $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Electromagnetic Calorimeter (EMC) / $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Collaboration. 2008. – Forschungsbericht
- [Ern09a] ERNI, Werner u. a.: Physics Performance Report for $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$: Strong Interaction Studies with Antiprotons / $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Collaboration. 2009. – Forschungsbericht
- [Ern09b] ERNI, Werner u. a.: Technical Design Report for the $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Solenoid and Dipole Spectrometer Magnets / $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Collaboration. 2009. – Forschungsbericht
- [Ern11] ERNI, Werner u. a.: Technical Design Report for the $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Mikro Vertex Detector / $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Collaboration. 2011. – Forschungsbericht
- [Fac08] FACILITY FOR ANTIPROTON AND ION RESEARCH: *FAIR Home: Modernste Beschleunigertechnologie in Europa*. <http://www.fair-center.com/index.php>. Version: 2008, Abruf: 23.06.2015
- [Fel12] FELDBAUER, Florian: *Analyse der Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K_s^0 \pi^- \pi^0$ bei BES-III und Entwicklung der Slow Control für das PANDA-Experiment*, Ruhr-Universität Bochum, Institut für Experimentalphysik I, Dissertation, 2012
- [FG09] FACILITY FOR ANTIPROTON AND ION RESEARCH ; GSI HELMHOLTZ-ZENTRUM FÜR SCHWERIONENFORSCHUNG: *The Modularized Start Version - A stepwise approach to the realisation of the Facility for Antiproton and Ion Research in Europe*. http://www.fair-center.de/fileadmin/fair/publications_FAIR/FAIR_GreenPaper_2009.pdf. Version: 29. Oktober 2009, Abruf: 24.06.2015
- [Fri12] FRIEDEL, Patrick: *Analyse der Zerfalls $J/\Psi \rightarrow \gamma \phi \phi$ bei BESIII und Entwicklungen für den Prototyp des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -EMC*, Ruhr-Universität Bochum, Institut für Experimentalphysik I, Dissertation, 2012
- [Got13] GOTSCHALL, Manuela: *Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ am CBELSA/TAPS-Experiment*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Dissertation, 2013
- [GS1] GS1: *How to calculate a check digit manually*. <http://www.gs1.org/how-calculate-check-digit-manually>, Abruf: 01.06.2015
- [HL15] HILL, Jeffrey ; LANGE, Ralph: *EPICS Release 3.14 Channel Access Reference Manual*. <http://www.aps.anl.gov/epics/base/R3-14/12-docs/CAref.html>. Version: 14.05.2015, Abruf: 01.06.2015
- [HM84] HALZEN, Francis ; MARTIN, Alan D.: *Quarks & Leptons*. John Wiley & Sons, 1984

- [Hon15] HONISCH, Christian: *Design, Aufbau und Test einer neuen Auslese-elektronik für das Crystal-Barrel-Kalorimeter*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Dissertation, 2015
- [JO02] JAVA COMMUNITY PROCESS ; ORACLE CORPORATION: *Java Message Service Specification Final Release*. <http://download.oracle.com/otndocs/jcp/7195-jms-1.1-fr-spec-oth-JSpec/>. Version: 1.1 vom 12. April 2002, Abruf: 29.06.2015
- [KAJ15] KRAIMER, Martin ; ANDERSON, Janet ; JOHNSON, Andrew ; NORUM, Eric ; HILL, Jeffrey ; LANGE, Ralph ; FRANKSEN, Benjamin ; DENISON, Peter: *EPICS Application Developer's Guide*. <http://www.aps.anl.gov/epics/base/R3-14/12-docs/AppDevGuide/>. Version: 10.02.2015, Abruf: 01.06.2015
- [KC15] KASEMIR, Kay ; CARCASSI, Gabriele: *Control System Studio Guide - For installers and maintainers of CS-Studio*. <http://cs-studio.sourceforge.net/docbook/>. Version: 26.05.2015, Abruf: 01.06.2015
- [Kle04] KLEMP, Eberhard: The Glueball candidate $\eta(1440)$ as η radial excitation. In: *32nd International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 04)*, 2004
- [LHK15] LANG, Michael ; HONISCH, Christian ; KLASSEN, Peter: *Vortrag auf dem CB-ELSA/TAPS-Frühjahrs-Meeting*. 2015. – Internes Dokument
- [Mot12] MOTZKO, Christof: *Analyse der Zerfalls $\Psi(2S) \rightarrow \chi_{c0}\gamma \rightarrow K_s K_s \pi^0 \pi^0 \gamma$ und Entwicklung eines Lichtpulsersystems für das $\overline{P}$ ANDA-EMC*, Ruhr-Universität Bochum, Institut für Experimentalphysik I, Dissertation, 2012
- [Nat14] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY: *The NIST reference on Constants, Units and Uncertainties: Fundamental Physical Constants*. <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>. Version: 2014, Abruf: 01.11.2015
- [Nat15] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY: *NIST Digital Library of Mathematical Functions*. <http://dlmf.nist.gov/>, Release 1.0.10 of 2015-08-07. <http://dlmf.nist.gov/>. Version: 2015, Abruf: 21.09.2015. – Online-Ausgabe von [OLBC10]
- [Nuh12] NUHN, Patrick: *Untersuchung von η' -Zerfällen mit dem Crystal-Barrel/TAPS-Detektor an ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, HISKP, Diplomarbeit, 2012
- [OLBC10] OLVER, F. W. J. (Hrsg.) ; LOZIER, D. W. (Hrsg.) ; BOISVERT, R. F. (Hrsg.) ; CLARK, C. W. (Hrsg.): *NIST Handbook of Mathematical Functions*. New York, NY : Cambridge University Press, 2010. – Print-Ausgabe von [Nat15]

- [Oli14a] OLIVE, K. A. u. a. (Particle Data Group): The Review of Particle Physics. In: *Chinese Physics C* 38, 090001 (2014). <http://pdg.lbl.gov/>, Abruf: 21. September 2015
- [Oli14b] OLIVE, K. A. u. a. (Particle Data Group): The Review of Particle Physics: N and Δ Resonances. In: *Chinese Physics C* 38, 090001 (2014). <http://pdg.lbl.gov/2015/reviews/rpp2014-rev-n-delta-resonances.pdf>, Abruf: 07. November 2015
- [Oli14c] OLIVE, K. A. u. a. (Particle Data Group): The Review of Particle Physics: Quantum Chromodynamics. In: *Chinese Physics C* 38, 090001 (2014). <http://pdg.lbl.gov/2015/reviews/rpp2014-rev-qcd.pdf>, Abruf: 07. November 2015
- [Oli14d] OLIVE, K. A. u. a. (Particle Data Group): The Review of Particle Physics: The $\eta(1405)$, $\eta(1475)$, $f_1(1420)$, and $f_1(1510)$. In: *Chinese Physics C* 38, 090001 (2014). <http://pdg.lbl.gov/2015/reviews/rpp2014-rev-eta1440.pdf>, Abruf: 05. November 2015
- [Oli14e] OLIVE, K. A. u. a. (Particle Data Group): The Review of Particle Physics: The Quark Model. In: *Chinese Physics C* 38, 090001 (2014). <http://pdg.lbl.gov/2015/reviews/rpp2014-rev-quark-model.pdf>, Abruf: 05. November 2015
- [Ora15] ORACLE CORPORATION: *MySQL 5.0 Reference Manual*. <https://dev.mysql.com/doc/refman/5.1/en/index.html>. Version: 30.05.2015, Abruf: 01.06.2015
- [PAN15a] PANDA COLLABORATION: *PANDA Website: Detector*. <http://www-panda.gsi.de/framework/detector.php>. Version: 2015, Abruf: 25.06.2015
- [PAN15b] PANDA COLLABORATION: *Photos, Illustrations, Plans and Drawings of the PANDA Detector*. <http://www-panda.gsi.de/>. Version: 2015, Abruf: 23.06.2015. – (nicht alle verwendeten Zeichnungen sind online verfügbar)
- [Pee03] PEE, Harald van: *Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für Photonenenergien von 0,45 GeV bis 1,3 GeV mit dem Crystal Barrel-Detektor an ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Dissertation, 2003
- [PRSZ09] POVH, Bogdan ; RITH, Klaus ; SCHOLZ, Christoph ; ZETSCHKE, Frank: *Teilchen und Kerne*. 8. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009
- [RNK15] RIVERS, Mark ; NORUM, Eric ; KRAIMER, Marty: *asynDriver: Asynchronous Driver Support*. <http://www.aps.anl.gov/epics/modules/soft/asyn/R4-26/asynDriver.html>. Version: 15.02.2015, Abruf: 03.07.2015

- [ROO15] ROOT-ENTWICKLER: *Quelltextarchiv der ROOT-Version 5.34/34 vom 02. Oktober 2015*. https://root.cern.ch/download/root_v5.34.34.source.tar.gz. Version: 2015, Abruf: 26.10.2015
- [Sch04] SCHMIDT, Christoph: *Entwicklung eines neuen Datenakquisitionssystems für das CB-ELSA-Experiment*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Dissertation, 2004
- [Sch15] SCHULTES, Jan: *Vortrag auf dem CB-ELSA/TAPS-Frühjahrs-Meeting*. 2015. – Internes Dokument
- [Thi15] THIEL, Annika: *Vortrag auf dem CB-ELSA/TAPS-Frühjahrs-Meeting*. 2015. – Internes Dokument
- [WBM09] WILLIAMS, M. ; BELLIS, M. ; MEYER, C. A.: Multivariate side-band subtraction using probabilistic event weights. In: *Journal of Instrumentation* 4 (2009), Nr. 10, P10003. <http://stacks.iop.org/1748-0221/4/i=10/a=P10003>
- [Wen08] WENDEL, Christoph: *Design und Aufbau eines Szintillationsdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Dissertation, 2008

Abbildungsverzeichnis

2.1. Illustration des Confinements, hier das Trennen von zwei Quarks [PAN15b]	8
2.2. Nonett der pseudoskalaren Mesonen mit $J^{PC} = 0^{-+}$	10
3.1. Übersicht der bestehenden (blau) und zukünftigen (rot) Beschleuniger von GSI und FAIR sowie einige der zukünftigen FAIR-Experimente [Fac08].	17
3.2. Übersicht über die Komponenten des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors [PAN15b]	18
3.3. Das Target-Spektrometer des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors [PAN15b]	20
3.4. Das Vorwärts-Spektrometer des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors [PAN15b]	21
3.5. CAD-Zeichnung des EMC mit „aufgeschnittenem“ Fass und ausge- blendeter Rückwärts-Endkappe [Alb15]	22
3.6. CAD-Zeichnung des aktuellen Planungsstandes für die Vorwärtsend- kappe des elektromagnetischen Kalorimeters [PAN15b]	24
3.7. Aufbau des Endkappen-Prototypen „Proto192“ und sein Verhältnis zur finalen Endkappe [PAN15b]	26
4.1. Steuerbildschirm der Hochspannungsversorgung in CSS, in diesem Fall für zwei Hochspannungsmodule am APD-Teststand	36
4.2. Statusanzeige der Hochspannungsversorgung für den Proto192	36
4.3. Beispiel für die Anzeige von archivierten Messwerten in der CSS- Benutzeroberfläche: Messwert-Übersicht für den APD-Teststand	37
4.4. Seitlicher Blick in das geöffnete Gehäuse eines Raspberry Pis mit aufgesetzter CAN-Platine.	39
4.5. Blockschaltbild zum Aufbau des Proto192-Detektorsteuersystems.	40
5.1. Zustandsdiagramm für den endlichen Automaten zur Steuerung der Stromgrenzen der Hochspannungskanäle	42
6.1. Schema des Kalorimeter-Kühlsystems. (Die Symbole sind an DIN ISO 1219 angelehnt.)	48
6.2. Schaltschrank des Primärkreissystems mit Raspberry Pi, Netzteilen, Sicherungen und Relais	50
7.1. Startseite der Webseite der Endkappen-Produktionsdatenbank	54
7.2. Vereinfachtes Entity-Relationship-Diagramm der Produktionsdaten- bank für die Vorwärtsendkappe des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Kalorimeters	55
7.3. Barcode-Nummerierungsschema für die Komponenten und Bauteile des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors	56

7.4. APD-Vorverstärker-Einheit mit elektr. Isolation, Verkabelung und Barcode-Aufkleber.	58
8.1. Screenshot der GUI zum Anpassen der Einstellungen	68
9.1. Übersicht über die Beschleuniger der ELSA-Anlage an der Universität Bonn [ELS15].	74
9.2. Messaufbau des CB-ELSA/TAPS-Experimentes [CB/15].	75
9.3. Zwei Bestandteile des CB-ELSA/TAPS-Messaufbaus [CB/15].	76
9.4. Der Crystal-Barrel-Detektor, das elektromagnetische Kalorimeter des CB-ELSA/TAPS-Experimentes [CB/15].	78
9.5. Detektoren des CB-ELSA/TAPS-Messaufbaus, die Zeitinformationen für den Trigger liefern [CB/15].	79
10.1. π^0 -Massenspektrum nach der Rekonstruktion und Selektion	82
10.2. Konfidenzniveau-Verteilung des kinematischen Fits	85
10.3. $\eta\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum vor (rot) und nach (blau) Anwendung des kinematischen Fits	86
10.4. Das invariante Massenspektrum im η' -Bereich mit (rot) und ohne (blau) Gewichtung durch die Q-Wert-Methode sowie der durch die Methode entfernte Untergrund (schwarz).	88
10.5. Vergleich der Winkelverteilung des η' aus dieser Analyse (blau) mit den publizierten Daten [Cre09] (rot), der Strahlenergiebereich ist in den einzelnen Plots angegeben	90
10.6. Relative Winkelverteilung der η' -Photoproduktion im E_γ -Bereich von 2500 MeV bis 2950 MeV	91
11.1. Phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0\eta$ im Strahlenergiebereich von $2820 \text{ MeV} < E_\gamma < 2870 \text{ MeV}$ (blau) und das Produkt der Phasenraumfaktoren (rot)	94
11.2. Monte-Carlo-Ereignisse für $\eta(1295)$, $\eta(1405)$ und Untergrund mit angepasster Signalfunktion $S_{a,b,c}(m_{\pi^0\pi^0\eta}, m_{\pi^0\pi^0}, E_{\text{cm}})$	97
11.3. Messdaten für den Bereich $2670 \text{ MeV} < E_\gamma < 2720 \text{ MeV}$ (blau) mit angepasster Signalfunktion $S_{a,b,c}(m_{\pi^0\pi^0\eta}, m_{\pi^0\pi^0}, E_{\text{cm}})$ (rot), Residuenverteilung im Zusatzgraphen	98
11.4. Vergleich der reduzierten χ^2 -Werte für verschiedene Teilchenparameter, die E_γ -Fehlerbalken visualisieren die Binbreite.	100
11.5. Dalitz-Plot zum Zerfall des $f_1(1285)/\eta(1295)$	101
11.6. Relativer Wirkungsquerschnitt der $f_1(1285)/\eta(1295)$ -Photoproduktion im Vergleich zum η'	103
11.7. Relativer Wirkungsquerschnitt der $\eta(1405)$ -Photoproduktion im Vergleich zum η'	104

Tabellenverzeichnis

2.1. Eigenschaften der Quarks und Leptonen mit ihren Quantenzahlen (QZ) [Oli14a]	6
3.1. Eigenschaften der Bleiwolframat-Kristalle für das EMC	23
6.1. Alarm- und Statussignale des Kalorimeter-Kühlsystems	51
7.1. Kennziffern der einzelnen $\bar{\text{PANDA}}$ -Subsysteme für das Barcode-Nummerierungsschema	57
11.1. Übersicht über die Parameter der betrachteten Teilchen [Oli14a], σ aus Monte-Carlo-Simulation ermittelt	94

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Tobias Triffterer
Geburtsjahr: 1988
Geburtsort: Herten

Schulbildung:

1995 - 1999: Grundschule am Wilhelmsplatz, Herten
1999 - 2007: Städtisches Gymnasium Herten
Abschluss: Allgemeine Hochschulreife (Abitur)

Studium:

2007 - 2010: Physik-Studium an der Ruhr-Universität Bochum
Abschluss: Bachelor of Science
Thema der Bachelor-Arbeit: „Messungen an anorganischen
szintillierenden Fasern“
2010 - 2012: Physik-Studium an der Ruhr-Universität Bochum
Abschluss: Master of Science
Thema der Master-Arbeit: „Aufbau und Messungen am
Teststrahl mit einem Prototyp des
PANDA elektromagnetischen
Kalorimeters“
seit 2012: Promotionsstudium an der Ruhr-Universität Bochum

Weitere akademische Tätigkeiten:

2009 - 2010: Übungsgruppenleiter an der Fakultät für Mathematik
der Ruhr-Universität Bochum
seit 2010: Tätigkeit als Bachelor-Student, studentische Hilfskraft, Master-
Student und wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für
experimentelle Hadronenphysik der Ruhr-Universität Bochum

Ehrenamtliche Tätigkeit:

seit 2007: Technischer Leiter der Hertener Löwen
(2. Basketball-Bundesliga)

Danksagung

Auf der letzten Seite möchte ich mich nun bei Allen bedanken, die mir Rat und Tat zur Seite standen und durch ihre fachliche und/oder persönliche Unterstützung zum Gelingen nicht nur dieser Dissertation sondern allgemein meiner Arbeit an PANDA und CB/ELSA beigetragen haben.

Zunächst möchte ich mich bei Prof. Dr. Ulrich Wiedner für die Bereitstellung der Doktorandenstelle und die Möglichkeiten zur Bearbeitung dieser interessanten Themen bedanken. Zudem danke ich allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für experimentelle Hadronenphysik für nun mehr als fünfeinhalb Jahre angenehmes Arbeitsklima, gute Kollegialität und interessante Unterhaltungen auch jenseits der Physik. Insbesondere bedanke ich mich bei Fritz-Herbert Heinsius, Malte Albrecht, Bertram Kopf, Marc Pelizäus, Mario Fink, Matthias Steinke, Thomas Held, Tobias Holtmann, Claudius Schnier, Stephan Leiber und Torsten Schröder für die Unterstützung bei allerlei PANDA-Bastelprojekten, lebhafte Diskussionen und die Unterstützung beim Korrekturlesen der Arbeit.

Außerhalb der Ruhr-Universität gebührt den Mitarbeitern des Helmholtz-Instituts für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn Dank für die Unterstützung bei der Verwendung der Software Explora und der Durchführung der Analyse. Insbesondere sind hier Tobias Seifen, Jan Hartmann, Philipp Mahlberg, Christoph Schmidt und Florian Kalischewski hervorzuheben.

Zu guter Letzt und besonders herzlich möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, ohne deren Unterstützung weder das Physik-Studium noch die anschließende Promotion möglich gewesen wäre.