

Ruhr-Universität Bochum



Analyse des Zerfalls
 $\psi(2S) \rightarrow \chi_{c0}\gamma \rightarrow K_S K_S \pi^0 \pi^0 \gamma$ und
Entwicklung eines Lichtpulsersystems
für das $\overline{\text{PANDA-EMC}}$

Dissertation zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
am Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik
der Fakultät für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von
Christof Motzko
geb. in Oppeln

Bochum, im April 2012

1. Gutachter: Prof. Dr. U. Wiedner
 2. Gutachter: Prof. Dr. W. Meyer
- Tag der Disputation: 12. Juli 2012

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
I	Grundlagen der Teilchenphysik	3
2	Grundlagen	5
2.1	Standardmodell der Elementarteilchenphysik	5
2.1.1	Wechselwirkungen	5
2.1.2	Elementarteilchen	7
2.1.3	Charmonium	8
2.1.4	Exotische Materie	9
II	Analyse des Zerfalls $\psi(2S) \rightarrow \chi_{c0}\gamma \rightarrow K_S K_S \pi^0 \pi^0 \gamma$	11
3	Das BESIII-Experiment	13
3.1	Motivation	13
3.2	Die Beschleuniger-Anlage	13
3.3	Der Detektor	14
3.3.1	Drift-Kammer	15
3.3.2	Time-Of-Flight Detektor	15
3.3.3	Elektromagnetisches Kalorimeter	15
3.3.4	Myon Detektor	16
4	Rekonstruktion des Zerfalls $\chi_{c0} \rightarrow K_S K_S \pi^0 \pi^0$	17
4.1	Motivation	17
4.2	Daten	17
4.3	Offline-Software	17
4.3.1	Simulation	18
4.3.2	Rekonstruktion	18
4.4	Vorselektion	18
4.4.1	Untersuchung des Untergrundes	20
4.5	Vorstellung der Daten	22
5	Partialwellenanalyse	29
5.1	Isobarmodell	29
5.2	Die verwendeten Formalismen	29

5.3	Beschreibung der Dynamik	30
5.4	Maximum-Likelihood-Methode	30
5.5	Likelihood-Quotienten-Test	31
5.6	Hypothesen	32
5.7	Ergebnisse	33
5.7.1	Signifikanztest	33
5.7.2	Massen und Breiten	33
5.7.3	Verzweigungsverhältnisse	34
5.7.4	Resultate	34
6	Zusammenfassung	43
III Entwicklung eines Lichtpulsersystems für das elektromagnetische Kalorimeter des PANDA-Detektors		
7	Das PANDA-Experiment	47
7.1	Motivation	47
7.2	Die Beschleuniger-Anlage	47
7.3	Der Detektor	48
7.3.1	Target	49
7.3.2	Targetspektrometer	49
7.3.3	Vorwärtsspektrometer	51
7.3.4	Elektromagnetisches Kalorimeter	52
7.3.5	Kalibration	53
7.3.6	Lichtpulsersystem	53
8	Das Lichtpulsersystem des PANDA-Detektors	55
8.1	Aufbau des Lichtpulsersystems	55
8.2	LED-Treiber für die blaue LED	56
8.2.1	Schaltung	56
8.2.2	Form des Lichtpulses	57
8.2.3	Stabilität	59
8.3	LED-Treiber für die rote und grüne LED	60
8.4	LCDs	61
8.4.1	LCD-Treiber	62
8.4.2	Transmissionseigenschaften	63
8.5	Mikrocontroller-Schaltung	64
8.5.1	Schaltung	64
8.5.2	Firmware	65
8.6	Auswahl der LED und der zugehörigen Linse	66
8.7	Optik	67
8.7.1	Lichtmischer	67
8.7.2	Lichtwellenleiter	68
8.7.3	Ankopplung der Lichtwellenleiter an die Kristalle	70
8.7.4	Optische Ankopplung der Lichtwellenleiter	71
8.8	Gesamtes Lichtpulsermodul	71

9	Aufbau und erste Messungen mit dem PROTO192	73
9.1	Montage	74
9.1.1	Herstellung der Lichtfaserbündel	74
9.1.2	Montage im PROTO192	75
9.2	Ergebnisse	76
9.2.1	Intensität	76
9.2.2	Verbesserung der Montage	77
10	Zusammenfassung	79
A	Anhang	83

Abbildungsverzeichnis

2.1	Charmoniumspektrum	8
3.1	BESIII-Detektor	14
4.1	Energie des radiativen Photons	19
4.5	2D-Histogramme	26
4.6	Histogramme der invarianten Massen	27
5.1	2D-Histogramme der PWA-Analyse	37
5.2	2D-Histogramme der PWA-Analyse	38
5.3	Histogramme der invarianten Massen	39
7.1	FAIR an der GSI	48
7.2	\bar{P} ANDA-Detektor	49
7.3	Targetspektrometer des \bar{P} ANDA-Detektors	50
7.4	Vorwärtspektrometer des \bar{P} ANDA-Detektors	51
7.5	Elektromagnetisches Kalorimeter	52
7.6	Transmissionsänderung durch Strahlenschäden	54
8.1	Schematische Darstellung des Lichtpulsersystems	55
8.2	Schaltung des Treibers für die blaue LED	57
8.3	Platine des Treibers für die blaue LED	57
8.4	Lichtpuls der blauen LED und Szintillationslicht -25 °C	58
8.5	Anstiegszeit und Intensität gegen Kapazität des Ladekondensators (blaue LED)	59
8.6	Schaltung des LED-Treibers für die rote und grüne LED	60
8.7	Lichtpuls der roten und grünen LED	60
8.8	Platine mit LED-Treiber (rot und grün) und LCD-Treiber	61
8.9	Schaltung des LCD-Treibers	62
8.10	Transmissionskurve einer LCD	63
8.11	Transmissionskurve zweier LCDs	64
8.12	Mikrocontrollerplatine	65
8.13	Intensitätsprofile des Lichtmischers	68
8.14	Abschwächung des Lichtwellenleiters Optran UV	69
8.15	Lichtfaserhalterungen	70
8.16	Insert	71
8.17	LED-Platine und Steckerplatine	71
8.18	Gesamter Lichtpuls	72

9.1	PROTO192	73
9.2	Explosionszeichnung einer Alveole	74
9.3	Skizze der fertig montierten Lichtfaserhalterung	75
9.4	Skizze der Lichtfaserdurchführung im PROTO192	75
9.5	Lichtfaserhalterung	77

Tabellenverzeichnis

2.1	Austauschteilchen	5
2.2	Übersicht über die Elementarteilchen	7
3.1	Parameter des BEPCII	14
3.2	Parameter und erwartete Effizienz des TOF	15
4.1	Untergrundkanäle	24
5.1	Auflistung aller Resonanzen	32
5.2	Auflistung aller Amplituden	36
5.3	Signifikanzen der Resonanzen	40
5.4	Massen und Breiten der freien Resonanzen	41
5.5	Verzweigungsverhältnisse	41
7.1	Betriebsparameter des HESR	48
7.2	Eigenschaften von PbWO_4	53
8.1	Transmissionseigenschaften von LCDs	63
8.2	Eigenschaften von UV 200/220 P28	69
8.3	Parameter der Druckfedern	70
A.1	Lichtintensität verschiedener LEDs und Linsen	83
A.2	Maximale Lichtintensität einzelner Kanäle	84

Kapitel 1

Einleitung

Das Ziel dieser Arbeit ist die Analyse des Zerfalls $\psi(2S) \rightarrow \chi_{c0}\gamma \rightarrow K_S K_S \pi^0 \pi^0 \gamma$ bei BESIII und die Entwicklung eines Lichtpulsersystems für das elektromagnetische Kalorimeter des $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors. Die Arbeit gliedert sich in drei Bereiche.

Im ersten Teil wird eine kurze Einführung in die Teilchenphysik gegeben. Darüberhinaus wird auf einige Bereiche der Teilchenphysik detailliert eingegangen, die u.a. einem besseren Verständnis der späteren Kapitel dienen.

Im zweiten Teil wird die Analyse des Zerfalls $\psi(2S) \rightarrow \chi_{c0}\gamma \rightarrow K_S K_S \pi^0 \pi^0 \gamma$ besprochen. Diese Analyse basiert auf Daten, die mit dem BESIII-Detektor aufgenommen wurden. Dieser steht am BEPCII-Speicherring (Beijing electron-positron collider) auf dem Gelände des IHEP (Institute of High Energy Physics) in Peking. Das Hauptziel des BESIII-Experiments ist die Spektroskopie von Charmonia, mit der neue Erkenntnisse im Bereich der starken Wechselwirkung erlangt werden sollen. Ein weiteres Ziel ist die Suche nach exotischer Materie in den Zerfällen der verschiedenen Charmoniumzustände.

Die Zerfälle von Charmonia sollen sehr gluonenreich sein. Dies ist ein Vorteil für die Untersuchung von Teilchen mit gluonischen Freiheitsgraden (Gluebälle und Hybride) und Multiquarkzuständen. Bei dem hier untersuchten Zerfallskanal sind vor allem f_0 - und f_2 -Resonanzen interessant, die in $K\overline{K}$ und $\pi\pi$ zerfallen. Bei mehreren f -Resonanzen wird vermutet, dass es sich um Gluebälle oder Multiquarkzustände handelt. Ebenso ist die Untersuchung von π -Resonanzen interessant, da es sich bei diesen um Hybride handeln soll.

Das dritte Kapitel soll einen Einblick in das BESIII-Experiment geben. Es umfasst zunächst die Ziele des Experiments und beschreibt im Folgenden die Beschleunigeranlage an der der BESIII-Detektor steht, sowie die einzelnen Komponenten des BESIII-Detektors.

Kapitel 4 und 5 beinhalten die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse. Im vierten Kapitel wird die Rekonstruktion des Zerfalls beschrieben. Hier wird zunächst die Offline-Software beschrieben, die bei der Rekonstruktion verwendet wurde. Danach werden die einzelnen Selektionskriterien erläutert und die Ergebnisse der Rekonstruktion vorgestellt. Das fünfte Kapitel beschreibt die auf den rekonstruierten Datensatz angewandte Partialwellenanalyse. Zunächst werden die Grundlagen hierzu erläutert und zum Abschluss die Ergebnisse der Partialwellenanalyse diskutiert.

Der dritte Teil beschreibt die Entwicklung des Lichtpulsersystems für das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) des $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors. Das $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment wird Teil der geplanten Beschleunigeranlage FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) in Darmstadt

sein. Ziel des $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiments ist die Suche nach exotischen Materiezuständen sowie die präzise Vermessung des Charmoniumspektrums.

Das elektromagnetische Kalorimeter ist ein wichtiger Bestandteil des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors. Es dient dem Nachweis von Elektronen und Photonen mithilfe von Szintillationskristallen. Für das EMC ist ein Monitorsystem vorgesehen, das Veränderungen in der Energiekalibration überwachen soll. Hierzu wird ein Lichtpulsersystem verwendet, welches Lichtpulse in die Kristalle einkoppelt. Durch Messung der Lichtintensität können Veränderungen der Energiekalibration detektiert werden.

Kapitel 7 gibt ein Überblick über das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment. Zuerst werden die Ziele des Experiments dargestellt. Danach werden die Beschleunigeranlage FAIR sowie der Detektor und dessen Komponenten beschrieben. Im Vordergrund stehen hierbei das elektromagnetische Kalorimeter und das Lichtpulsersystem.

In den nachfolgenden Kapiteln 8 und 9 werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen dargestellt. Im achten Kapitel wird die Entwicklung des Lichtpulsersystems vorgestellt, wobei hier auf alle Komponenten des Lichtpulsersystems eingegangen wird. Das neunte Kapitel stellt die Messungen mit dem Lichtpulsersystem an einem Prototypen des elektromagnetischen Kalorimeters dar.

Teil I

Grundlagen der Teilchenphysik

Kapitel 2

Grundlagen

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die Teilchenphysik. Zunächst wird die grundlegende Theorie der Teilchenphysik, das Standardmodell der Elementarteilchenphysik, kurz erläutert. Im Anschluss wird auf einige wichtige Teilaspekte eingegangen, die dem Verständnis der weiteren Arbeit dienen.

2.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen.

2.1.1 Wechselwirkungen

Im Standardmodell der Teilchenphysik werden die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung beschrieben. Die Stärke der Gravitation ist 24 Größenordnungen kleiner als die der anderen Wechselwirkungen und kann deshalb vernachlässigt werden. Es ist bisher noch nicht gelungen die Gravitation in das Standardmodell miteinzubeziehen. Die Beschreibung der Wechselwirkungen erfolgt über Quantenfeldtheorien, die jeder Kraft Austauschteilchen zuordnet, die die Wechselwirkungen vermitteln. Die Austauschteilchen sind virtuelle Teilchen mit dem Spin 1 (Bosonen). In Tabelle 2.1 sind die Austauschteilchen und ihre Eigenschaften aufgelistet.

Tabelle 2.1: Austauschteilchen [Par06]

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Masse [$\frac{GeV}{c^2}$]	Ladung [e]	rel. Stärke
starke Kernkraft	8 Gluonen	0	0	1
schwache Kernkraft	W^+ -Boson	$80,41 \pm 0,10$	+1	10^{-13}
	W^- -Boson	$80,41 \pm 0,10$	-1	10^{-13}
	Z-Boson	$91,187 \pm 0,007$	0	10^{-13}
elektromagnetische Kraft	Photon	0	0	10^{-2}

Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung werden im Standardmodell der Teilchenphysik zur elektroschwachen Wechselwirkung zusammengefasst. Die Beschreibung als

einheitliche Wechselwirkung ist erst ab einer Energie von etwa 100 GeV möglich. Bei niedrigeren Energien muss zwischen der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung unterschieden werden.

Die elektromagnetische Wechselwirkung wirkt zwischen geladenen Teilchen und Teilchen mit magnetischem Moment. Das Austauschteilchen ist das Photon das keine elektrische Ladung besitzt und dessen Masse Null ist. Daraus folgt, dass die Lebensdauer der virtuellen Photonen aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation unendlich ist. Dadurch ist die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung unendlich. Die Kopplungskonstante ist gegeben durch:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}. \quad (2.1)$$

Die Berechnung der elektroschwachen Wechselwirkung erfolgt über die Quantenelektrodynamik (QED) und mit Hilfe der Störungsrechnung. Im Fall der elektromagnetischen Wechselwirkung tragen die Terme höherer Ordnung nur wenig zur Gesamtwechselwirkung bei. Somit sind sehr genaue Berechnungen mit dieser Methode möglich.

Die schwache Wechselwirkung wirkt zwischen Teilchen die eine schwache Ladung tragen. Es gibt drei Austauschteilchen: W^+ -Boson, W^- -Boson und Z-Boson. Die Austauschteilchen haben Massen von mehr als $80 \text{ GeV}/c^2$. Dadurch können bei der Wechselwirkung die virtuellen Teilchen laut der Heisenbergschen Unschärferelation nur eine begrenzte Zeit existieren, wodurch auch die Reichweite der schwachen Wechselwirkung begrenzt ist. Auch wenn bis heute noch keine gebundenen Zustände gefunden wurden, ist sie aber für den Zerfall von Leptonen und Quarks (vgl. 2.1.2) verantwortlich.

Die starke Wechselwirkung vermittelt die Kraft zwischen Teilchen, die eine Farbladung (mögliche Werte: rot, grün, blau) tragen. Die Austauschteilchen sind masselose Gluonen, die aber eine Farbladung besitzen. Sie tragen jeweils eine Farbe und eine Antifarbe, wodurch nach der Gruppentheorie acht mögliche Kombinationen möglich sind, die Farbladung übertragen können. Die neunte Kombination ist farblos und kann daher keine Farbladung übertragen. Durch die Interaktion untereinander ist die Reichweite der starken Wechselwirkung trotz der Masse Null nicht unendlich. Die Feldenergie zwischen zwei farbgeladenen Teilchen nimmt mit dem Abstand zu, bis sie groß genug ist, um ein Teilchen-Antiteilchen Paar zu erzeugen. Dadurch ist es nicht möglich ein Teilchen, das nur eine Farbladung trägt zu isolieren. Dies wird Confinement genannt. Bei kleinen Abständen ist die Kopplungskonstante zwischen den Teilchen gering und sie können als quasifreie Teilchen angesehen werden (asymptotische Freiheit). Die Kopplungskonstante ist somit abhängig vom Viererimpulsübertrag Q . Dadurch ist die Berechnung der starken Wechselwirkung komplizierter als die der elektromagnetischen Wechselwirkung. Für große Energien kann mit der Störungsrechnung gerechnet werden. Für die Kopplungskonstante gilt (1. Term Störungsrechnung):

$$\alpha_s(Q) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})}. \quad (2.2)$$

Dabei gibt n_f die Zahl der beteiligten Quarktypen an. Λ ist ein freier Parameter, der aus experimentellen Daten bestimmt werden muss. Für kleine Energien werden Berechnungen von Gittertheorien mit dem Computer durchgeführt. Um ein besseres Verständnis der starken Wechselwirkung zu erreichen, sind genaue Messungen notwendig.

2.1.2 Elementarteilchen

Im Standardmodell der Teilchenphysik werden zwölf Elementarteilchen (siehe Tabelle 2.2) beschrieben, aus denen sich alle anderen bekannten Teilchen zusammensetzen. Die Elementarteilchen sind Fermionen (Spin $1/2$) und werden in zwei Kategorien (Leptonen und Quarks) und drei Generationen (1., 2. und 3. Generation) unterteilt.

Zu jedem Teilchen existiert ein Antiteilchen mit der gleichen Masse und gleichem Spin. Teilchen und Antiteilchen unterscheiden sich jedoch in allen additiven Quantenzahlen (Ladung, Farbe, Isospin, usw.). Aufgrund der Erhaltungssätze können sie nur als Teilchen-Antiteilchen-Paar erzeugt werden. Beim aufeinander treffen eines Teilchens mit einem Antiteilchen annihilieren diese.

Tabelle 2.2: Übersicht über die Elementarteilchen [Par06]

Quarks									
		Symbol	Q [e]	I_Z	S	C	B	T	Masse [$\frac{MeV}{c^2}$]
1. Generation	Up	u	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0	1,7-3,3
	Down	d	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0	4,1-5,8
2. Generation	Strange	s	$-\frac{1}{3}$	0	1	0	0	0	101^{+29}_{-21}
	Charm	c	$+\frac{2}{3}$	0	0	1	0	0	1270^{+70}_{-90}
3. Generation	Bottom	b	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	1	0	4190^{+180}_{-60}
	Top	t	$+\frac{2}{3}$	0	0	0	0	1	172000 ± 900

Leptonen							
		Symbol	Q [e]	L_e	L_μ	L_τ	Masse [$\frac{MeV}{c^2}$]
1. Generation	Elektron	e	-1	1	0	0	0,511
	Elektron-Neutrino	ν_e	0	1	0	0	$< 0,46 \cdot 10^{-3}$
2. Generation	Myon	μ	-1	0	1	0	105,66
	Myon-Neutrino	ν_μ	0	0	1	0	$< 0,19$
3. Generation	Tauon	τ	-1	0	0	1	$1776,82 \pm 0,16$
	Tauon-Neutrino	ν_τ	0	0	0	1	$< 18,2$

Quarks sind Elementarteilchen, die allen Wechselwirkungen unterliegen. In Tabelle 2.2 sind die sechs verschiedenen Quarks aufgelistet. Da Quarks eine Farbladung tragen, können sie aufgrund des Confinements nicht isoliert beobachtet werden. Sie kommen nur als gebundene Zustände vor. Die gebundenen Zustände werden in Baryonen (bestehend aus drei Quarks oder drei Antiquarks) und Mesonen (bestehend aus einem Quark und einem Antiquark) unterteilt. Da die Teilchen farblos sein müssen, haben die einzelnen Quarks beim Baryon jeweils die Farbe rot, grün und blau oder beim Antibaryon antirot, antigrün und antiblau. Bei den Mesonen trägt das Antiquark die Antifarbe des Quarks.

Leptonen sind Elementarteilchen die keine Farbladung tragen und deswegen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen. In Tabelle 2.2 sind die sechs Leptonen aufgelistet. Da Neutrinos keine elektrische Ladung tragen, unterliegen sie damit auch nicht der elektromagnetischen Wechselwirkung. Für die Neutrinos konnten bis jetzt nur obere Grenzen für ihre Massen be-

stimmt werden. Jedoch kann durch die Beobachtung von Neutrinooszillationen (vgl. [PRSZ09, S. 137f]) eine Masse von Null ausgeschlossen werden.

2.1.3 Charmonium

Charmonium ist ein gebundener Zustand aus einem Charm- und einem Anticharm-Quark. Das erste entdeckte Charmonium war das J/ψ , das gleichzeitig in zwei verschiedenen Experimenten entdeckt wurde. Es hat die Quantenzahlen $J^P=1^-$. Seitdem wurden weitere Zustände des Charmoniums gefunden, die in Abbildung 2.1 dargestellt sind. In dieser Arbeit werden die χ_{cJ} -Zustände untersucht. Diese entstehen u.a. bei dem radiativen Zerfall des $\Psi(2S)$. Sie können in leichtere Hadronen oder über einen weiteren radiativen Zerfall in das J/ψ zerfallen.

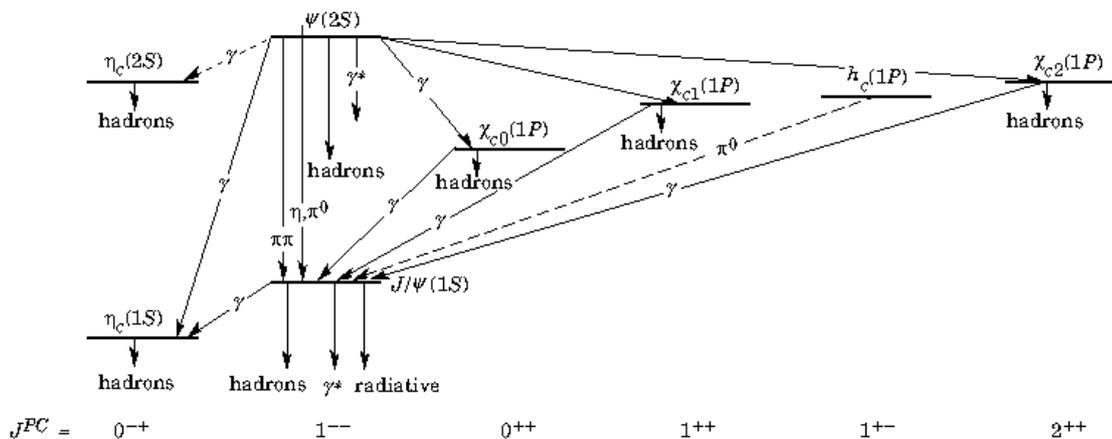


Abbildung 2.1: Charmoniumspektrum mit den bekannten Übergängen. Gezeigt sind auch die Übergänge des $\psi(2S)$ -Zustands in die χ_{cJ} -Zustände durch Abstrahlung eines Photons. [Par06]

Das Spektrum von Charmonium ähnelt bei niedrigen Energien dem des Positroniums. Bei hohen Energien ist eine deutliche Abweichung zum Positroniumspektrum zu erkennen. Somit kann für niedrige Energien ein Potenzial ähnlich dem des Positroniums (Coulomb-artig) und für hohe Energien ein linearer Term aufgrund des Confinements, angenommen werden. Für das Potential kann damit als Ansatz gewählt werden:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r) \hbar c}{r} + k \cdot r. \quad (2.3)$$

Dabei ergibt sich der Vorfaktor $4/3$ aus theoretischen Überlegungen. α_s ist die starke Kopplungskonstante in Abhängigkeit von r . k wird als *string tension* bezeichnet, welches die Feldenergie pro Länge angibt [PRSZ09]. Für eine vollständige Beschreibung des Spektrums müssen weitere Terme, wie die Spin-Bahn-Kopplung und die Spin-Spin-Kopplung, berücksichtigt werden.

Die Untersuchung des Charmoniumspektrums und der Vergleich mit den theoretischen Berechnungen führt zu einem besseren Verständnis der starken Wechselwirkung. Dadurch kann die Kopplungskonstante α_s , die *string tension* k und, über den kinematischen Term des Hamilton-Operators, die Masse des charm-Quarks m_c bestimmt werden.

2.1.4 Exotische Materie

Theoretische Rechnungen im Rahmen der QCD erlauben neben den Baryonen und Mesonen weitere Materiezustände. Diese konnten bisher jedoch noch nicht beobachtet werden. Sie werden als exotische Materie bezeichnet. In der nachfolgenden Liste sind mögliche Zustände aufgelistet.

- Gluebälle: Gebundene Zustände von Gluonen. Dies ist möglich, da Gluonen der starken Wechselwirkung unterliegen (siehe Kapitel 2.1.1).
- Hybride: Gebundene Zustände aus Quarks und Gluonen.
- Tetraquarks und Pentaquarks: Gebunden Zustände aus vier ($q\bar{q}q\bar{q}$) bzw. fünf Quarks ($qqqq\bar{q}$).

Gluebälle und Hybride können, durch die zusätzlichen gluonischen Freiheitsgrade, exotische Quantenzahlen¹ besitzen, wodurch es möglich ist sie von Mesonen und Baryonen zu unterscheiden. Im Massenbereich des Charmoniums ist die Suche nach diesen Zuständen vielversprechend, da durch die geringe Anzahl an Zuständen und die geringe Breite der meisten Zustände, eine Identifikation erleichtert wird [K].

¹Quantenzahlen die für Mesonen und Baryonen nicht möglich sind.

Teil II

Analyse des Zerfalls

$$\psi(2S) \rightarrow \chi_{c0}\gamma \rightarrow K_S K_S \pi^0 \pi^0 \gamma$$

Kapitel 3

Das BESIII-Experiment

Das BESIII-Experiment ist ein seit 2009 laufendes Experiment am IHEP (Institute of High Energy Physics) in Peking. Es ist der Nachfolger des BESII-Experiments. Für das BESIII-Experiment wurde ein neuer Detektor entwickelt und der bestehende Speicherring auf eine höhere Luminosität aufgerüstet. Wie beim BESII-Experiment werden als Strahlteilchen Elektronen und Positronen genutzt. Diese werden in einem Detektor, welcher annähernd den gesamten Raumwinkel abdeckt, zur Kollision gebracht.

3.1 Motivation

Das BESIII-Experiment wurde entwickelt, um das Verständnis der Quantenchromodynamik im nicht-pertubativen Bereich zu verbessern.

Eines der Hauptziele des BESIII-Experiments ist die Spektroskopie von Charmonium. Mit der erwarteten Datenmenge können noch offene Fragen beantwortet werden, z.B. nach dem unterdrückten Zerfall des $\Psi(3770)$ in $D\bar{D}$ -Mesonen¹. Beim BESIII-Experiment werden Elektron-Positron-Kollisionen genutzt, bei denen das Elektron und das Positron zu einem virtuellen Photon mit der Quantenzahl 1^{--} annihilieren. Daher können nur Charmonia mit diesen Quantenzahlen in Formation erzeugt und als Erhöhung im Wirkungsquerschnitt beobachtet werden. Alle anderen Teilchen können nur als Resonanzen in den beobachteten Endprodukten beobachtet werden. Die große Datenmenge ermöglicht die sehr präzise Vermessung anderer Teilchenzustände.

Ein weiteres Ziel ist die Spektroskopie leichter Mesonen, die durch den Zerfall von J/ψ entstehen, sowie die Suche nach exotischer Materie. Hierbei ist von Vorteil, dass das J/ψ meistens in Gluonen annihiliert und somit die Möglichkeit der Bildung von Teilchen mit gluonischen Freiheitsgraden ermöglicht. Weitere Ziele sind die Untersuchung von D-Mesonen und Tauonen.

3.2 Die Beschleuniger-Anlage

Im BESIII-Experiment wird der im Juli 2008 fertig gestellte BEPCII-Speicherring (Beijing electron-positron collider) benutzt. Als Injektor dient ein LINAC, der Elektronen und Positronen auf Energien von bis zu 2,3 GeV beschleunigt. Diese werden anschließend in den Spei-

¹D-Mesonen bestehen aus einem c-Quark und einem leichteren Quark (u, d, s)

cherring eingespeist, welcher über zwei getrennten Strahlrohren für Elektronen und Positronen verfügt. In Tabelle 3.1 sind einige Parameter des Speicherrings notiert.

Tabelle 3.1: Parameter des BEPCII [AAB⁺10]

Parameter	
\sqrt{s}	2-4,6 GeV
Umfang	237,5 m
Luminosität @ $\sqrt{s}=3,78$ GeV	$\sim 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Energieauflösung	$5 \cdot 10^{-4}$

3.3 Der Detektor

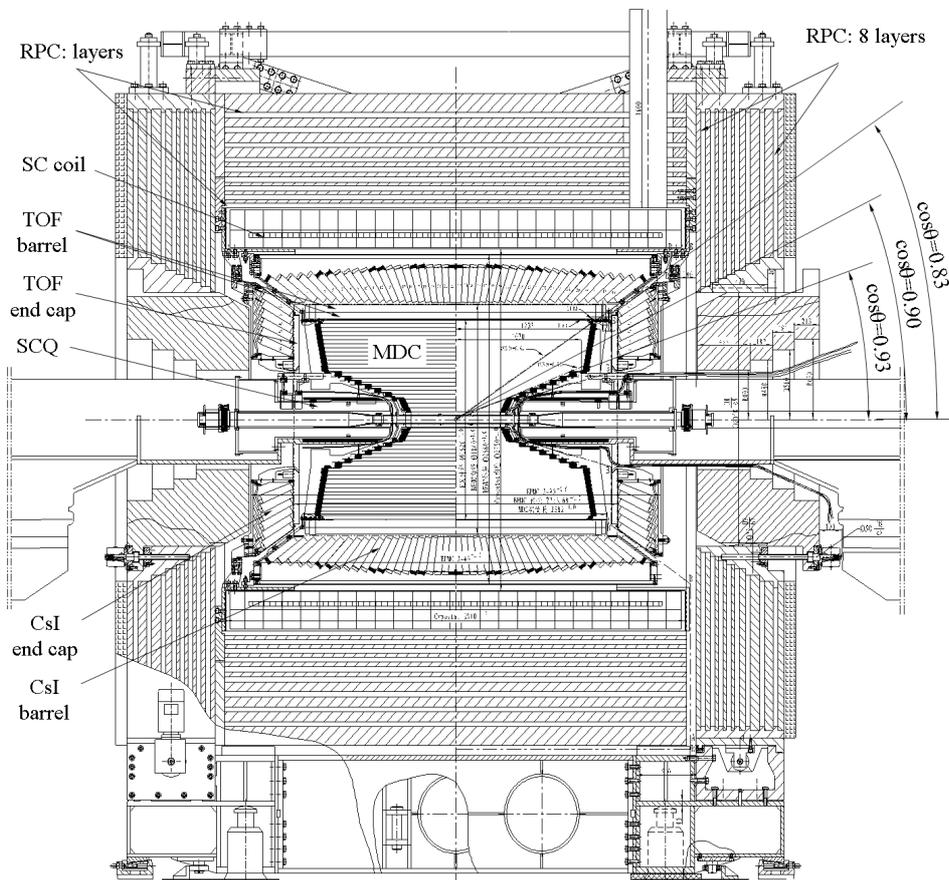


Abbildung 3.1: Der BESIII-Detektor [AAB⁺10]

Eine schematische Darstellung des BESIII-Detektors ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Dieser ist zentral um den Interaktionspunkt schalenförmig angeordnet und besitzt einen supraleitenden Magneten mit einer Magnetfeldstärke von 1,0 T im zentralen Bereich des Detektors. Die einzelnen Subdetektoren werden nachfolgend beschrieben.

3.3.1 Drift-Kammer

Der innerste Subdetektor ist die Main Drift Chamber (MDC), die zur Bestimmung der Impulse von geladenen Teilchen dient. Durch die Messung von dE/dx ist zusätzlich die Identifikation geladener Teilchen möglich.

Die MDC beginnt bei einem Radius von 59 mm und endet bei 810 mm. Sie besteht aus 43 zylindrischen Lagen. Die innersten acht Lagen decken den Winkelbereich $|\cos \Theta| < 0,83$ ab, die äußeren Lagen den Winkelbereich $|\cos \Theta| < 0,93$. Die Ortsauflösung in der R - ϕ -Ebene ist besser als $130 \mu\text{m}$ und für die z -Richtung 2 mm. Die dE/dx -Auflösung ist besser als 6 % und die Impulsauflösung ist gegeben durch

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = 0,32 \% p_t \oplus 0,37 \% / \beta. \quad (3.1)$$

3.3.2 Time-Of-Flight Detektor

Als zweiter Subdetektor ist ein Time-Of-Flight Detektor (TOF) montiert, der aus einem fassförmigen Bereich (Barrel) und zwei Endkappen besteht. Das Barrel ist zusammengesetzt aus 176 Plastiksintillatoren in zwei Lagen und die Endkappen aus jeweils 96 Plastiksintillatoren in zwei Lagen. Die einzelnen Parameter für den TOF-Detektor sind in Tabelle 3.2 aufgelistet.

Tabelle 3.2: Parameter und erwartete Effizienz des TOF [AAB⁺10]

Parameter	Fass	Endkappe
Winkelbereich	$ \cos \Theta < 0,83$	$0,85 < \cos \Theta < 0,95$
Abstand zum IP	0,81 m	1,4 m
Zeitauflösung (1 GeV Myon)	~ 90 ps	~ 120 ps
3σ K/ π -Separation	$< 0,9$ GeV/c	0,9-1,0 GeV/c

3.3.3 Elektromagnetisches Kalorimeter

Zur Messung der Energie und des Ortes von Photonen, Elektronen und Positronen ist ein elektromagnetisches Kalorimeter montiert. Dieses besteht aus einem Barrel und zwei Endkappen. Als Szintillatormaterial werden 6272 CsI(Tl) Kristalle genutzt, die 93 % des gesamten Raumwinkels abdecken. Das Fass deckt den Winkelbereich $|\cos \Theta| < 0,83$ ab. Die beiden Endkappen den Winkelbereich $0,85 < |\cos \Theta| < 0,93$. Als Photodetektor werden pro Kristall zwei Hamamatsu Photodioden verwendet. Um den Verlust von Photonen in den Kristalllücken zu vermeiden, zeigen die Kristalle nicht direkt auf den Interaktionspunkt, sondern sind in ϕ -Richtung um $1,5^\circ$ und in Θ -Richtung um $1,5^\circ$ bis $3,0^\circ$ gekippt.

Das Kalorimeter kann Photonen, Elektronen und Positronen in einem Energiebereich von 20 MeV bis 2 GeV messen. Die Energieauflösung beträgt dabei

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2,3 \%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 1 \% \quad (3.2)$$

und die Ortsauflösung

$$\sigma_{xy} \leq \frac{6mm}{\sqrt{E(\text{GeV})}}. \quad (3.3)$$

3.3.4 Myon Detektor

Der äußerste Detektor ist ein Myon-Detektor, der im Eisenjoch positioniert ist. Er besteht aus resistive plate chambers (RPC), die zwischen den Eisenlagen des Eisenjochs liegen. Im Fass, welches den Winkelbereich $|\cos \Theta| < 0,75$ abdeckt, wurden neun Lagen verbaut. Die Endkappen, in denen aus Platzgründen acht Lagen verwendet werden, deckt den Winkelbereich $0,75 < |\cos \Theta| < 0,89$ ab. Damit werden 89 % des gesamten Raumwinkels abgedeckt. Die Ortsauflösung einer einzelnen RPC beträgt $\sim 1,2$ cm und ist somit kleiner als die Unsicherheit durch Vielfachstreuung [AAB⁺10]. Die Auflösung in Θ und ϕ wird durch die Änderung der Orientierung der einzelnen RPCs von Lage zu Lage um 90° erreicht. Für Impulse größer als $0,5$ GeV/c ist die Myon-Identifikation besser als 90 %.

Kapitel 4

Rekonstruktion des Zerfalls

$$\chi_{c0} \rightarrow K_S K_S \pi^0 \pi^0$$

4.1 Motivation

Zerfälle von Charmonia unterhalb der $D\bar{D}$ -Schwelle, wie z.B. des J/ψ , $\chi_{c0,1,2}$, ..., sollen sehr gluonenreich sein. Die Untersuchung der Resonanzen in dem hier analysierten Zerfall kann daher Aufschluss über mögliche exotische Zustände, wie Gluebälle, Hybride oder Multiquarkzustände, liefern. Vor allem f_0 - und f_2 -Resonanzen, die hauptsächlich in $K\bar{K}$ und $\pi\pi$ zerfallen, können in dieser Analyse genau untersucht werden. Bei mehreren f -Resonanzen wird vermutet, dass sie Gluebälle oder Multiquarkzustände sind. Beispiele hierfür sind das $f_0(980)$ als möglicher $4q$ -Zustand oder das $f_0(1710)$ als möglicher Glueball. Weiterhin sind π -Resonanzen bekannt, wie das $\pi(1800)$, bei denen es sich vermutlich um Hybride handelt. Außerdem werden Tensorgluebälle im Massenbereich zwischen $2,0 \text{ GeV}/c^2$ und $2,4 \text{ GeV}/c^2$ vermutet. Die Untersuchung von möglichst vielen Produktions- und Zerfallskanälen dieser Resonanzen kann zu einem besseren Verständnis der exotischen Materie führen. Mit einer Partialwellenanalyse können zudem die einzelnen Resonanzen sowie ihre Beiträge genau bestimmt werden.

4.2 Daten

Die hier durchgeführte Analyse erfolgt mit den Messdaten, die im Zeitraum von 2009 bis 2010 mit dem BESIII-Detektor aufgezeichnet wurden. Verwendet wird der Datensatz der bei einer Schwerpunktsenergie von 3686 MeV , die der Masse des $\psi(2S)$ -Charmoniumzustandes entspricht, aufgezeichnet wurde. In diesem Datensatz sind keine Randbedingungen, wie z.B. die Anzahl der geladenen Teilchen, auf die Daten angewandt worden. Der Datensatz besteht aus insgesamt etwa 106 Mio. aufgezeichneten $\psi(2S)$ -Ereignissen. Dies entspricht einer integrierten Luminosität von $156,4 \text{ pb}^{-1}$ [A^{+10b}] [A^{+10a}].

4.3 Offline-Software

Die Auswertung erfolgt mit dem BESIII Offline Software System (BOSS). Dieses besteht aus fünf Teilen: Framework, Simulations-, Rekonstruktions-, Kalibrations- und Analyse-Tools. Die Daten werden in drei verschiedenen Dateitypen gespeichert: Rohdaten, rekonstruierte Daten

und Data-Summary-Tape (DST) Daten. Die rekonstruierten Daten und die DST Daten werden als root-Dateien abgespeichert [ABB⁺09]. In der hier vorliegenden Arbeit werden die DST-Daten verwendet.

4.3.1 Simulation

Die Simulation des BESIII-Detektors basiert auf dem GEANT4 Paket. Es besteht aus dem Event-Generator, der Detektorbeschreibung, der Teilchenspurrekonstruktion und der Detektorrespons. Bei BESIII werden verschiedene Event-Generatoren verwendet, wie KKMC, Bhlumi, BesEvtGen, Bhwide, Babayaga und inklusive Generatoren. Die Teilchenspurrekonstruktion und die Interaktion mit dem Detektormaterial wird von einem GEANT4 Paket durchgeführt. Die Detektorrespons beachtet die einzelnen Detektorkomponenten, wobei die Ausleselektronik sowie die realistische Situation (Rauschen, tote Kanäle, usw) berücksichtigt werden [ABB⁺09].

4.3.2 Rekonstruktion

Die Rekonstruktion bei BESIII kann in vier Bestandteile untergliedert werden. Erstens einem Spurrekonstruktionsalgorithmus zur Bestimmung der Impulse geladener Teilchen, zweitens einem Teilchenidentifikationsalgorithmus basierend auf dE/dx- und TOF-Messungen, drittens einem Schauer- und Cluster-Algorithmus zur Messung der Energie und Position im elektromagnetischen Kalorimeter sowie viertens einem Myonenspuralgorithmus. Zusätzlich ist ein Secondary-Vertex-Fit Algorithmus implementiert. [ABB⁺09]

4.4 Vorselektion

Bei dieser Untersuchung des Zerfalls $\psi(2S) \rightarrow \gamma \chi_{c0} \rightarrow \gamma K_S K_S \pi^0 \pi^0$ werden nur Zerfälle untersucht bei dem das K_S in $\pi^+ \pi^-$ und das π^0 in $\gamma \gamma$ zerfällt. Untersucht werden somit 46,77% der Zerfälle¹.

Die BOSS-Software stellt dem Benutzer alle bei einem Event rekonstruierten Teilchen in einer Teilchenliste zur Verfügung. In dieser Analyse werden alle geladenen Teilchen als Pionen angesehen und zu einer Pionenliste zusammengefasst. Für die Auswahl der Photonen wird der Standardphotonenselektor auf die ungeladenen Teilchen angewandt und eine Photonenliste erstellt. Aus den so zusammengesetzten Listen von Photonen und Pionen werden die K_S -Liste ($\pi^+ \pi^-$) und die π^0 -Liste ($\gamma \gamma$) erstellt. In diesen Listen sind alle möglichen Kombinationen enthalten. Die Erstellung der K_S -Liste erfolgt unter Beachtung der elektrischen Ladung der Pionen. Darüber hinaus werden keine weiteren Bedingungen verlangt.

Für die Selektion werden folgenden Kriterien auf die Kombinationen eines Ereignisses angewandt:

- Mindestens 5 und maximal 8 Photonen pro Ereignis
- Die Energie des radiativen Photons liegt zwischen 0,05 GeV und 0,4 GeV
- Die invariante Masse der π^0 's ($\gamma \gamma$) liegt zwischen 0,105 GeV und 0,165 GeV
- Die invariante Masse der K_S 's ($\pi^+ \pi^-$) liegt zwischen 0,45 GeV und 0,55 GeV

¹Berechnet aus den Verzweigungsverhältnissen aus dem PDG [Par06]

4.4. VORSELEKTION

Kombinationen, bei denen die Kriterien nicht erfüllt sind, werden verworfen. Ansonsten wird ein Vertex-Fit angewandt, der die Vierervektoren von jeweils zwei Photonenkandidaten und jeweils zwei Pionkandidaten innerhalb der Fehler variiert, so dass sie auf einen gemeinsamen Vertex zurückzuführen sind. Dieser Vertex ist der Zerfallsort des π^0 bzw. des K_S . Für den Vertex des Zerfallpunktes des K_S wird ein *Secondary-Vertex-Fit* angewandt. Dieser bestimmt die Zerfallszeit und -länge des K_S .

Mit den so bestimmten Vierervektoren wird ein kinematischer Fit durchgeführt. Dieser variiert alle Vierervektoren innerhalb ihrer Fehler und sucht die beste Anpassung an die Randbedingungen [HZL06]. Es wurden folgende Randbedingungen gesetzt:

- Der Anfangsviererimpuls, der durch die Parameter des e^+ - und e^- -Strahls gegeben ist.
- Die invariante Masse von π^0
- Die invariante Masse von K_S

Nach dem kinematischen Fit werden alle Ereignisse, bei dem das χ^2 des kinematischen Fits größer als 100 ist, verworfen. Des Weiteren wurden im Anschluss weitere Kriterien für die Photonen verlangt. Für Photonen im Winkelbereich $|\cos \Theta| < 0,8$ muss die Energie der Photonen größer als 25 MeV sein. Für den Winkelbereich $0,86 < |\cos \Theta| < 0,92$ muss die Energie größer als 50 MeV sein. Die Wahl der Energien ist begründet durch die unterschiedlichen Energieschwellen im Fass und der Endkappe des elektromagnetischen Kalorimeters. Photonen außerhalb des Winkelbereichs werden verworfen.

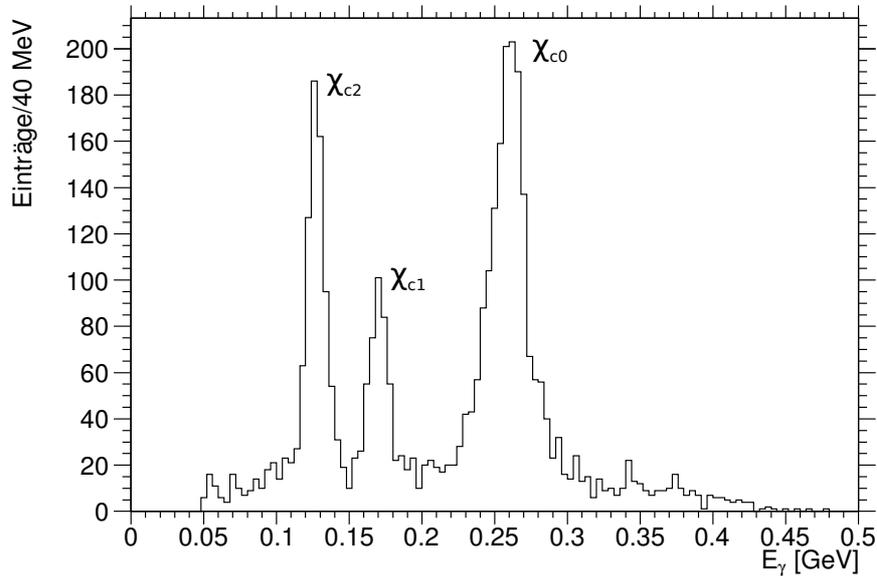


Abbildung 4.1: Energie des radiativen Photons nach der Vorselektion. Deutlich sichtbar sind die Peaks der χ_{cJ} .

In Abbildung 4.1 ist die Energie des radiativen γ 's aufgetragen. Deutlich zu erkennen sind die Peaks für χ_{c0} , χ_{c1} und χ_{c2} . Um den vorhandenen Untergrund zu unterdrücken, werden die folgenden Randbedingungen auf die Daten angewendet:

- *Probability* des kinematischen Fits $> 0,01$
- Distanz des K_S -Vertex zum Primärvertex $> 0,1$ cm

Bei der weiteren Analyse des Zerfallskanals wurde lediglich das χ_{c0} untersucht. Für das χ_{c1} sind etwa ein Faktor vier und für das χ_{c2} sind etwa ein Faktor zwei weniger Ereignisse als beim χ_{c0} vorhanden, weswegen eine Analyse der Resonanzen nicht möglich ist. Um die Zerfälle von χ_{c0} auszuwählen, wurde ein Energiebereich festgelegt in dem die Energie des radiativen Photons liegen muss. Dazu wurden Monte-Carlo-Ereignisse für diesen Zerfallskanal simuliert (1 000 000 Ereignisse). An das hiermit rekonstruierte χ_{c0} -Signal wurde eine Gaußfunktion angepasst. Als erlaubter Energiebereich wurde eine $\pm 3\sigma$ -Umgebung gewählt, dies entspricht einer Energie des radiativen Photons von 0,224 GeV bis 0,295 GeV.

4.4.1 Untersuchung des Untergrundes

Zur Untersuchung des Untergrundes wurden zunächst die inklusiven Monte-Carlo Daten analysiert. Bei diesen sind ausgehend vom $\psi(2S)$ die bekannten Zerfallsbäume mit den bekannten Verzweungsverhältnissen simuliert worden. Dazu wurden die selben Selektionskriterien wie bei den Messdaten angewendet. Sieben Untergrundkanäle wurden genauer untersucht, die nach der Selektion noch vorhanden waren. Dies waren die Zerfallskanäle:

1. $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0 \rightarrow (K_0^* K_S) \pi^0 \pi^0 \rightarrow (K_S \pi^0) K_S \pi^0 \pi^0$
2. $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0 \rightarrow (K_S K_S \gamma) \pi^0 \pi^0$
3. $\chi_{c0} \rightarrow K_S K_S \pi^+ \pi^- \rightarrow (\pi^0 \pi^0) (\pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^-$
4. $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \rightarrow (\gamma \rho^+ \rho^-) \pi^+ \pi^- \rightarrow \gamma (\pi^+ \pi^0) (\pi^- \pi^0) \pi^+ \pi^-$
5. $\psi(2S) \rightarrow K_0^*(1430) K_0^*(1430) \pi^0 \rightarrow (K_S \pi^0) (K_S \pi^0) \pi^0$
6. $\psi(2S) \rightarrow K_S K_S \omega \rightarrow (\pi^+ \pi^-) (\pi^0 \pi^0) (\pi^+ \pi^- \pi^0)$
7. $\chi_{c1} \rightarrow K_S K_S \pi^0 \pi^0$

Für diese Zerfallskanäle wurden jeweils 100 000 Monte-Carlo Ereignisse simuliert. Nach deren Analyse konnten weitere Randbedingungen definiert werden, mit denen der Untergrund reduziert werden konnte.

4.4.1.1 $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0 \rightarrow (K_0^* K_S) \pi^0 \pi^0 \rightarrow (K_S \pi^0) K_S \pi^0 \pi^0$

Nach Anwendung aller Selektionskriterien auf die Monte-Carlo-Daten bleiben noch 1482 Ereignisse übrig. In Abbildung 4.2 ist der J/ψ -Peak aus den Monte-Carlo-Daten dargestellt. An diesen wurde eine Gaußfunktion angepasst. Anhand der bestimmten Werte aus dem Gaußfit wurde ein $\pm 2\sigma$ breites Massenfenster ($3,042 < m_{K_S K_S \pi^0} < 3,146$) definiert. Alle Ereignisse, deren invariante Masse von $K_S K_S \pi^0$ in dem Massenfenster liegt, werden verworfen.

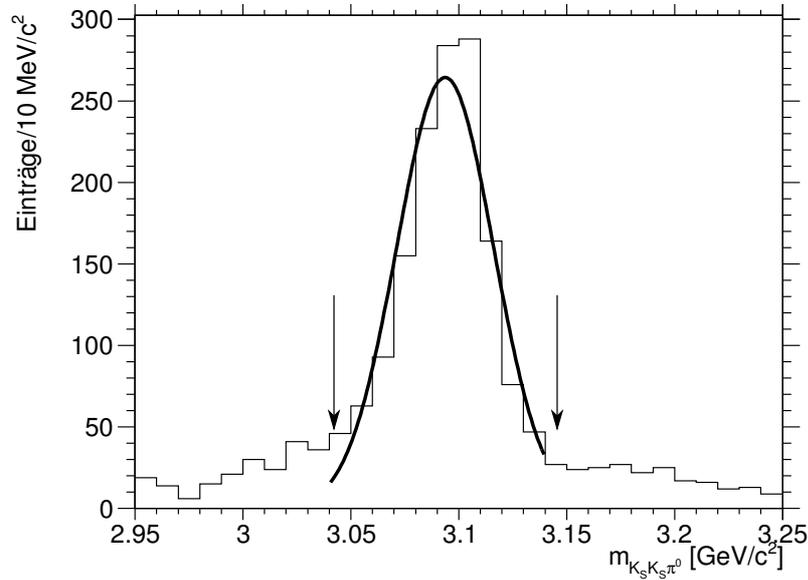


Abbildung 4.2: Fit an die Monte-Carlo Daten des Zerfalls $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0 \rightarrow (K_0^* K_S) \pi^0 \pi^0 \rightarrow (K_S \pi^0) K_S \pi^0 \pi^0$. Die Pfeile geben das Massenfenster an bei dem Ereignisse verworfen werden, um den Untergrund zu reduzieren.

4.4.1.2 $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0 \rightarrow (K_S K_S \gamma) \pi^0 \pi^0$

Bei diesem Untergrundkanal bleiben 580 Ereignisse nach der Anwendung der Selektionskriterien übrig. Abbildung 4.3 zeigt den J/ψ -Peak in den Monte-Carlo-Daten. Mit den bestimmten Werten aus dem Gaußfit wurde ein $\pm 2\sigma$ breites Massenfenster ($3,068 < m_{\psi(2S)} - m_{4\gamma} < 3,14$) definiert. Alle Ereignisse, deren invariante Masse von $K_S K_S \gamma$ in dem Massenfenster liegt, werden verworfen.

4.4.1.3 $\chi_{c0} \rightarrow K_S K_S \pi^+ \pi^- \rightarrow (\pi^0 \pi^0) (\pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^-$

Von 100 000 Ereignissen bleiben nach den Selektionskriterien 207 Ereignisse übrig (siehe Abbildung 4.4). Für diesen Untergrundkanal wird ein Massenfenster auf die $\pi^0 \pi^0$ -Masse gesetzt. Das Massenfenster ist $\pm 2\sigma$ breit ($0,461 < m_{\pi^0 \pi^0} < 0,513$).

4.4.1.4 Restliche Untergrundkanäle

Die Selektionskriterien der ersten drei Untergrundkanäle wurden bei allen weiteren Untergrundstudien angewandt. Null Ereignisse blieben beim Untergrundkanal vier und sechs nach der Selektion übrig. Beim fünften Untergrundkanal verbleiben 75 Ereignisse nach der Selektion. Mit einer Abschätzung des Verzweungsverhältnisses für $\psi(2S) \rightarrow K^{*0}(1430) K^{*0}(1430) \pi^0$ zu 10^{-4} folgt, dass ein Ereignis nach der Selektion in den Daten zu erwarten ist.

Ein weiterer Untergrundkanal, der bei der Analyse des χ_{c0} -Zerfalls in den inklusiven Monte-Carlos nach der Selektion noch vorhanden ist, ist der χ_{c1} -Zerfall in die gleichen Endzustandsteilchen. Zur Untersuchung wurden 100 000 Monte-Carlo Ereignisse simuliert und die Selektionskriterien angewandt. Nach der Selektion bleiben 22 Ereignisse übrig. Unter der Annahme,

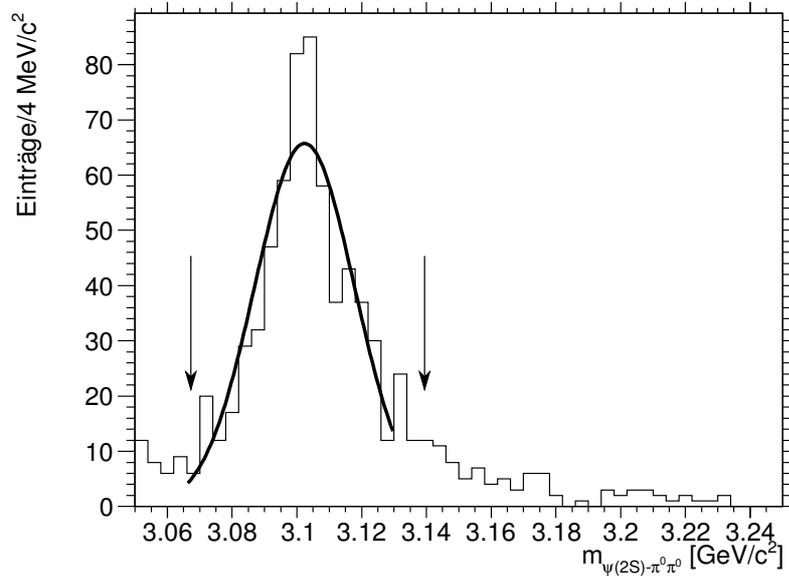


Abbildung 4.3: Fit an die Monte-Carlo Daten des Zerfalls $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0 \rightarrow (K_S K_S \gamma) \pi^0 \pi^0$. Die Pfeile geben das Massenfenster an bei dem Ereignisse verworfen werden, um den Untergrund zu reduzieren.

dass das Verzweungsverhältnis von χ_{c0} und χ_{c1} in die untersuchten Endzustandsteilchen gleich ist, werden zwei Ereignisse nach der Selektion in den Daten erwartet.

In Tabelle 4.1 sind die untersuchten Untergrundkanäle vermerkt. Die Zahl der Ereignisse nach *Cuts* ist die Anzahl der Untergrundereignisse nach der Selektion in den Monte-Carlo-Studien. Die Ereignisse in Daten gibt mit Hilfe der Verzweungsverhältnisse aus dem PDG [Par06] eine Abschätzung über die Anzahl der entsprechenden Untergrundereignisse an, die im selektierten Datensatz zu erwarten sind. Für den zweiten Untergrundkanal wird für das Verzweungsverhältnis von $J/\psi \rightarrow K_S K_S \gamma$ ein Wert von 10^{-5} angenommen. Für das Verzweungsverhältnis von $\psi(2S) \rightarrow K^{*0}(1430) K^{*0}(1430) \pi^0$ wird ein Wert von 10^{-4} angenommen. Diese Werte wurden aus den ähnlichen Zerfällen abgeschätzt, da keine gemessenen Werte vorhanden sind.

Die hier beschriebenen Monte-Carlo-Studien zeigen, dass der Untergrund gut reduziert werden kann. Er entspricht weniger als 2 % der Ereignisse in den Daten. Aus den produzierten Monte-Carlo Daten für diesen Kanal kann eine Rekonstruktionseffizienz von 4,5 % bestimmt werden.

4.5 Vorstellung der Daten

Mit den Daten wurde eine Partialwellenanalyse (PWA) durchgeführt. In diesem Abschnitt werden deshalb lediglich die Histogramme der invarianten Massen diskutiert. Des Weiteren werden die sichtbaren Überhöhungen beschrieben und mögliche Kandidaten für diese erwähnt. Die genaue Analyse erfolgt dann mit der PWA, die im nachfolgenden Kapitel beschrieben wird.

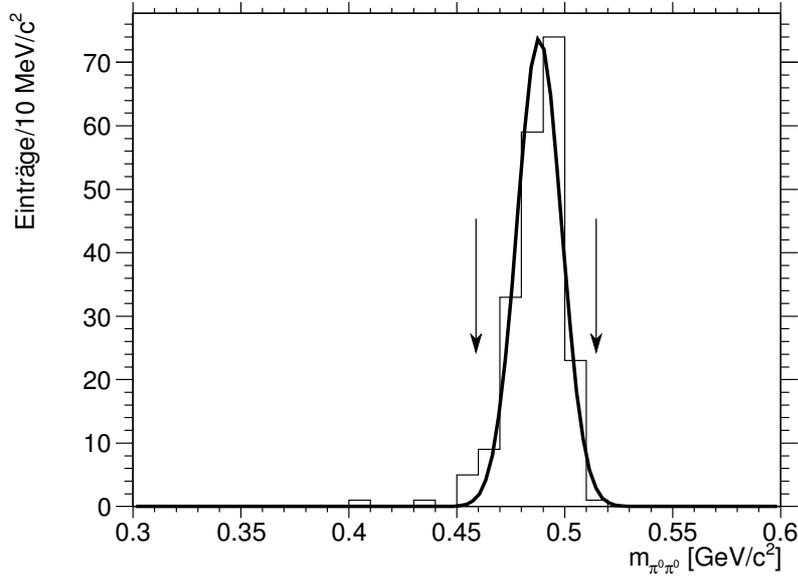


Abbildung 4.4: Fit an die Monte-Carlo Daten des Zerfalls $\chi_{c0} \rightarrow K_S K_S \pi^+ \pi^- \rightarrow (\pi^0 \pi^0)(\pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^-$. Die Pfeile geben das Massenfenster an bei dem Ereignisse verworfen werden, um den Untergrund zu reduzieren.

Die in den nachfolgenden Abbildungen dargestellten Histogramme sind alle nicht effizienz-korrigiert.

In Abbildung 4.5 sind die 2-dimensionalen Histogramme mit allen möglichen Kombinationen der Endzustandsteilchen dargestellt. Je nach Kombination sind aus Symmetriegründen mehrere Einträge pro Ereignis histogrammiert.

- $m_{K_S K_S}$ vs. $m_{\pi^0 \pi^0}$: 1 Eintrag pro Ereignis
- $m_{K_S \pi^0}$ vs. $m_{K_S \pi^0}$: 4 Einträge pro Ereignis
- $m_{K_S K_S}$ vs. $m_{K_S K_S \pi^0}$: 2 Einträge pro Ereignis
- $m_{K_S K_S \pi^0}$ vs. $m_{K_S \pi^0}$: 4 Einträge pro Ereignis
- $m_{K_S \pi^0 \pi^0}$ vs. $m_{\pi^0 \pi^0}$: 2 Einträge pro Ereignis
- $m_{K_S \pi^0 \pi^0}$ vs. $m_{K_S \pi^0}$: 4 Einträge pro Ereignis

In Abbildung 4.5a ist die Summe der $K_S K_S$ -Masse gegen die $\pi^0 \pi^0$ -Masse aufgetragen. Bei der $K_S K_S$ -Masse ist bei etwa $1700 \text{ MeV}/c^2$ und bei etwa $2300 \text{ MeV}/c^2$ jeweils eine Überhöhung zu erkennen. Ebenso ist bei der $\pi^0 \pi^0$ -Masse bei etwa $1000 \text{ MeV}/c^2$ und bei etwa $1700 \text{ MeV}/c^2$ eine Überhöhung vorhanden. Im Kreuzungspunkt $m_{K_S K_S} = 1700 \text{ MeV}/c^2$ und $m_{\pi^0 \pi^0} = 1000 \text{ MeV}/c^2$ ist ein deutlicher Peak sichtbar. Ein naheliegender Zerfallskanal ist $\chi_{c0} \rightarrow f_0(1710) f_0(980)$. Für die anderen Überhöhungen ist eine Aussage aufgrund der geringen Statistik nicht möglich.

Tabelle 4.1: Untersuchte Untergrundkanäle (Für jeden Untergrundkanal wurden 100 000 Monte-Carlo Ereignisse erzeugt)

Untergrundkanal	# Ereignisse nach cuts	# Ereignisse in Daten
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0 \rightarrow (K_0^* K_S) \pi^0 \pi^0 \rightarrow (K_S \pi^0) K_S \pi^0 \pi^0$	4	0.77
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0 \rightarrow (K_S K_S \gamma) \pi^0 \pi^0$	0	$\lesssim 0.09$
$\chi_{c0} \rightarrow K_S K_S \pi^+ \pi^- \rightarrow (\pi^0 \pi^0) (\pi^+ \pi^-) \pi^+ \pi^-$	1	0.28
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \rightarrow (\gamma \rho^+ \rho^-) \pi^+ \pi^- \rightarrow \gamma (\pi^+ \pi^0) (\pi^- \pi^0) \pi^+ \pi^-$	0	< 0.8
$\psi(2S) \rightarrow K^{*0}(1430) K^{*0}(1430) \pi^0 \rightarrow (K_S \pi^0) (K_S \pi^0) \pi^0$	82	$\sim 1,04$
$\psi(2S) \rightarrow K_S K_S \omega \rightarrow (\pi^+ \pi^-) (\pi^0 \pi^0) (\pi^+ \pi^- \pi^0)$	0	< 0.08
$\chi_{c1} \rightarrow K_S K_S \pi^0 \pi^0$	21	1,78

Bei dem Histogramm, welches in Abbildung 4.5b zu sehen ist ($m_{K_S \pi^0} - m_{K_S \pi^0}$), ist einzig die Überhöhung bei einer $K_S \pi^0$ -Masse von etwa $900 \text{ MeV}/c^2$ deutlich sichtbar. Der mögliche Zerfallskanal ist hier $\chi_{c0} \rightarrow K^{*0}(892) K^{*0}(892)$. Eine Überhöhung im Massenbereich von $1400 \text{ MeV}/c^2$ und $2000 \text{ MeV}/c^2$ ist nur undeutlich erkennbar. Eine Zuordnung zu möglichen Kanälen ist deshalb nicht möglich.

Das in Abbildung 4.5c dargestellte Histogramm weist in der $K_S K_S$ -Masse bei ca. $1700 \text{ MeV}/c^2$ und ca. $2300 \text{ MeV}/c^2$ ein sichtbares Band auf. In der $K_S K_S \pi^0$ -Masse sind keine Strukturen erkennbar. Als möglicher Kandidat für den Massenbereich bei etwa $1700 \text{ MeV}/c^2$ kommt das $f_0(1710)$ in Frage.

Im Histogramm in der Abbildung 4.5e ist ein deutliches Band in der $\pi^0 \pi^0$ -Masse im Massenbereich von etwa $1000 \text{ MeV}/c^2$ sichtbar. Der naheliegendste Kandidat ist hier das $f_0(980)$, welches vorwiegend in zwei Pionen zerfällt. Ebenfalls ist bei etwa $1800 \text{ MeV}/c^2$ ein Band und bei etwa $1400 \text{ MeV}/c^2$ eine Struktur zu sehen.

Die Histogramme in Abbildung 4.5d und 4.5f weisen keine deutlichen Strukturen auf. In Abbildung 4.5f ist am Kreuzungspunkt $m_{K_S \pi^0 \pi^0} = 1400 \text{ MeV}/c^2$ und $m_{K_S \pi^0} = 1000 \text{ MeV}/c^2$ sowie am Kreuzungspunkt $m_{K_S \pi^0 \pi^0} = 2400 \text{ MeV}/c^2$ und $m_{K_S \pi^0} = 1600 \text{ MeV}/c^2$ eine Anhäufung erkennbar, bei denen jedoch aufgrund der geringen Statistik keine weiteren Aussagen getroffen werden können.

In Abbildung 4.6 sind die invarianten Massen der möglichen Kombinationen der Endzustandsteilchen dargestellt. Aufgrund der möglichen Kombinatorik sind die Einträge pro Ereignis in den einzelnen Histogrammen unterschiedlich.

- $m_{K_S K_S}$: 1 Eintrag pro Ereignis
- $m_{\pi^0 \pi^0}$: 1 Eintrag pro Ereignis
- $m_{K_S \pi^0 \pi^0}$: 2 Einträge pro Ereignis
- $m_{K_S K_S \pi^0}$: 2 Einträge pro Ereignis
- $m_{K_S \pi^0}$: 4 Einträge pro Ereignis

Im Histogramm mit der invarianten $K_S K_S$ -Masse (Abbildung 4.6a) sind Überhöhungen zu sehen. Die Überhöhungen liegen bei $m_{K_S K_S} = 1000 \text{ MeV}/c^2$, $m_{K_S K_S} = 1400 \text{ MeV}/c^2$,

4.5. VORSTELLUNG DER DATEN

$m_{K_S K_S} = 1700 \text{ MeV}/c^2$ und $m_{K_S K_S} = 2200 \text{ MeV}/c^2$. Für $m_{K_S K_S} = 1000 \text{ MeV}/c^2$ ist das $f_0(980)$ der naheliegendste Kandidat. Für $m_{K_S K_S} = 1700 \text{ MeV}/c^2$ ist es das $f_0(1710)$. Die anderen Überhöhungen sind aufgrund der Vielzahl an möglichen Kandidaten nur mit einer PWA zu bestimmen.

Die Abbildung 4.6b zeigt die invariante $\pi^0\pi^0$ -Masse. Ein deutlicher Peak ist bei einer Masse von $1000 \text{ MeV}/c^2$ zu sehen. Der wahrscheinlichste Kandidat ist hier das $f_0(980)$. Außerdem ist bei $m_{\pi^0\pi^0} = 1750 \text{ MeV}/c^2$ eine weitere Überhöhung zu erkennen.

Das in Abbildung 4.6c abgebildete Histogramm stellt die invarianten Massen von $K_S\pi^0\pi^0$ dar. Bei $m_{K_S\pi^0\pi^0} = 1400 \text{ MeV}/c^2$, $m_{K_S\pi^0\pi^0} = 1800 \text{ MeV}/c^2$ und $m_{K_S\pi^0\pi^0} = 2500 \text{ MeV}/c^2$ treten Überhöhungen auf. Bei diesen Massen und diesem Zerfallskanal gibt es mehrere Kandidaten, weswegen eine Zurordnung nur mit Hilfe der Partialwellenanalyse möglich ist.

Beim Histogramm, welches in Abbildung 4.6d zu sehen ist, ist die invariante Masse von $K_S K_S \pi^0$ dargestellt. Die Daten zeigen keine sichtbare Überhöhung.

Das Histogramm in Abbildung 4.6e zeigt die invariante Masse von $K_S\pi^0$. Hier ist ein Peak bei $m_{K_S\pi^0} = 900 \text{ MeV}/c^2$ zu sehen. Der einzig mögliche Kandidat, welcher in diesen Endzustand zerfällt, ist das $K^{*0}(892)$. Die zweite Überhöhung bei $m_{K_S\pi^0} = 1400 \text{ MeV}/c^2$ im Histogramm ist nur durch eine Partialwellenanalyse ermittelbar.

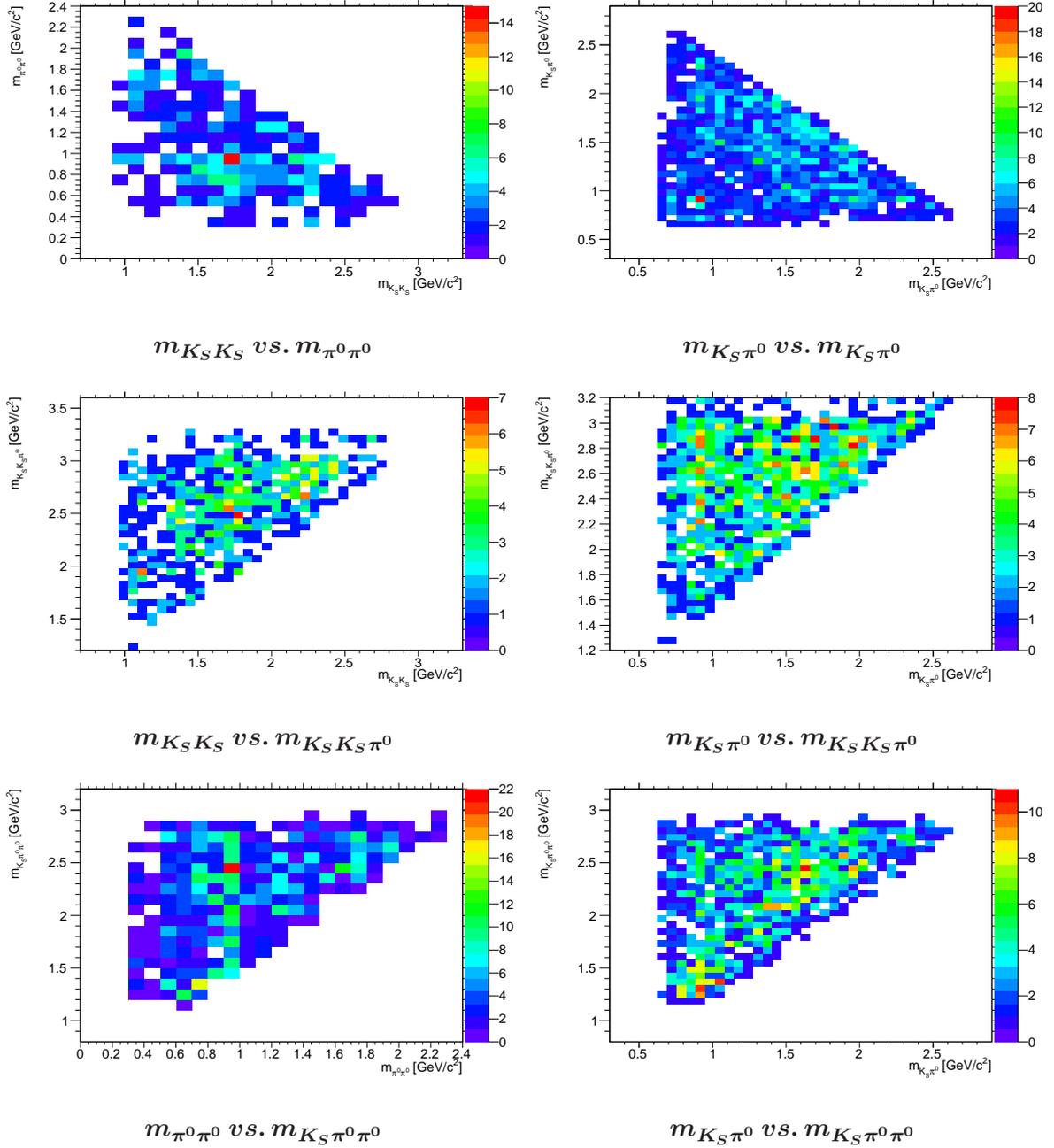


Abbildung 4.5: Aufgetragen sind hier die invarianten Massen der Teilchen-Kombinationen wie sie an der Ordinate und Abzisse stehen. Die Histogramme sind nicht effizienzkorrigiert.

4.5. VORSTELLUNG DER DATEN

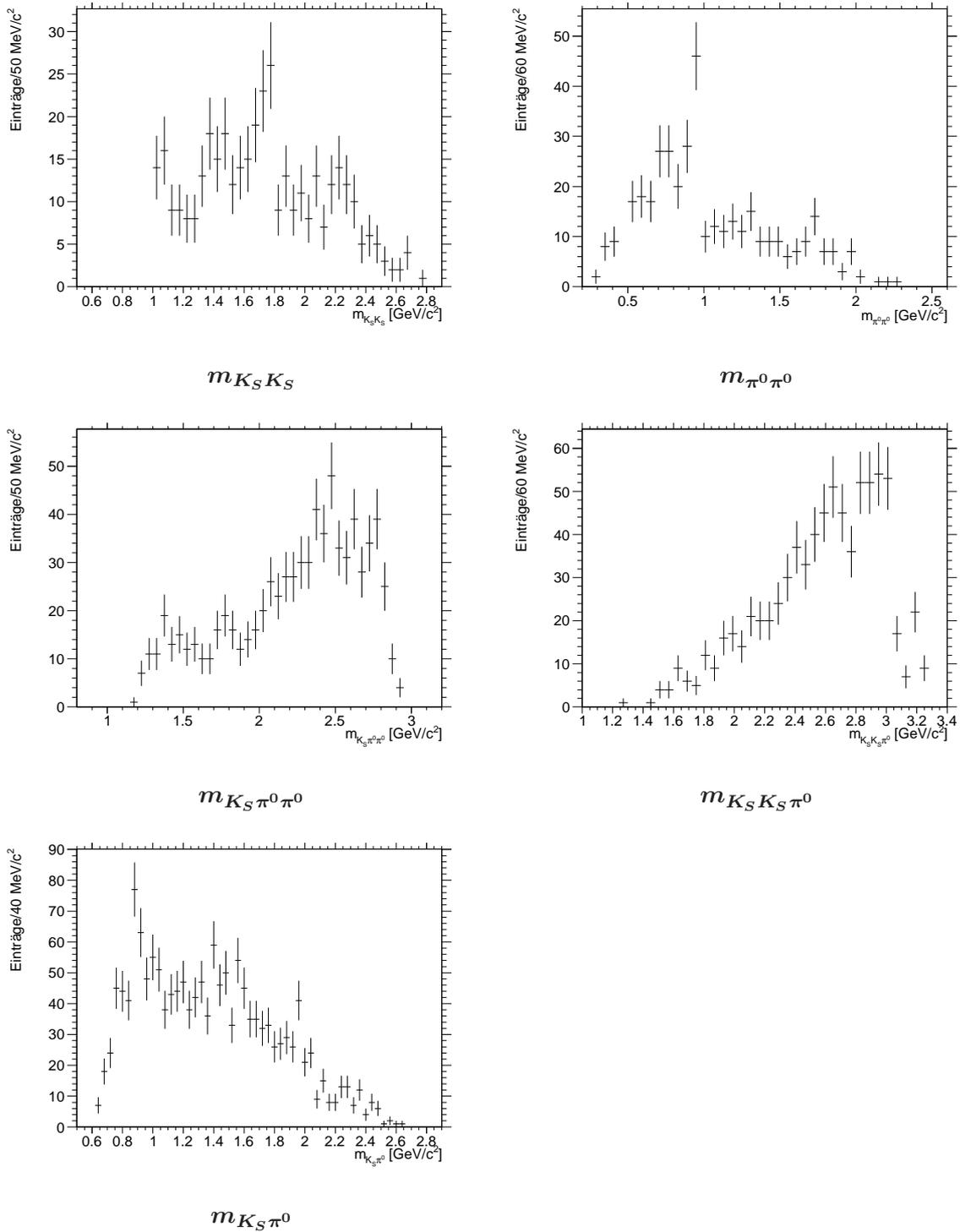


Abbildung 4.6: Aufgetragen sind hier die invarianten Massen der Teilchen wie sie an der Abzisse stehen. Die Histogramme sind nicht effizienzkorrigiert.

Kapitel 5

Partialwellenanalyse

In diesem Kapitel wird die Partialwellenanalyse besprochen, die auf den im vorherigen Kapitel selektierten Datensatz angewendet wurde. Das Ziel der Partialwellenanalyse ist die Bestimmung der Stärke der einzelnen Zerfallsmodi sowie die Bestimmung der Massen und Breiten der beitragenden Resonanzen im Zerfall χ_{c0} nach $K_S K_S \pi^0 \pi^0$.

Zunächst werden die Grundlagen der in dieser Arbeit verwendeten Partialwellenanalyse beschrieben. Diese wurde mit dem Programm PAWIAN [pwa12] (**P**artial **W**ave **I**nteractive **A**nalysis software) durchgeführt, welches an der Ruhr-Universität Bochum entwickelt wurde. Anschließend werden die Ergebnisse dieser Partialwellenanalyse vorgestellt.

5.1 Isobarmodell

In dieser Analyse wurde das Isobarmodell verwendet. Bei diesem wird davon ausgegangen, dass ein Zerfall immer in zwei Teilchen erfolgt. Hierbei gibt es zwei verschiedene Zerfallskanäle des χ_{c0} , die beachtet werden müssen:

- 1 \rightarrow 2 3, 2 \rightarrow 4 5, 3 \rightarrow 6 7
- 1 \rightarrow 2 4, 2 \rightarrow 3 5, 3 \rightarrow 6 7

Im ersten Fall zerfällt das Teilchen 1 in die Zwischenesonanzen 2 und 3, die wiederum über ein Zweikörperzerfall in die Endzustandsteilchen 4, 5 bzw. 6 und 7 übergehen. Im zweiten Fall zerfällt das Teilchen 1 in die Zwischenresonanz 2 und das Endzustandsteilchen 4. Daraufhin zerfällt die Resonanz 2 sequentiell in eine weitere Zwischenresonanz 3 und ein weiteres Endzustandsteilchen 5. Die Resonanz 3 zerfällt zum Schluss in die Teilchen 6 und 7. Die Endzustandsteilchen sind in dem untersuchten Zerfall $K_S K_S \pi^0 \pi^0$. Sie können in allen möglichen Kombinationen in den Zerfallskanälen den Teilchen 4, 5, 6 und 7 zugeordnet werden.

5.2 Die verwendeten Formalismen

Zur Beschreibung der Zerfälle wird der Helizitätsformalismus verwendet. Eine genaue Beschreibung der Formalismen ist in [Chu08] und [Pet06] zu finden. Die Amplitude für einen Zweikörperzerfall ist gegeben durch

$$A_{\lambda_s \lambda_t}^{JM} = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} f_{\lambda_s \lambda_t} D_{M, \lambda_s' \lambda_t'}^{J*}(\Omega_s) \quad (5.1)$$

mit den Helizitäten $\lambda_s \lambda_t$ der Tochterteilchen s und t . $f_{\lambda_s \lambda_t}$ sind die partiellen Helizitätsamplituden. Die D -Funktionen, die die Zerfallswinkelverteilung beschreiben, sind allgemein gegeben über die in z.B. Particle Data Book [Par06] aufgelisteten d -Funktion, durch

$$D_{m'm}^j(\alpha, \beta) = e^{-i\alpha m'} d_{m'm}^j(\beta). \quad (5.2)$$

Hierbei ist α der ϕ -Winkel und β der Θ -Winkel des Zerfalls. Der Zusammenhang zwischen den partiellen Zerfallsamplituden im Helizitätsformalismus $f_{\lambda_s \lambda_t}^J$ und denen im kanonischen Formalismus a_{LS}^J ist gegeben durch:

$$\sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} f_{\lambda_s \lambda_t}^J = \sum_{L,S} \sqrt{2L+1} (L0 S(\lambda_s - \lambda_t) | J(\lambda_s - \lambda_t)) (s \lambda_s t(-\lambda_t) | S(\lambda_s - \lambda_t)) a_{LS}^J. \quad (5.3)$$

In der vorliegenden Arbeit werden die partiellen Amplituden im kanonischen Formalismus entwickelt. Die Anpassung der Zerfallsamplitude erfolgt hierbei über die möglichen Bahndrehimpulse. Dies hat das Vorteil, dass die Paritätserhaltung bei der Beschreibung von Zerfällen über die starke Wechselwirkung einfacher formuliert werden kann und zudem die vom Bahndrehimpuls abhängige Dynamik besser beschrieben werden kann.

5.3 Beschreibung der Dynamik

Da bei der durchgeführten Partialwellenanalyse eine massenabhängige Anpassung durchgeführt wird, wird der dynamische Teil für die Beschreibung der Zerfallskette mit Hilfe von Parametrisierungen beschrieben. So wird für die meisten Resonanzen die Breit-Wigner-Funktion verwendet. Diese ist durch

$$F(m, J) = \frac{\rho m_0 \Gamma B_L}{(m^2 - m_0^2) - i \rho m_0 \Gamma B_L^2} \quad (5.4)$$

gegeben. Hierbei ist $\rho = 2q/m$, wobei q der Zweikörperzerfallsimpuls ist. Γ ist die Zerfallsbreite. B_L bezeichnet die Blatt-Weisskopf-Faktoren, die die vom Bahndrehimpuls des Zerfalls abhängige Zentrifugalbarriere berücksichtigen.

Für die $f_0(980)$ -Resonanz, deren Masse sich unmittelbar an der KK -Schwelle befindet, ist die Formulierung als Breit-Wigner-Funktion nicht geeignet. Stattdessen wird hierfür der Flatté-Formalismus angewendet, der die beiden Zerfallskanäle nach $\pi\pi$ und KK gekoppelt beschreibt.

$$Fl_i(m) = \frac{m_0 \cdot \sqrt{\Gamma_{\pi\pi} + \Gamma_i}}{m_0^2 - m^2 - i m_0 (\Gamma_{\pi\pi} + \Gamma_{KK})}, \quad (5.5)$$

wobei $i = KK$ oder $i = \pi\pi$ ist.

5.4 Maximum-Likelihood-Methode

Bei der Anpassung der Amplitude an die Daten sind mehrere freie Parameter (Massen und Breiten der Resonanzen, partielle Amplituden) vorhanden. Zur Bestimmung dieser freien Parameter wird die Maximum Likelihood-Methode verwendet. Die Wahrscheinlichkeit für ein bestimmtes Ereignis ist gegeben durch:

$$P_d = \frac{\omega(\tau_d, \tilde{x})}{\Xi} \quad (5.6)$$

Hierbei ist ω die Gewichtsfunktion für ein Ereignis. Bei der Gewichtsfunktion wird über alle partiellen Zerfallsamplituden unter Beachtung aller unterschiedlichen Spin-Multiplizitäten, der unterschiedlichen Helizitäten und erlaubten Gesamtdrehimpulse, je nach Spineinstellung der Anfangs- und Endzustandsteilchen kohärent oder inkohärent summiert und quadriert. Die Produktionsamplitude für jeden Gesamtdrehimpuls wird ebenfalls beachtet. Außerdem sind die Zerfallsamplituden und die Massen und Breiten der Resonanzen in der Gewichtsfunktion vorhanden. Die Gewichtsfunktion ist abhängig von allen Observablen τ_d , die den Phasenraum aufspannen, und den freien Parametern \tilde{x} . Das Ξ ist das Phasenraumintegral, auf das die Wahrscheinlichkeiten P_d normiert werden. Das Phasenraumintegral wird mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen numerisch angenähert und ist gegeben durch

$$\Xi \approx \frac{n_d}{n_m} \sum_{m=0}^{n_m} \omega(\tau_m, \tilde{x}). \quad (5.7)$$

Hierbei ist n_d die Anzahl der Datenereignisse und n_m die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse. Somit ist die Likelihood-Funktion gegeben durch:

$$L = n_d! \prod_{d=1}^{n_d} \frac{\omega(\tau_d, \tilde{x})}{\Xi} e^{\frac{-n_d - \Xi}{2n_d}} \quad (5.8)$$

In der Partialwellenanalyse wird die beste Anpassung der Funktion an die Daten gesucht. Da das Produkt vieler Wahrscheinlichkeiten eine kleine Zahl ergibt, wird der negative natürliche Logarithmus dieser Funktion minimiert.

5.5 Likelihood-Quotienten-Test

Beim Likelihood-Quotienten-Test werden zwei Hypothesen miteinander verglichen. Dazu wird der Quotient aus den Likelihood-Werten zweier Hypothesen gebildet:

$$\lambda = \frac{L_1}{L_0} \quad (5.9)$$

Hierbei bezeichnet L_1 den Likelihood-Wert der Hypothese 1, die weniger freie Parameter hat als Hypothese 0 mit dem Likelihood-Wert L_0 . Die Werte von λ liegen zwischen 0 und 1. Eine Beurteilung, ab welchem Wert von λ die Hypothese abgelehnt wird, kann vorgenommen werden, wenn der Likelihood-Quotient durch eine χ^2 -Verteilung angenähert werden kann. Eine genaue Beschreibung hierzu ist in [Jam06] zu finden. In dem Fall gilt:

$$\chi^2 = -2 \ln \lambda \quad (5.10)$$

Über die inverse χ^2 -Verteilungsfunktion kann mit diesem Wert und der Differenz zwischen der Anzahl an freien Parametern der beiden Hypothesen die Wahrscheinlichkeit und damit die Signifikanz berechnet werden, mit der Hypothese 0 besser an die Daten angepasst werden kann als die Hypothese 1.

5.6 Hypothesen

Zur Beschreibung der Daten wurde der Hypothesensatz, der bei der Untersuchung des Zerfalls $\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$ verwendet wurde, genutzt. Dieser Hypothesensatz wurde um mehrere Hypothesen reduziert. Die Reduzierung erfolgte über einen Signifikanztest einzelner Amplituden und Resonanzen sowie über die Anpassung der Massen und Breiten durch die PWA. Die verwendeten Hypothesen mit den verschiedenen Resonanzen und Zerfallskanälen sind in den Tabellen 5.1 sowie 5.2 aufgelistet. In den Tabellen sind ebenfalls die freien Parameter der einzelnen Hypothesen vermerkt. Für jede Hypothese kann die Amplitude und die Phase angepasst werden. Zusätzlich sind bei bestimmten Hypothesen höhere Drehimpulse nicht berücksichtigt worden, wodurch sich weniger freie Parameter ergeben. Hierbei wird der Beobachtung Rechnung getragen, dass Zerfälle von Resonanzen in der Nähe von Schwellen in der Regel durch die S-Welle ($L=0$) dominiert werden. Da in den Daten nur wenige Ereignisse vorhanden sind, wurden die Massen und Breiten von gut bekannten Resonanzen fixiert. Insgesamt gibt es 104 freie Parameter, die durch die PWA bestimmt werden müssen.

Mit dem Hypothesensatz werden möglichst viele verschiedene Resonanzen überprüft. Die Resonanzen, die bei der Diskussion der Daten (siehe Kapitel 4.5) erwähnt wurden, wurden in der PWA als Hypothesen genutzt. Außerdem wurden f_2 - und K -Resonanzen sowie eine π_0 -Resonanz als Hypothese der PWA hinzugefügt. Dadurch kann getestet werden, ob und wie stark diese Resonanzen bei dem Zerfall beitragen.

Tabelle 5.1: Auflistung aller Resonanzen

Hypothese	Bemerkung	freie Parameter
$K^*(892)$	fixiert	0
$K_1(1270)$	fixiert	0
$K_0(1430)$		2
$K_2(1430)$	fixiert	0
$f_0(980)$		3
$f_0(1710)$	fixiert	0
σ		2
$f_2(1270)$	fixiert	0
$f_2(1810)$		2
$f_2(1950)$	fixiert	0
$f_2(2010)$		2
κ		2
$K_1(1680)$	fixiert	0
$K_0(1830)$	fixiert	0
$K_0(1460)$		2
$\pi(1800)$		2

In Abbildung 5.1 und 5.2 sind die zweidimensionalen Histogramme der invarianten Massen für die möglichen Teilchenkombinationen dargestellt. Auf der linken Seite sind jeweils die Histogramme der Daten und auf der rechten Seite die der angepassten Monte-Carlo-Daten aus der Partialwellenanalyse abgebildet. Die entsprechenden eindimensionalen Histogramme

sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Bei diesen Histogrammen sind in rot die Daten dargestellt und in schwarz die angepassten Monte-Carlo-Daten aufgetragen.

Wie in den Abbildungen zu sehen ist, werden die Daten gut durch den Hypothesensatz in der Partialwellenanalyse beschrieben. Die deutliche Überhöhung im $m_{K_S\pi^0}$ vs. $m_{K_S\pi^0}$ -Histogramm, am Kreuzungspunkt der beiden $K^*(892)$ -Bänder ist in den angepassten Monte-Carlo-Daten auch zu erkennen. Ebenso ist im $m_{K_S K_S}$ vs. $m_{\pi^0\pi^0}$ -Histogramm, am Kreuzungspunkt der Masse $f_0(980)$ und der Masse $f_0(1710)$, die Überhöhung in den Daten und in den angepassten Monte-Carlo-Daten sichtbar. Ansonsten sind die Strukturen und Bänder in den Histogrammen der angepassten Monte-Carlo-Daten und den Histogrammen der Daten ähnlich.

In den eindimensionalen Histogrammen gibt es eine sehr gute Übereinstimmung der Daten mit den angepassten Monte-Carlo-Daten. Hier werden auch die Überhöhungen von $K^*(892)$, $f_0(980)$ und $f_0(1710)$ gut durch die Partialwellenanalyse beschrieben.

5.7 Ergebnisse

5.7.1 Signifikanztest

Zur Bestimmung der Signifikanz der partiellen Amplituden wird der Likelihood-Quotiententest (siehe Abschnitt 5.5) verwendet. In Tabelle 5.3 sind die Hypothesen aufgelistet, deren Signifikanz größer als 3σ sind. Von den 31 Hypothesen weisen nur elf eine Signifikanz größer als 3σ und lediglich zwei größer als 5σ auf. Die in den Daten deutlich sichtbaren Überhöhungen $K^*(892)K^*(892)$ und $f_0(980)f_0(1710)$ tragen auch bei der PWA deutlich bei. Die Hypothesen $f_0(980)f_0(980)$, $\sigma f_2(1810)$, $\sigma f_2(2010)$ und $\sigma f_2(1950)$ sind in den Daten ebenfalls erkennbar. Die restlichen Hypothesen mit einer Signifikanz größer als 3σ sind in den Daten nicht direkt sichtbar.

5.7.2 Massen und Breiten

Die aus der Partialwellenanalyse bestimmten Massen und Breiten der nicht fixierten Resonanzen sind in Tabelle 5.4 aufgelistet.

Der statistische Fehler der Massen und Breiten wurde durch die Partialwellenanalyse bestimmt. Der systematische Fehler dieser Größen wurde bestimmt, indem mehrere Partialwellenanalysen durchgeführt wurden, bei denen jeweils eine Hypothese herausgelassen wurde. Dabei wurde darauf geachtet, dass möglichst viele verschiedene Hypothesen deaktiviert werden, die unterschiedliche Bereiche des Phasenraums beschreiben. Der systematische Fehler für die Masse und Breite ist die Standardabweichung, der bei diesen Fits bestimmten Größen.

Deutliche Abweichungen von der Masse, die im PDG notiert ist, gibt es beim $K_0(1460)$. Die aus der PWA bestimmte Masse liegt bei etwa $1300 \text{ MeV}/c^2$. Bei dieser Masse ist keine K -Resonanz bekannt. Hierbei könnte es sich möglicherweise um eine Reflektion einer K -Resonanz im höheren Massenbereich handeln, die durch keine Hypothese abgedeckt wird. Die in Abbildung 5.4 dargestellten Histogramme erhärten diesen Verdacht. Bei diesen Histogrammen wurden alle Hypothesen, bis auf die des $K_0(1460)$ -Beitrags, deaktiviert und die so gewichteten Daten histogrammiert. Im invarianten $K_S\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum ist eine Überhöhung nicht nur bei etwa $1300 \text{ MeV}/c^2$, sondern auch bei über $2000 \text{ MeV}/c^2$ zu sehen. In diesem Massenbereich wird möglicherweise eine Resonanz erzeugt, die nicht im Hypothesensatz vorhanden ist. Da in diesem Massenbereich die K -Resonanzen auch nicht gut bekannt sind und diverse Kombinationen von Quantenzahlen sowie eine Vielzahl von Zerfallsmoden in Betracht

kommen, ist die Wahl einer geeigneten Hypothese sehr schwierig. Deshalb muss es sich bei der $K_0(1460)$ -Anpassung nicht unbedingt um ein physikalisches Teilchen handeln. Die Daten werden jedoch mit dieser Hypothese gut beschrieben, weswegen sie nicht weiter untersucht wird. Bei den restlichen Massen sind teilweise auch Abweichungen zu den Werten aus dem PDG sichtbar. Eine mögliche Erklärung dafür ist die geringe Statistik des Datensatzes, was sich insbesondere in dem großen statistischen Fehler manifestiert.

Die Breiten aller Resonanzen sind kleiner als im PDG aufgelistet, aber im Rahmen der Fehler mit den PDG-Werten vereinbar. Eine Erklärung ist auch hier die geringe Statistik. Bei der $f_0(980)$ -Resonanz ist keine Breite in der Tabelle eingetragen, da bei dieser Resonanz die g -Faktoren für den Zerfall nach $\pi^0\pi^0$ und $K_S K_S$ bestimmt wurden.

5.7.3 Verzweungsverhältnisse

Für die Hypothesen mit einer Signifikanz größer als 3σ wurden die Verzweungsverhältnisse bestimmt. Das Verzweungsverhältnis ist gegeben durch

$$BR = \frac{n_H}{n_{ges}}, \quad (5.11)$$

wobei n_{ges} die Anzahl der gefitteten Monte-Carlo-Ereignisse aus dem Fit mit allen Hypothesen ist. n_H ist die Anzahl der gefitteten Monte-Carlo-Ereignisse, die der entsprechenden Hypothese zuzuordnen sind [Asn06]. Die Fehler der Verzweungsverhältnisse wurden bestimmt, indem mehrere Partialwellenanalyse durchgeführt wurden, bei den jeweils eine Hypothese rausgelassen wurde. Dabei wurde darauf geachtet, dass möglichst viele verschiedene Hypothesen deaktiviert wurden. Aus den so angepassten Fits wurde wieder die Anzahl der gefitteten Monte-Carlo-Ereignisse, für die jeweilige Hypothese, bestimmt. Die Standardabweichung der Anzahl der so ermittelten Beiträge ist der Fehler des Verzweungsverhältnisses.

Diese Verzweungsverhältnisse geben den Anteil der χ_{c0} -Zerfälle nach $K_S K_S \pi^0 \pi^0$ über die hier angegebenen Resonanzen an. Sie geben nicht das Verzweungsverhältnis aller möglichen Zerfälle des χ_{c0} nach $K_S K_S \pi^0 \pi^0$ an.

In Tabelle 5.5 sind die Verzweungsverhältnisse für die Hypothesen mit einer Signifikanz größer als 3σ aufgelistet. Die am stärksten beitragenden Teilchenkombinationen sind Zerfälle nach $\sigma f_2(1810)$ und $\sigma f_2(1950)$. Auch die $\sigma f_2(2010)$ trägt deutlich zum Zerfall bei. Somit sind vor allem die Teilchenkombinationen $\sigma f_2(X)$ an dem Zerfall beteiligt. Die in den Daten gut sichtbaren Zerfälle nach $K^*(892)K^*(892)$ und $f_0(980)f_0(1710)$ haben ein Verzweungsverhältnis von etwa 4%. Das scheinbar kleine Verzweungsverhältnis für die $K^*(892)K^*(892)$ -Kombination, welches in den Daten deutlich sichtbar ist, lässt sich durch die geringe Breite der $K^*(892)$ -Resonanz erklären. Die Produktion der Resonanz $\pi(1800) \rightarrow f_0(980)\pi$ hat ein Verzweungsverhältnis von etwa 7% und eine Signifikanz von $3,2\sigma$. Dies ist ein Anzeichen, dass das $\pi(1800)$ im Zerfall beiträgt. Ebenso trägt die $\kappa\kappa$ -Kombination im Zerfall bei. Die Resonanz $K_0(1830) \rightarrow K^*(892)\pi$ und die Produktion von $f_2(1270)f_2(1270)$ haben nur ein Verzweungsverhältnis von 1,2% bzw. 1,4%. Bei diesen muss in weiteren Untersuchungen überprüft werden, ob sie in diesem χ_0 -Zerfall beitragen.

5.7.4 Resultate

Wie an den Histogrammen zu sehen ist, lassen sich die Daten durch diesen Hypothesensatz gut beschreiben. Durch die geringe Statistik kann eine endgültige Aussage über die in diesem

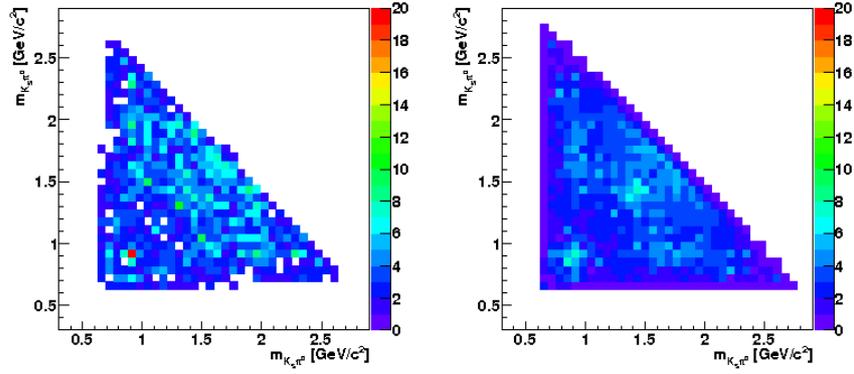
Zerfall vorhanden Resonanzen nicht getroffen werden. Jedoch lassen sich Tendenzen bestimmen, die in einer weiteren Analyse mit einem größeren Datensatz überprüft werden können. Hierbei kann die hier durchgeführte Analyse einen ersten Ansatz zu weiteren Untersuchungen liefern.

Aus den Verzweigungsverhältnissen ist zu erkennen, dass der Kanal $\sigma f_2(X)$ sehr stark bei diesem Zerfall beitragen. Ebenfalls tragen die verschiedenen $f_0(X)f_0(X)$ -Teilchenkombinationen bei. Es sind demnach vor allem die f -Resonanzen, die hier dominant sind. Vor allem das $f_2(2010)$ ist sehr interessant, da es sich hierbei möglicherweise um ein Glueball handelt. Mit einem größeren Datensatz könnte das $f_2(2010)$ in diesem Zerfall genauer untersucht werden. Die einzig signifikant beitragenden K -Resonanzen sind das $K^*(892)$ und das κ . Der Beitrag der Resonanz $K_0(1830) \rightarrow K^*(892)\pi$ ist aufgrund des kleinen Verzweigungsverhältnisses und der Diskrepanz mit dem PDG-Werten, nicht sicher und muss in weiteren Untersuchungen überprüft werden. Die Signifikanz von $3,2\sigma$ und das Verzweigungsverhältnis von $6,8\%$ der Resonanz $\pi(1800) \rightarrow f_0(980)\pi$ zeigen, dass der hier untersuchte Zerfallskanal die Untersuchung des $\pi(1800)$ ermöglicht.

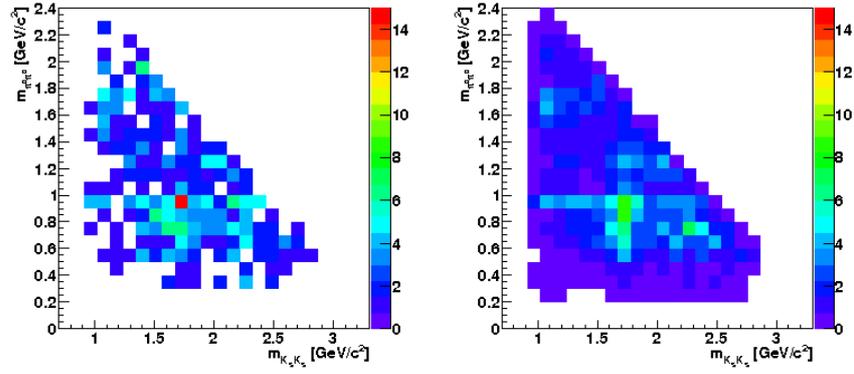
Dieser χ_0 -Zerfallskanal eignet sich zur Suche von exotischen Teilchen insbesondere deshalb, weil es deutliche Hinweise für einen Beitrag des Glueball-Kandidaten $f_2(2010)$ und des Hybridkandidaten $\pi(1800)$ gibt.

Tabelle 5.2: Auflistung aller bei der Partialwellenanalyse verwendeten Amplituden

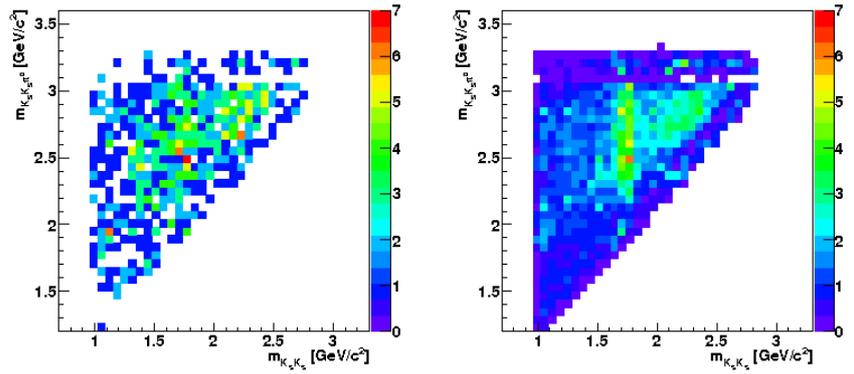
Hypothese	Bemerkung	freie Parameter
Phasenraum		1
$\psi(2S) \rightarrow \chi_{c0}\gamma$		2
$\chi_{c0} \rightarrow K_1(1270)K$	fixiert	0
$\chi_{c0} \rightarrow K^*(892)K^*(892)$		4
$\chi_{c0} \rightarrow f_0(980)f_0(1710)$		4
$\chi_{c0} \rightarrow f_0(980)f_0(980)$		2
$K_1(1270) \rightarrow K^*(892)\pi$		4
$K_1(1270) \rightarrow K_0(1430)\pi$		2
$\chi_{c0} \rightarrow K_2(1430)K_2(1430)$		6
$\chi_{c0} \rightarrow K_0(1430)K_0(1430)$		2
$\chi_{c0} \rightarrow K_0(1430)K_2(1430)$		2
$\chi_{c0} \rightarrow \sigma f_0(980)$		2
$\chi_{c0} \rightarrow \sigma f_0(1710)$		2
$\chi_{c0} \rightarrow \sigma f_2(2010)$		2
$\chi_{c0} \rightarrow \sigma f_2(1950)$		2
$\chi_{c0} \rightarrow \sigma f_2(1810)$		2
$\chi_{c0} \rightarrow f_0(980)f_2(2010)$		4
$\chi_{c0} \rightarrow f_0(980)f_2(1950)$		4
$\chi_{c0} \rightarrow f_0(980)f_2(1810)$		4
$\chi_{c0} \rightarrow f_0(1710)f_2(1810)$		4
$\chi_{c0} \rightarrow f_2(1270)f_2(1270)$		2
$\chi_{c0} \rightarrow f_2(1270)f_2(2010)$		4
$\chi_{c0} \rightarrow f_2(1270)f_2(1950)$		4
$\chi_{c0} \rightarrow f_2(1950)f_2(1950)$		2
$\chi_{c0} \rightarrow \kappa K^*(892)$		2
$\chi_{c0} \rightarrow \kappa K_0(1430)$		2
$\chi_{c0} \rightarrow \kappa\kappa$		2
$\chi_{c0} \rightarrow K^*(892)K_1(1680)$		4
$K_0(1460) \rightarrow \sigma K$		2
$K_0(1830) \rightarrow K^*(892)\pi$		2
$K_0(1830) \rightarrow K_0(1430)\pi$		2
$\pi(1800)\pi^0 \rightarrow f_0(980)$		2
$\pi(1800)\pi^0 \rightarrow \kappa$		2



$m_{K_S \pi^0}$ vs. $m_{K_S \pi^0}$



$m_{K_S K_S}$ vs. $m_{\pi^0 \pi^0}$



$m_{K_S K_S \pi^0}$ vs. $m_{K_S K_S}$

Abbildung 5.1: Aufgetragen sind hier die invarianten Massen der Teilchen-Kombinationen wie sie an der Ordinate und Abzisse stehen. Daten (links), angepasste MC-Daten aus der Partialwellenanalyse (rechts)

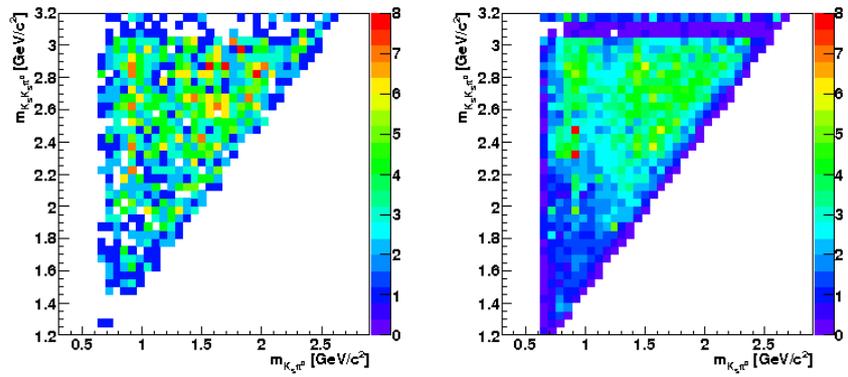
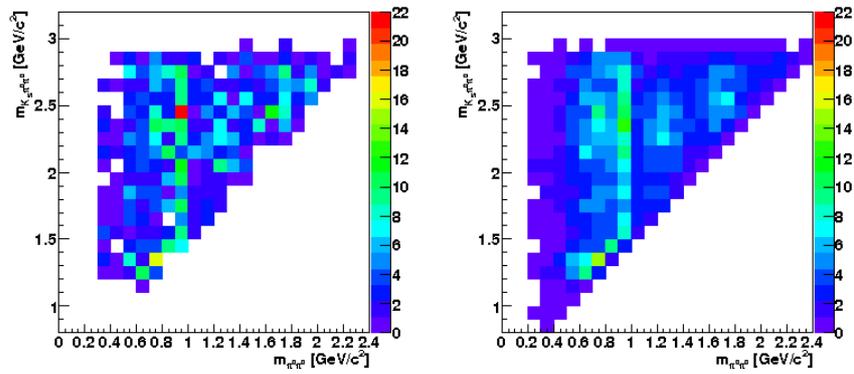
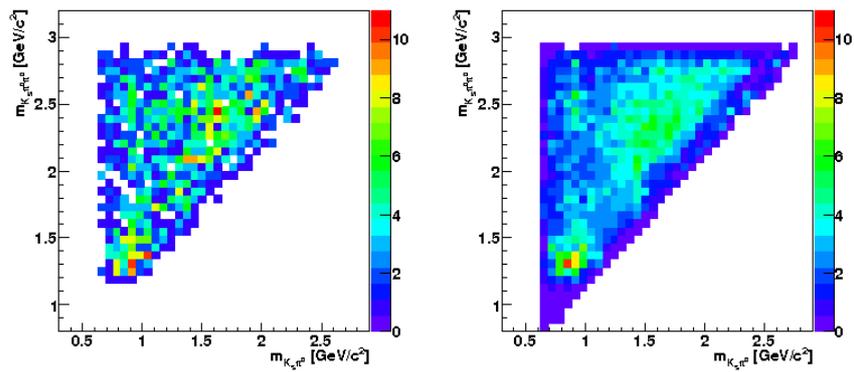

 $m_{K_S K_S \pi^0}$ vs. $m_{K_S \pi^0}$

 $m_{K_S \pi^0 \pi^0}$ vs. $m_{\pi^0 \pi^0}$

 $m_{K_S \pi^0 \pi^0}$ vs. $m_{K_S \pi^0}$

Abbildung 5.2: Aufgetragen sind hier die invarianten Massen der Teilchen-Kombinationen wie sie an der Ordinate und Abzisse stehen. Daten (links), angepasste MC-Daten aus der Partialwellenanalyse (rechts)

5.7. ERGEBNISSE

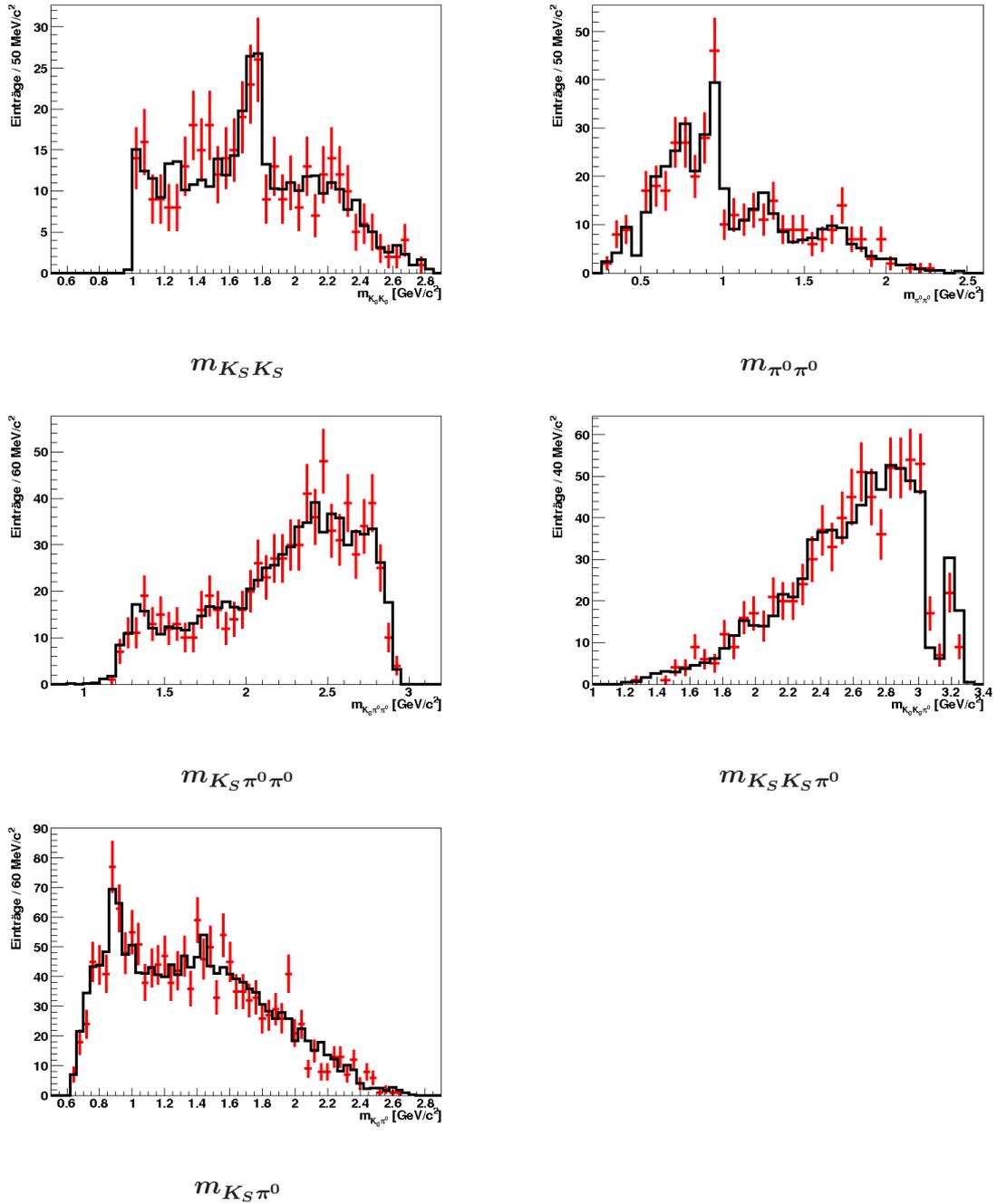


Abbildung 5.3: Aufgetragen sind hier die invarianten Massen der Teilchen wie sie an der Abzisse stehen. In rot sind die Daten dargestellt und in schwarz die angepassten MC-Daten aus der Partialwellenanalyse

Tabelle 5.3: Signifikanzen der Resonanzen mit mehr als 3σ

Hypothese	Signifikanz [σ]
$K_0(1830) \rightarrow K^*(892)\pi$	8,0
$K_0(1460) \rightarrow \sigma K$	6,7
$\chi_{c0} \rightarrow K^*(892)K^*(892)$	4,8
$\chi_{c0} \rightarrow f_2(1270)f_2(1270)$	4,7
$\chi_{c0} \rightarrow f_0(980)f_0(980)$	3,9
$\chi_{c0} \rightarrow \sigma f_2(1810)$	3,8
$\chi_{c0} \rightarrow \sigma f_2(2010)$	3,6
$\chi_{c0} \rightarrow \kappa\kappa$	3,5
$\chi_{c0} \rightarrow f_0(980)f_0(1710)$	3,3
$\chi_{c0} \rightarrow \sigma f_2(1950)$	3,2
$\pi(1800)\pi^0 \rightarrow f_0(980)$	3,2

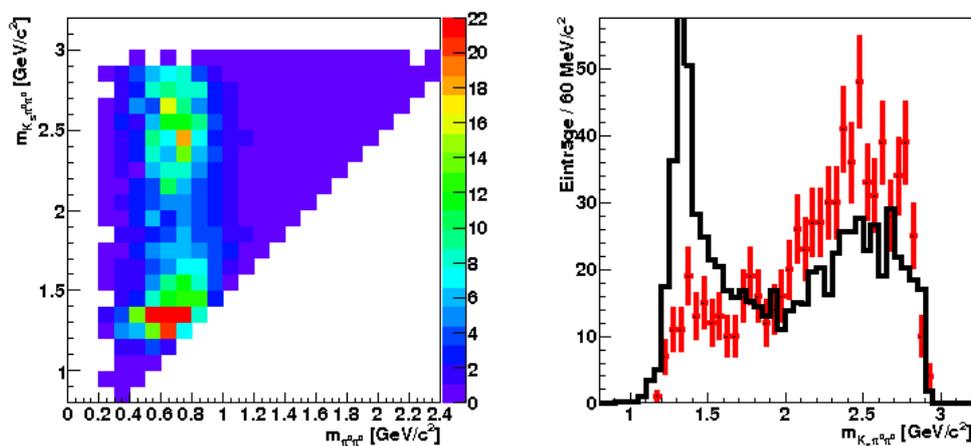


Abbildung 5.4: Angepasste Monte-Carlo-Daten (schwarz) an die Daten (rot) wobei nur die Hypothese $K_0(1460) \rightarrow \sigma K$ berücksichtigt wurde. Im Massenbereich von etwa 2500 MeV ist eine Überhöhung zu sehen. Dies legt die Vermutung nahe, dass es sich beim $K_0(1460)$ um eine Reflektion einer Resonanz im Massenbereich um 2500 MeV handelt.

5.7. ERGEBNISSE

Tabelle 5.4: Massen und Breiten der freien Resonanzen. Für die Breite des $f_0(980)$ ist keine Breite angegeben da für die Resonanz die g-Faktoren für den Zerfall nach $\pi^0\pi^0$ und $K_S K_S$ bestimmt wurden.

Hypothese	Masse aus der PWA [MeV/c ²]	Breite aus der PWA [MeV/c ²]	Masse aus dem PDG [MeV/c ²]	Breite aus dem PDG [MeV/c ²]
$\bar{K}_0(1430)$	$1476 \pm 11 \pm 9$	$90 \pm 28 \pm 15$	1425 ± 50	270 ± 80
$f_0(980)$	970 ± 2	-	980 ± 10	-
σ	$769 \pm 51 \pm 14$	$578 \pm 174 \pm 8$	400-1200	600-1000
$f_2(1810)$	$1804 \pm 18 \pm 30$	$135 \pm 42 \pm 70$	1815 ± 12	197 ± 22
$f_2(2010)$	$1968 \pm 13 \pm 20$	$86 \pm 32 \pm 41$	2011^{+60}_{-80}	202 ± 60
κ	$650 \pm 47 \pm 21$	$249 \pm 62 \pm 28$	676 ± 40	548 ± 24
$K_0(1460)$	$1297 \pm 25 \pm 22$	$172 \pm 39 \pm 19$		
$\pi(1800)$	$1916 \pm 28 \pm 15$	$167 \pm 54 \pm 47$	1812 ± 12	208 ± 12

Tabelle 5.5: Verzweigungsverhältnisse der Resonanzen mit mehr als 3σ

Hypothese	Verzweigungsverhältnis
$K_0(1830) \rightarrow K^*(892)\pi$	$(1,2 \pm 0,2) \%$
$\chi_{c0} \rightarrow K^*(892)K^*(892)$	$(3,7 \pm 0,2) \%$
$\chi_{c0} \rightarrow f_2(1270)f_2(1270)$	$(1,4 \pm 0,1) \%$
$\chi_{c0} \rightarrow f_0(980)f_0(980)$	$(4,0 \pm 0,6) \%$
$\chi_{c0} \rightarrow \sigma f_2(1810)$	$(27,0 \pm 5,0) \%$
$\chi_{c0} \rightarrow \sigma f_2(2010)$	$(7,0 \pm 1,4) \%$
$\chi_{c0} \rightarrow \kappa\kappa$	$(5,8 \pm 0,7) \%$
$\chi_{c0} \rightarrow f_0(980)f_0(1710)$	$(3,8 \pm 0,6) \%$
$\chi_{c0} \rightarrow \sigma f_2(1950)$	$(28,9 \pm 6,9) \%$
$\pi(1800)\pi^0 \rightarrow f_0(980)\pi$	$(6,8 \pm 0,9) \%$

Kapitel 6

Zusammenfassung

Ziel dieser Analyse war die Identifizierung der beitragenden Zwischenresonanzen im Reaktionskanal $\psi(2S) \rightarrow \chi_{c0}\gamma \rightarrow K_S K_S \pi^0 \pi^0 \gamma$. Da der χ_0 -Zerfallsprozess sehr gluonenreich ist, ist die Untersuchung dieses Reaktionskanals geradezu prädestiniert zur Suche nach exotischen Teilchen. So sollten vorzugsweise f_0 - und f_2 -Resonanzen beitragen, die hauptsächlich in $K\bar{K}$ und $\pi\pi$ zerfallen. Bei mehreren f -Resonanzen wird vermutet, dass es sich um Gluebälle oder Multiquarkzustände handelt. Weiterhin können mögliche π -Resonanzen identifiziert werden, die als Kandidaten für Hybrid-Zustände gelten.

Die Analyse basiert auf Messdaten, die mit dem BESIII-Detektor im Zeitraum von 2008 bis 2010 bei einer Schwerpunktsenergie von 3686 MeV, aufgenommen wurden. Die Rekonstruktion des Zerfalls erfolgte mit dem BESIII Offline Software System. Die Partialwellenanalyse wurde mit der Software PAWIAN durchgeführt.

Bei der Rekonstruktion des Zerfallskanals hat sich gezeigt, dass die Statistik noch zu gering ist, um klare Aussagen treffen zu können. Alle zu erwartenden Hauptuntergrundkanäle wurden genauer betrachtet. Durch diese Untersuchung ließ sich der Untergrund hinreichend gut reduzieren.

Durch die geringe Statistik und die große Anzahl an möglichen Zwischenresonanzen ist es mit der Partialwellenanalyse schwierig, eindeutig physikalische Aussagen treffen zu können. Der Datensatz kann jedoch gut mit 31 Hypothesen beschrieben werden. Zur Reduzierung der freien Parameter wurden die Massen und Breiten von gut bekannten Resonanzen fixiert. Die Massen und Breiten der nicht fixierten Resonanzen sind im Rahmen der ermittelten Fehler mit den PDG-Werten vereinbar. Die geringe Statistik erlaubt jedoch keine klaren Aussagen über die bei diesem Zerfall vorkommenden Resonanzen. Es lassen sich jedoch Tendenzen bestimmen. So zeigt sich, dass einige f_2 -Resonanzen bei diesem Zerfall stark beitragen. Ebenso trägt die $\pi(1800)$ -Resonanz zum Zerfall bei. Die in dieser Analyse beitragenden f_0 - und f_2 -Resonanzen sowie π -Resonanzen sind sehr interessant, da sie möglicherweise exotische Materiezustände sind.

In weiteren Untersuchungen mit einem größeren Datensatz müssen die hier vorliegenden Ergebnisse überprüft werden. Hierfür wurden zum Zeitpunkt dieser Arbeit weitere Daten bei der hier untersuchten Schwerpunktsenergie beim BESIII-Experiment aufgenommen.

Teil III

Entwicklung eines Lichtpulsersystems für das elektromagnetische Kalorimeter des \bar{P} ANDA-Detektors

Kapitel 7

Das \bar{P} ANDA-Experiment

Das \bar{P} ANDA-Experiment (Antiproton Annihilation at Darmstadt) ist ein geplantes Experiment an der zukünftigen FAIR-Anlage (Facility for Antiproton and Ion Research) neben dem Gelände der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) in Darmstadt.

7.1 Motivation

Einer der fundamentalen Forschungszweige in der modernen Teilchenphysik ist die Quantenchromodynamik (QCD). Die dabei noch ungeklärten Fragen sind z.B. die Herkunft der Masse von Hadronen deren Bestandteile leichter sind als das Gesamtgebilde, das Confinement der Quarks sowie die Existenz von Glueballs und Hybriden. Das \bar{P} ANDA-Experiment wird dabei folgende Themen untersuchen.

Eines der Hauptziele wird die **Charmoniumspektroskopie** sein, die das Verständnis der starken Wechselwirkung verbessert (siehe Kapitel 2.1.3). Der große Vorteil des \bar{P} ANDA-Experiments ist die Nutzung von Antiproton-Proton-Kollisionen. Hierbei können alle Resonanzen mit den möglichen Fermion-Antifermion Quantenzahlen, anders als bei der Elektron-Positron-Kollision ($J^{PC} = 1^{--}$), direkt in Formation erzeugt werden. Durch den hohen Impuls der Antiprotonen kann zusätzlich das Spektrum oberhalb der Open-Charmschwelle exakt untersucht werden.

Ein weiteres Ziel des \bar{P} ANDA-Experiment ist die Suche nach exotischer Materie. Hierbei können Resonanzen mit exotischen Quantenzahlen, jedoch nicht in Formation, sondern nur mit einem zusätzlichen Rückstoßteilchen, erzeugt werden [K]. Des Weiteren ermöglicht das \bar{P} ANDA-Experiment das Studium von Hadronen in Kernmaterie, die Untersuchung von Hyperkernen, bei denen ein up- oder down-Quark durch ein strange-Quark ersetzt werden. Sowie die Untersuchung von elektromagnetischen Prozessen, wie der Bestimmung des elektromagnetischen Formfaktors des Protons.

7.2 Die Beschleuniger-Anlage

FAIR ist eine internationale Beschleuniger-Anlage, die in Darmstadt neben dem Gelände der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) gebaut wird. Die momentan schon existierenden Beschleuniger der GSI werden nach Fertigstellung als Injektor dienen. Hauptbeschleuniger wird der supraleitende Doppelringbeschleuniger SIS100/SIS300 sein. Dieser wird die Beschleuniger an denen die einzelnen Experimente (10 Experimente aus 5 Forschungsrichtungen) stehen mit

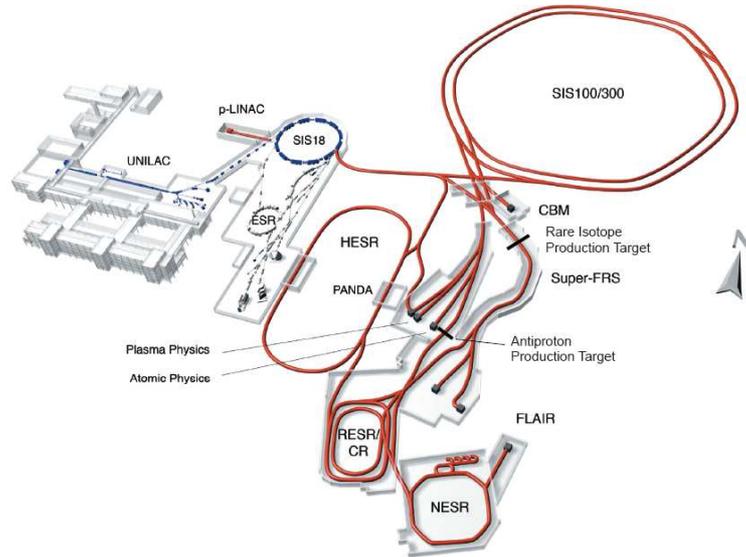


Abbildung 7.1: Geplante FAIR-Beschleunigeranlage neben dem Gelände der GSI, blau: vorhandene Beschleunigeranlage, rot: geplante Beschleunigeranlage (FAIR) [fai06]

Strahlen von Antiprotonen, Ionen und seltenen Isotopen versorgen. In Abbildung 7.1 ist die geplante Anlage graphisch dargestellt.

Der $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor wird am HESR (High Energy Storage Ring) stehen. Der Impuls der vom RESR/CR mit $3,7 \text{ GeV}/c$ bereitgestellten Antiprotonen kann im HESR auf $1,5 \text{ GeV}/c$ bis $15 \text{ GeV}/c$ modifiziert werden. Der HESR kann in zwei Betriebsmodi betrieben werden: Im *high resolution* Modus mit einer sehr guten Impulsauflösung und im *high luminosity* Modus mit einer hohen Luminosität (siehe Tabelle 7.1). Um die gute Impulsauflösung zu erreichen, wird im HESR eine stochastische- ($p > 3,8 \text{ GeV}/c$) und eine Elektronenkühlung ($p < 9 \text{ GeV}/c$) verwendet.

Tabelle 7.1: Betriebsparameter des HESR [tdr08]

Modus	Luminosität $cm^{-2}s^{-1}$	Impulsauflösung $\Delta p/p$	Impuls [GeV/c]
High resolution	$2 \cdot 10^{31}$	$4 \cdot 10^{-5}$	1,5 - 9
High luminosity	$2 \cdot 10^{32}$	10^{-4}	1,5 - 15

7.3 Der Detektor

Der $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor soll im gesamten Raumwinkelbereich die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen, die Teilchenidentifikation sowie die Energiebestimmung mit einer guten Auflösung ermöglichen. Da es sich um ein Fixed-Target-Experiment handelt werden die Teilchen einen Lorentzboost in Vorwärtsrichtung haben. Aus diesem Grund ist der Detektor in zwei Teile unterteilt. Zum einem in das Targetspektrometer, das um den Interaktionspunkt

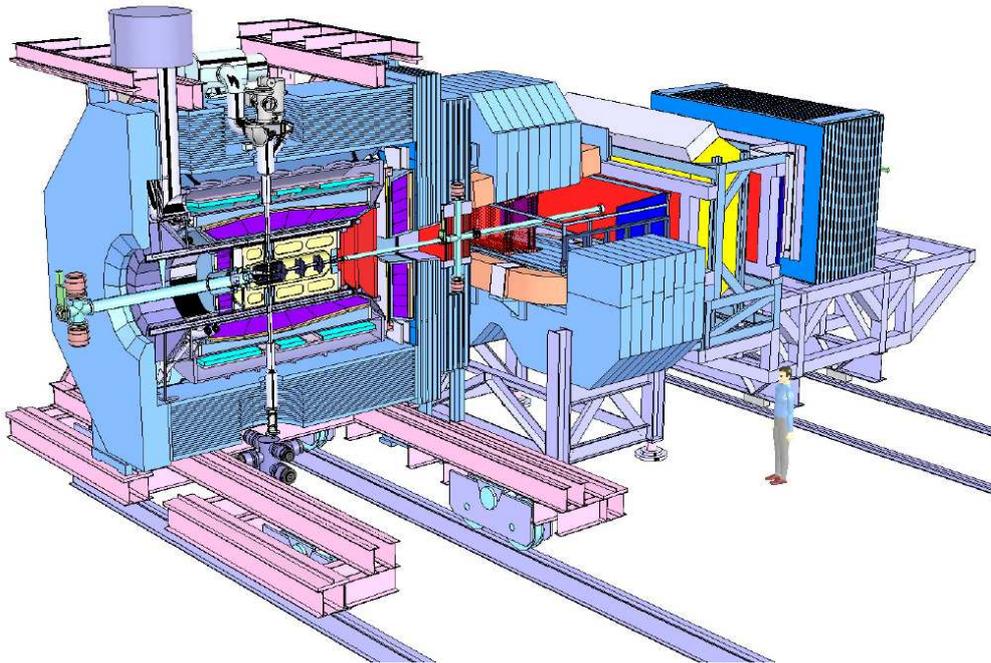


Abbildung 7.2: Der \bar{P} ANDA-Detektor [tdr08]

positioniert ist und einen supraleitenden Magneten mit 2 T hat. Zum anderen in das Vorwärtspektrometer, welches den Winkelbereich von $\pm 5^\circ$ vertikal und $\pm 10^\circ$ horizontal mit einem Dipolmagneten mit einer integrierten Feldstärke von 2 Tm abdeckt. In Abbildung 7.2 ist eine Skizze des \bar{P} ANDA-Detektors dargestellt. Nachfolgend werden die einzelnen Subdetektoren und das Target genauer beschrieben.

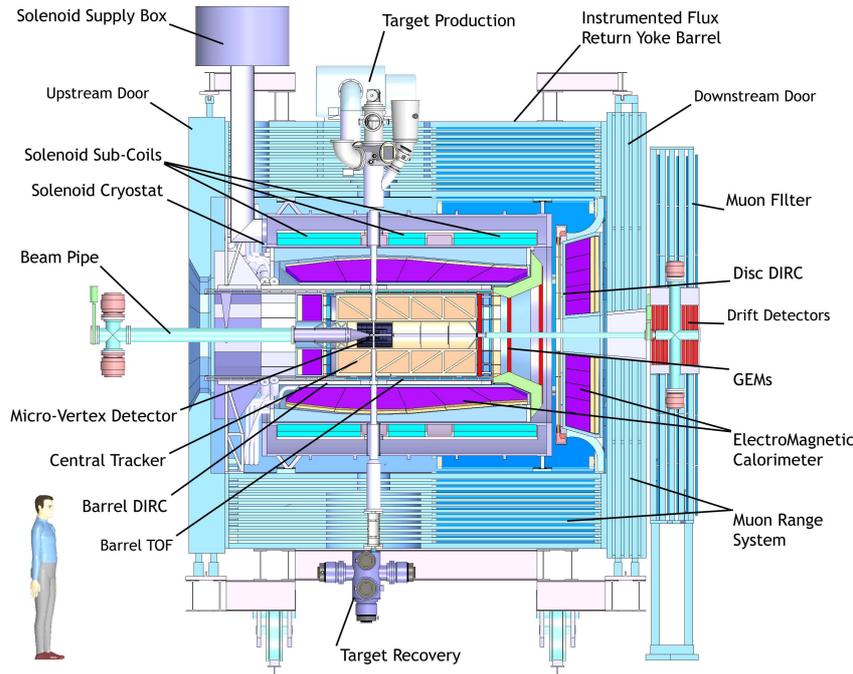
7.3.1 Target

Es sind zwei unterschiedliche Targets vorgesehen. Erstens ein *Cluster-Jet Target* bei dem kalter Wasserstoff über eine Laval-Düse in den Antiprotonstrahl geleitet wird. Der dabei entstehende Strahl besitzt eine homogene Dichte und besteht aus Wasserstoff-Clustern, die bei der Expansion des kalten Gases entstehen. Damit lässt sich eine konstante Luminosität erreichen. Die Alternative ist ein *Pellet Target*, welches aus gefrorenen Wasserstoffkügelchen ($25 - 40 \mu\text{m}$) besteht. Pellets haben eine höhere Dichte als Cluster aus dem Cluster-Jet Target, wodurch eine höhere Luminosität erreichbar ist. Die Abstände zwischen den Pellets betragen 0,5 mm bis 5 mm.

7.3.2 Targetspektrometer

Das Targetspektrometer (siehe Abbildung 7.3) besteht aus mehreren Komponenten die schalenförmig um den Interaktionspunkt angeordnet sind.

Der innerste Detektor ist ein **Micro-Vertex-Detektor (MVD)**, der der Teilchenspuri-identifikation dient und aus Silikon-Pixel-Detektoren und Silikon-Strip-Detektoren bestehen wird. In einem Abstand von 2,5 cm bis 13 cm vom Interaktionspunkt werden vier zylindrische Lagen verbaut. Die beiden innersten Lagen werden aus Silicon-Pixel-Detektoren bestehen. Die


 Abbildung 7.3: Targetspektrometer des \bar{P} ANDA-Detektors [tdr09]

beiden äußeren bestehen aus Silicon-Strip-Detektoren. In Vorwärtsrichtung werden acht Lagen angebracht, wobei die ersten beiden Lagen aus Silicon-Pixel-Detektoren, die Lagen drei bis sechs aus einer Kombination aus Silicon-Pixel- und Silicon-Strip-Detektoren und die letzten beiden aus Silicon-Strip-Detektoren bestehen werden.

Der zentrale Subdetektor für die Spurrekonstruktion besteht aus einem Straw-Tube-Tracker (STT) und GEM-Detektoren. Der **Straw-Tube-Tracker** besteht aus 4200 10 mm dicken aluminisierten Mylar-Röhren mit einem $20\ \mu\text{m}$ dicken Draht im Innern. Die einzelnen Röhren sind 150 cm lang und in 24 Lagen angeordnet ($R = 15\ \text{cm} - 42\ \text{cm}$). Um eine Auflösung von 3 mm in z -Richtung zu erreichen, sind die Inneren acht Lagen gegeneinander verschoben. Die Auflösung in x - und y -Richtung wird $150\ \mu\text{m}$ betragen. Für den Bereich $\Theta < 22^\circ$ werden drei **GEM-Detektoren** (gas electron multiplier) verwendet, die in einem Abstand von 1,1 m, 1,4 m und 1,9 m vom Interaktionspunkt montiert werden.

Für die Teilchenidentifikation sind insgesamt drei Detektoren geplant. Ein **Barrel DIRC** (detection of internally reflected Cherenkov) wird in einem Abstand von 45 - 54 cm zum Interaktionspunkt angebracht und deckt den Winkelbereich von 22° bis 140° ab. Der DIRC besteht aus Quarz mit einem Brechungsindex von 1,47, womit eine Unterscheidung von Pionen und Kaonen in einem Impulsbereich von 800 MeV bis 5 GeV möglich ist. Für den Winkelbereich von 5° bis 22° wird ein **Disc DIRC** direkt vor dem EMC angebracht, der aus einer 2 cm dicken Quarzscheibe mit einem Radius von 110 cm besteht. Für die Identifikation von langsamen Teilchen wird im Fass ein **Time-of-Flight** (TOF) in einem Abstand von 42 - 45 cm zum Interaktionspunkt montiert, der den Bereich von $\Theta = 22 - 140^\circ$ abdeckt.

Direkt hinter den DIRCs wird ein **Elektromagnetisches Kalorimeter** (EMC) montiert. Dieses soll Elektronen, Positronen und Photonen mit einer guten Zeit-, Orts- und Energieauflösung detektieren (siehe Abschnitt 7.3.4).

7.3. DER DETEKTOR

Der äußerste Detektor ist ein **Myon-Detektor**, der im Eisenjoch des Magneten positioniert ist. Dieser wird im Barrel aus 13 Lagen bestehen, wobei die innerste und die äußerste Lage 6 cm und die elf mittleren Lagen 3 cm dick sein werden. In der Vorwärtsrichtung wird es elf Lagen (Dicke: 6 cm) geben, wobei sechs im Eisenjoch der Tür und weitere fünf zwischen dem Targetmagneten und dem Dipolmagneten positioniert werden. Als Detektor werden Drifttubes verwendet bei denen beide Enden ausgelesen werden, um so die Koordinate entlang der Drifttube zu bestimmen.

7.3.3 Vorwärtsspektrometer

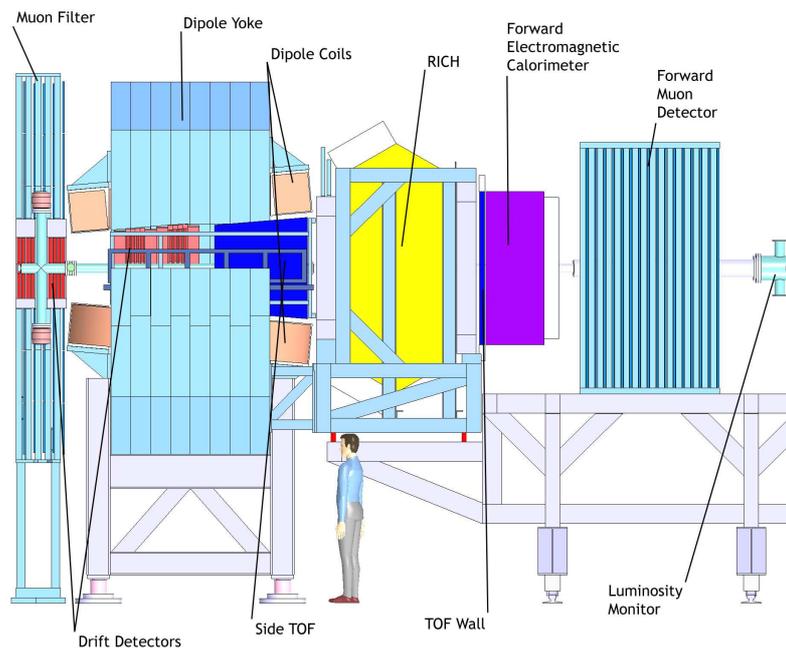


Abbildung 7.4: Vorwärtsspektrometer des \bar{P} ANDA-Detektors [tdr09]

Das Vorwärtsspektrometer beginnt etwa 3,5 m vom Interaktionspunkt entfernt und deckt den Winkelbereich von $\pm 5^\circ$ vertikal und $\pm 10^\circ$ horizontal ab. Die einzelnen Detektoren sind hintereinander angeordnet.

Der erste Detektor ist der **Teilchenspurdetektor**, welcher aus Drahtkammern besteht. Es werden jeweils zwei Drahtkammern vor, im und hinter dem Dipolmagneten angebracht. Dies erlaubt die Teilchenspurrekonstruktion in einem weiten Impulsbereich.

Zur Teilchenidentifikation werden zwei Detektoren verwendet. Hinter der Drahtkammer wird ein **RICH Detektor** (Ring Imaging Cherenkov Detector) montiert, um die Unterscheidung von Kaonen, Pionen und Protonen in einem Impulsbereich von 2 - 15 GeV zu ermöglichen. Zusätzlich wird auch ein **TOF** im Vorwärtsspektrometer montiert, um die Teilchenidentifikation bei niedrigen Impulsen zu verbessern.

In einem Abstand von 7-8 m hinter dem Interaktionspunkt wird ein **elektromagnetisches Kalorimeter** installiert. Dieses wird Photonen und Elektronen mit einer hohen Zeit-, Energie- und Ortsauflösung detektieren.

Hinter dem EMC wird ein **Myon Detektor** positioniert, der ähnlich dem des Targetspektrometers konstruiert wird. Im Vorwärtsspektrometer soll dieser zusätzlich die Detektion von Neutronen und Antineutronen ermöglichen.

7.3.4 Elektromagnetisches Kalorimeter

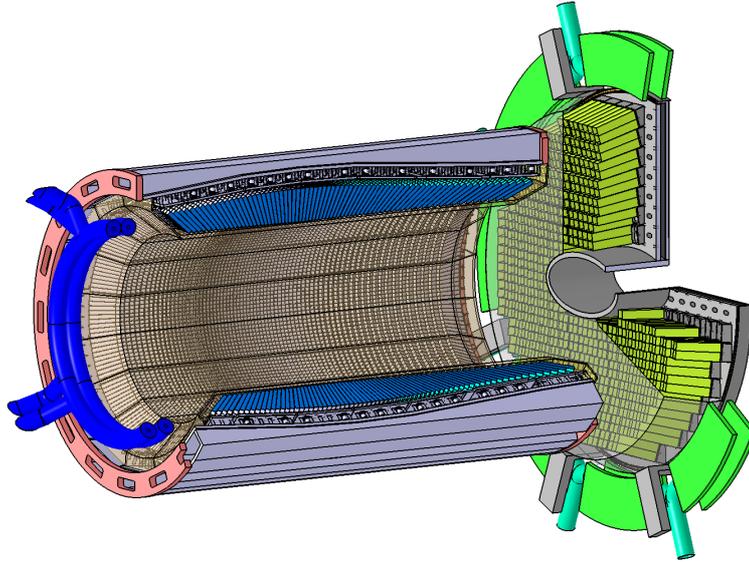


Abbildung 7.5: Das elektromagnetische Kalorimeter [tpr05]

Abbildung 7.5 zeigt das elektromagnetische Kalorimeter des Targetspektrometers. Es besteht aus einem fassförmigen Bereich (~ 11360 Kristalle) und zwei Endkappen (Vorwärts: ~ 3600 Kristalle, Rückwärts: ~ 600 Kristalle) mit etwa 15600 Bleiwolframat-Kristallen (PbWO_4) die fast den gesamten Raumwinkel von 4π abdecken. Diese werden mit APDs (Avalanche Photodioden) oder VPT/Ts (Vakuum-Phototrioden/tetroden) ausgelesen, da die Verwendung von Photomultipliern aufgrund des Magnetfeldes ausgeschlossen ist.

Das EMC soll Teilchen von 10 MeV bis $14,6$ GeV mit einer räumlichen Auflösung von weniger als $0,1^\circ$ detektieren können. Die Einzelkristallschwelle soll bei 3 MeV liegen. Die angestrebte Energieauflösung beträgt

$$\frac{\sigma_E}{E} \leq 1\% \oplus \frac{2\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} . \quad (7.1)$$

Die Eigenschaften von Pb_4WO sind in Tabelle 7.2 beschrieben. Die Vorteile von Pb_4WO sind eine gute Zeitauflösung und eine kurze Strahlungslänge, die einen kompakten Aufbau ermöglicht. Ein großer Nachteil ist die sehr geringe Lichtausbeute. Deswegen werden die Kristalle in $\overline{\text{PANDA}}$ auf -25°C gekühlt, um die Lichtausbeute um den Faktor 4 zu steigern. Aufgrund der großen Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Temperatur ($3\%/K$ @ -25°C) muss die Temperatur der Kristalle konstant gehalten werden.

Bleiwolframat verliert durch Strahlenschäden seine Transmissionseigenschaften. Der Transmissionsverlust ist im Bereich des Szintillationslichtes ($\lambda = 420$ nm) am größten und nimmt mit größerer Wellenlänge ab (siehe Abbildung 7.6). Durch das Aufheizen der Kristalle lassen sich

die Strahlenschäden wieder ausheilen, was aber während der Strahlzeiten nicht realisierbar ist. Für eine gute Bestimmung der im Kalorimeter deponierten Energie ist somit eine Überwachung der Transmission der Kristalle notwendig (siehe Abschnitt 7.3.6).

Tabelle 7.2: Eigenschaften von PbWO_4 [tdr08]

Parameter	
Strahlungslänge X_0	0,89 cm
τ_{decay}	6,5 ns
λ_{max}	420 nm
relative Lichtausbeute	2,5 % (LY NaI) at -25 °C
$d(LY)/dT$	-3,0 %/°C

7.3.5 Kalibration

Um die geplante Auflösung zu erreichen, ist eine gute Kalibration notwendig. Der gesamte $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor wird mit Myonen vorkalibriert, um eine Genauigkeit der Kalibration von 10 % zu erreichen. Für die endgültige Kalibration werden die Reaktionen $\overline{\text{p}}\text{p} \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ und $\overline{\text{p}}\text{p} \rightarrow \pi^0\pi^0\eta$ verwendet. Durch die hohe Produktionsrate (erwartet werden 4200 Ereignisse pro Sekunde) wird es möglich sein jeden Tag eine Kalibration durchzuführen. Für die kontinuierliche Kalibration auf kurzen Zeitskalen wird ein Lichtpulsersystem verwendet (siehe Abschnitt 7.3.6).

7.3.6 Lichtpulsersystem

Das Lichtpulsersystem soll jede Veränderung der Detektorresponse für jeden einzelnen EMC-Kanal überwachen. Dabei ist es unerheblich durch welche Komponente (Kristall, Photodetektor, Elektronik, usw.) diese Veränderung herbeigeführt wird.

Die Anforderungen an das Lichtpulsersystem sind ein Emissionsspektrum der Lichtquelle, das ähnlich dem des Szintillationslichtes von PbWO_4 ist, die Möglichkeit die Intensität des Lichtpulses in einem weitem Bereich (entsprechend 10 MeV bis 15 GeV deponierter Energie im Kristall) variieren zu können, sowie ein kompakter Aufbau, um das Lichtpulsersystem innerhalb des Detektors montieren zu können.

Für das Lichtpulsersystem sollen LEDs mit drei verschiedenen Wellenlängen (450 nm, 530 nm und 660 nm) als Lichtquelle verwenden werden. Wie in Abbildung 7.6 zu sehen, ist der Transmissionsverlust durch Strahlenschäden von PbWO_4 im blauen und grünen Bereich am größten und für Rot deutlich kleiner. Dadurch wird eine Unterscheidung zwischen Strahlenschäden von PbWO_4 und den Veränderungen anderer Komponenten möglich sein.

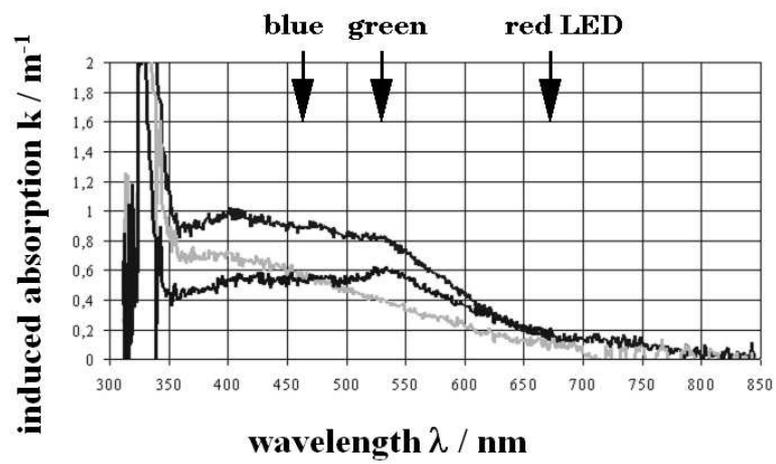


Abbildung 7.6: Veränderung der Transmission von drei PbWO_4 -Kristallen (unterschiedliche Linien) nach einer Bestrahlung mit einer Dosis von 200 Gray (^{60}Co) [tdr08]

Kapitel 8

Das Lichtpulsersystem des $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors

In der Diplomarbeit “Prototypmessungen für das PANDA elektromagnetische Kalorimeter” [Mot08] wurden erste Messungen für die Entwicklung eines Lichtpulsersystems für das elektromagnetische Kalorimeter des $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors durchgeführt. Untersucht wurden verschiedene LED-Treiber und LEDs sowie die Verteilung des Lichtes auf die Lichtwellenleiter. Außerdem wurden erste Tests mit LCDs als Transmissionsfilter durchgeführt. In der vorliegenden Arbeit wurde die Entwicklung des Lichtpulsersystems weitergeführt und ein erster Prototyp konstruiert sowie in Betrieb genommen.

8.1 Aufbau des Lichtpulsersystems

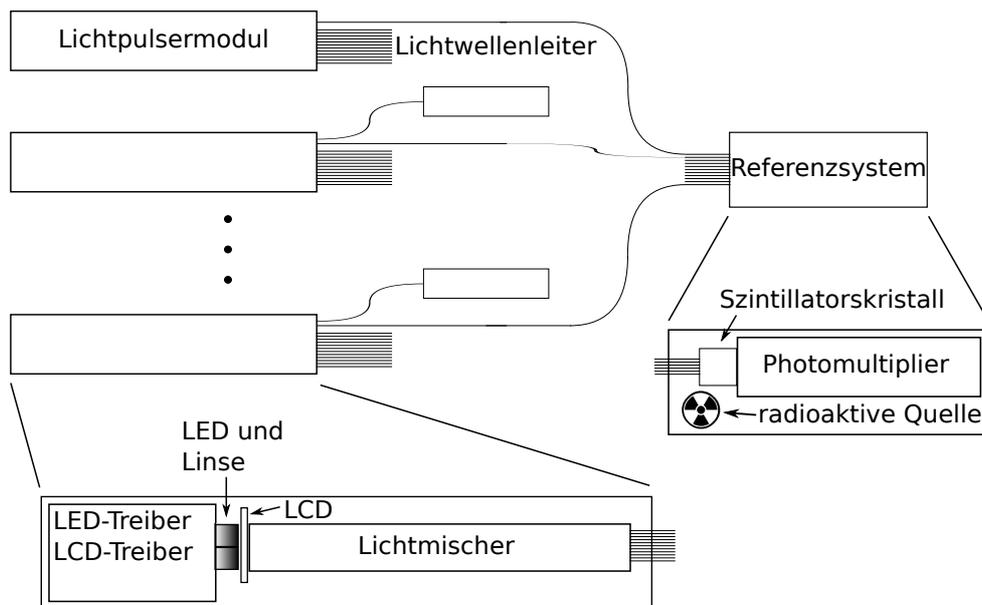


Abbildung 8.1: Schematische Darstellung des Lichtpulsersystems

Der prinzipielle Aufbau des Lichtpulsersystems ist in Abbildung 8.1 als schematische Skizze dargestellt. Alle Lichtpulsermodule sind mit einem Lichtwellenleiter an einem Referenzsystem mit einer radioaktiven Quelle angeschlossen. Dabei wird das Licht mittels eines Lichtwellenleiters vom Lichtpulsermodul zu den Kristallen transportiert. Hierdurch sind keine Stecker notwendig, die eine Reduktion der Lichtintensität bewirken würden und möglicherweise nicht langzeitstabil sind.

Ein Lichtpulsermodul besteht zum einen aus der Elektronik mit den LED-Treibern für die einzelnen LEDs, dem LCD-Treiber sowie dem Mikrocontroller-Board zur Ansteuerung der Treiber und zur Kommunikation über CAN-Bus. Darüberhinaus sind die LEDs und die LCDs in dem Lichtpulsermodul verbaut. Daneben besteht ein Lichtpulsermodul aus der Optik, die das Licht zu den Kristallen leitet, welche aus den Linsen für die einzelnen LEDs, dem Lichtmischer und den Lichtwellenleitern zusammengesetzt ist. Die Elektronik ist auf fünf Platinen montiert, die mit Steckverbindern zusammengesetzt werden, um einen kompakten Aufbau zu realisieren. In den folgenden Unterkapiteln werden die einzelnen Platinen genauer beschrieben.

Das Referenzsystem besteht aus einem Photomultiplier, an dem ein Szintillationskristall montiert ist, und aus einer radioaktiven Quelle. Das Emissionsspektrum der radioaktiven Quelle wird als zeitstabile Referenz für den Lichtpuls verwendet.

Die Lichtpulsermodule werden am Rand der Endkappe außerhalb des gekühlten Bereichs untergebracht. Das Referenzsystem mit der radioaktiven Quelle wird sich außerhalb des Detektors befinden. Hierzu werden Lichtwellenleiter von den einzelnen Lichtpulsermodulen vom Inneren des Detektors nach außen geführt.

8.2 LED-Treiber für die blaue LED

In der Diplomarbeit [Mot08] wurden drei verschiedene LED-Treiber getestet. Diese sollen einen Lichtpuls erzeugen, der ähnlich dem des Szintillationslichtes von PbWO_4 ist. Der geeignetste LED-Treiber ist dem Artikel “An ultraviolet nanosecond light pulse generator using a light emitting diode for test of photodetectors” [AFH97] entnommen. Dieser wurde nun weiter an die geforderten Eigenschaften angepasst.

8.2.1 Schaltung

Der Schaltplan der endgültigen Version ist in Abbildung 8.2 dargestellt. Die Ansteuerung erfolgt, wie auch zuvor, mit einem Monoflop, um ein kurzes Triggersignal von etwa 60 ns zu erzeugen. Damit wird ein Transistor geschaltet, der ein Triggersignal mit für den LED-Treiber hinreichender Leistung liefert. Im Vergleich zu dem LED-Treiber aus der Diplomarbeit wurden einige Veränderungen vorgenommen. Um eine höhere Lichtintensität bei gleicher Anstiegszeit zu realisieren, werden in der aktuellen Version drei statt zwei Transistoren verwendet, wodurch die LED mit einer höheren Spannung betrieben werden kann¹. Die Lichtintensität steigt dadurch um etwa 33 %. Zudem hat der Ladekondensator eine höhere Kapazität, was die Lichtintensität auf Kosten einer längeren Anstiegszeit weiter steigert (siehe Kapitel 8.2.2).

Der Strom der Hochspannungsversorgung, die den Ladekondensator lädt, wird über den Widerstand R9 auf unter 6 mA begrenzt. Die Hochspannungsversorgung wird nicht durchgehend belastet, sondern nur während und kurz nach dem Lichtpuls. Um Schwankungen in

¹Bei einer höheren Spannung wird die Sperrschicht in der LED schneller durch Ladungsträger verkleinert.

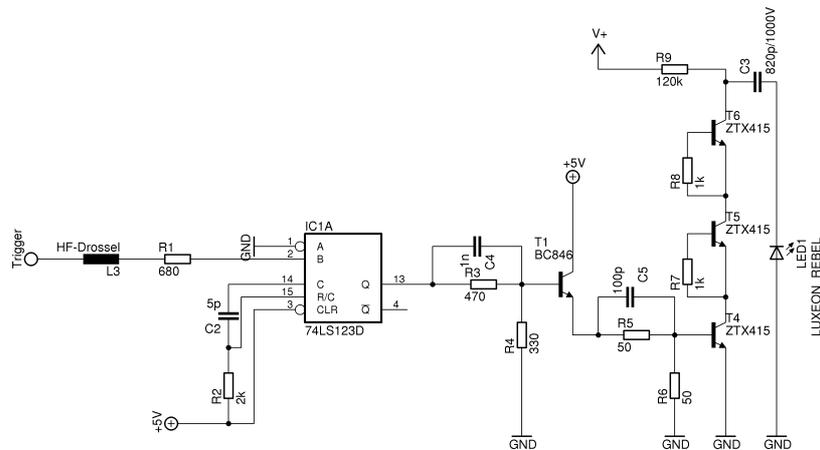


Abbildung 8.2: Schaltung des Treibers für die blaue LED

der Spannungsversorgung und damit in der Lichtintensität zu vermeiden, muss die Hochspannungsversorgung genügend Leistung in kurzer Zeit liefern können.

Die Spannung des Lichtpulsers kann in einem Bereich von 650 V bis 700 V variiert werden. Unterhalb von 650 V wird kein Lichtpuls erzeugt. Die Obergrenze wird durch die Spannungsfestigkeit der Transistoren bestimmt. Die Lichtintensität bei der maximalen Spannung ist etwa 8 % größer als bei der minimalen Spannung.

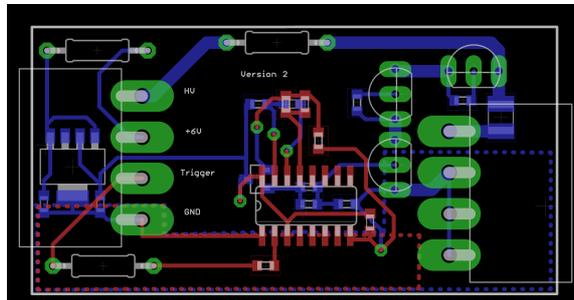


Abbildung 8.3: Zweilagige Platine des Treibers für die blaue LED. Lage 1 (rot), Lage 2 (blau), Durchführungen (grün)

Der LED-Treiber für die blaue LED ist auf einer separaten Platine montiert. Diese ist in Abbildung 8.3 dargestellt. Die Platine ist nur $54 \times 29 \text{ mm}^2$ groß und besteht aus zwei Lagen. Auf der rechten Seite direkt neben dem Steckverbinder², der zur LED führt, sind die drei Avalanche-Transistoren und der Ladekondensator montiert. Dadurch ist die Verbindung zwischen Kondensator und LED sehr kurz.

8.2.2 Form des Lichtpulses

In Abbildung 8.4 ist ein Lichtpuls abgebildet, welcher mit einem Photomultiplier³ gemessen wurde. Zusätzlich ist das Szintillationslicht von PbWO_4 bei -25°C in Abbildung 8.4 darge-

²IPBT-104-H1-T-S-RA der Firma Samtec

³Hamamatsu H7415

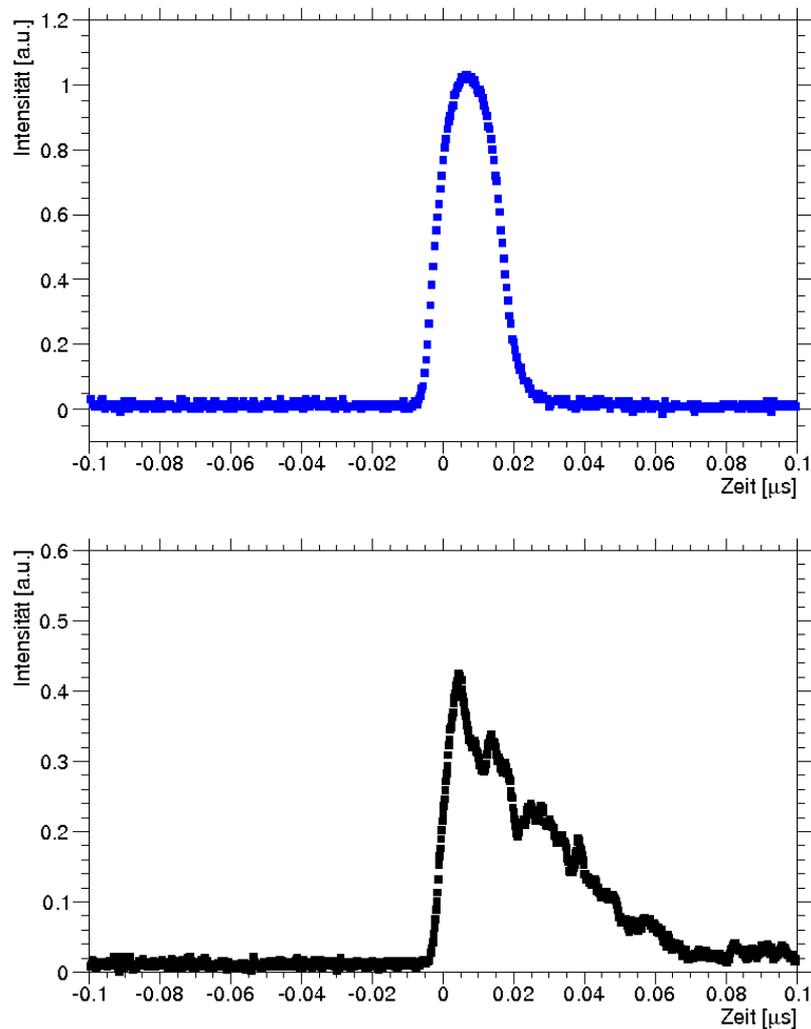


Abbildung 8.4: Lichtpuls des LED-Treibers für die blaue LED (oben), Szintillationslicht von PbWO₄ bei -25 °C (unten)

stellt. Die Anstiegszeit des Lichtpulses wurde zu 6 ns gewählt, so dass sie der Anstiegszeit des Szintillationslichts bei -25 °C entspricht. Hier ist zu beachten, dass das Signal durch die Modendispersion in den Lichtfasern verlängert wird. Die Abfallzeit konnte jedoch nicht dem Szintillationslicht angepasst werden und ist deutlich kürzer. Während die Abfallzeit für PbWO₄ 68 ns beträgt, liegt sie beim Lichtpuls nur bei 15 ns.

In der Version des LED-Treibers, die während der Diplomarbeit [Mot08] genutzt wurde, war immer ein zweiter kleinerer Puls etwa 30 ns nach dem ersten vorhanden. Zwar konnte auch während dieser Arbeit der Grund für den zweiten Puls nicht abschließend geklärt werden, jedoch konnte dieser zweite Lichtpuls in der endgültigen Version nicht mehr beobachtet werden. Vermutet werden Reflexionen in der Verbindung zwischen den Transistoren und der LED, die durch den Aufbau auf einer kleinen Platine, bei der die LED nah an den Transistoren montiert ist, nicht mehr auftreten.

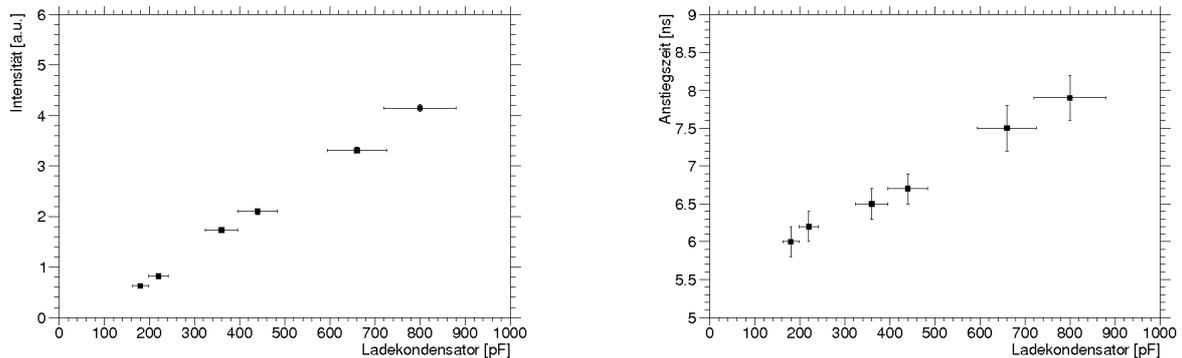


Abbildung 8.5: Anstiegszeit (links) und Intensität (rechts) gegen Kapazität des Ladekondensators (blaue LED)

Die Lichtpulse des LED-Pulsers sollen die in Kapitel 7.3.6 genannten Eigenschaften besitzen. Dazu ist es notwendig, Anstiegszeit und Lichtintensität anpassen zu können. Dies ist zum einen mit einer höheren Spannung und zum anderen über die Kapazität des Ladekondensators möglich. Eine weitere Erhöhung der Hochspannung führt zu einer höheren Anforderung an die Hochspannungsversorgung. Eine Veränderung des Ladekondensators ist eine kostengünstige Möglichkeit, die Pulsform und die Lichtintensität zu beeinflussen. In Abbildung 8.5 sind die Lichtintensität gegen die Kapazität des Ladekondensators dargestellt (links) und die Anstiegszeit des Lichtpulses gegen die Kapazität des Ladekondensators (rechts). Mit der Erhöhung der Lichtintensität über den Kondensator steigt auch die Anstiegszeit. Hier muss ein Kompromiss aus Lichtintensität und Anstiegszeit gewählt werden.

8.2.3 Stabilität

Verschiedene Tests über unterschiedlich lange Zeiträume haben gezeigt, dass der Lichtpulser nur eine geringe Schwankung bei konstanter Temperatur aufweist ($\sigma = 1\%$).⁴ Die Stabilität des Lichtpulsers beim Einschalten wurde in einem Klimaschrank bei konstanter Temperatur untersucht. Wenn der Lichtpulser komplett ausgeschaltet ist (LV, HV aus), dauert es etwa 30 min bis er seine endgültige Lichtintensität erreicht hat. Dabei steigt die Lichtintensität um etwa 2%. Ist nur die Hochspannung ausgeschaltet, so erreicht der Lichtpulser nach weniger als 1 min seine endgültige Lichtintensität. Der Anstieg beträgt dabei weniger als 1%. Das Einschaltverhalten wurde bei 20 °C und 30 °C getestet. Die Abhängigkeit der Lichtintensität von der Außentemperatur ist kleiner als 1%/K.

Zur Prüfung der Strahlenhärte des Pulsers wurde dieser mit einer ^{60}Co -Quelle an der Justus-Liebig Universität in Giessen bestrahlt. Die Rate betrug etwa 230 Gy/h. Zu Beginn der Bestrahlung ist die Lichtintensität exponentiell um 10% gefallen und blieb dann während der restlichen Messung konstant. Nach Entfernen der Quelle ist die Lichtintensität wieder angestiegen, so dass ein Intensitätsverlust von etwa 5% nach einer Gesamtdosis von ~ 700 Gy gemessen wurde. Am Rand der Endkappe hinter der Backplate wird eine Strahlendosis von 12,5 Gy nach einer Betriebsdauer von zehn Jahren erwartet⁵ [Rot12]. Da zu Beginn dieser Arbeit die Möglichkeit erwogen wurde, den Lichtpulser auch unter kleinen Θ -Winkeln zu

⁴Die Schwankung zwischen minimal und maximal gemessener Intensität beträgt 7%.

⁵Simulationsrechnungen von Bernhard Roth

montieren (erwartete Strahlendosis etwa 400 Gy), wurde der Lichtpuls mit einer höheren Dosis bestrahlt als notwendig.

8.3 LED-Treiber für die rote und grüne LED

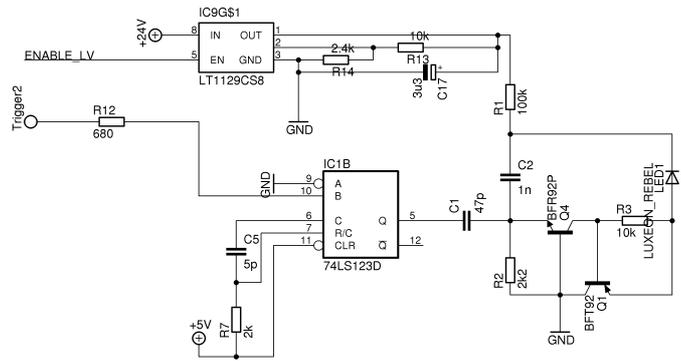


Abbildung 8.6: Schaltung des LED-Treibers für die rote und grüne LED

Für die rote und grüne LED wurde ein anderer LED-Treiber gewählt, welcher keine Hochspannung benötigt und kleiner ist. Nachteilig ist jedoch eine längere Anstiegszeit, die nicht dem Szintillationslicht von PbWO_4 entspricht, und eine geringere Intensität als die durch den LED-Treiber für die blaue LED erzeugten Lichtpuls. Für die Messung des Unterschieds der Transmissivität der Kristalle bei den verschiedenen Wellenlängen ist dieser LED-Treiber ausreichend. Dadurch lassen sich die Strahlenschäden der Kristalle von Veränderungen der anderen Komponenten unterscheiden. Der LED-Treiber ist ein modifizierter Kapustinsky-Pulsler wie er in “Studies of “Kapustinsky’s” light pulser timing characteristics“ [LV06] beschrieben ist. Der Schaltplan der modifizierten Version ist in Abbildung 8.6 dargestellt.

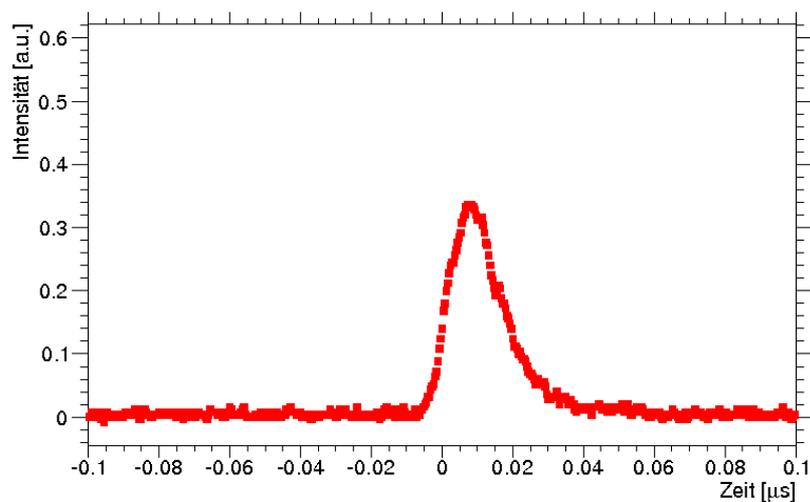


Abbildung 8.7: Form des vom LED-Treiber für die rote und grüne LED erzeugten Lichtpulses

Das Triggersignal wird, wie beim Lichtpulsler für die blaue LED, von einem Monoflop auf etwa 60 ns verkürzt. Dieses triggert dann den LED-Treiber, wobei die rote und grüne LED jeweils einen eigenen Treiber haben. Die Versorgungsspannung für den LED-Treiber wird über jeweils einen Spannungsregler realisiert, dessen Ausgang ein- und ausgeschaltet werden kann. Die Steuerung wird durch den Mikrocontroller bewerkstelligt. Die Schaltung aus [LV06] wurde in der Form umgebaut, dass sie nun mit +20 V betrieben werden kann. Außerdem wurde die Spule entfernt, damit der Pulsler im Magnetfeld des Detektors eingesetzt werden kann. Die Signalform des durch den LED-Treiber für die rote und grüne LED erzeugten Lichtpulses ist in Abbildung 8.7 dargestellt. Zwischen den einzelnen Farben gibt es keinen Unterschied in der Pulsform. Die Anstiegszeit beträgt 11 ns und die Abfallzeit 24 ns.

Dieser LED-Treiber wurde, ebenso wie der blaue LED-Treiber, in Giessen mit der ^{60}Co -Quelle bestrahlt. Anders als beim blauen LED-Treiber wurde die Lichtintensität während der Bestrahlung dieses LED-Treibers nicht gemessen, sondern lediglich die Funktion vor und nach der Bestrahlung getestet. Nach einer Strahlendosis von etwa 700 Gy mit einer Rate von 30 Gy/h funktionierte der LED-Treiber weiterhin. Es konnte keine Veränderung der Pulsform nachgewiesen werden.

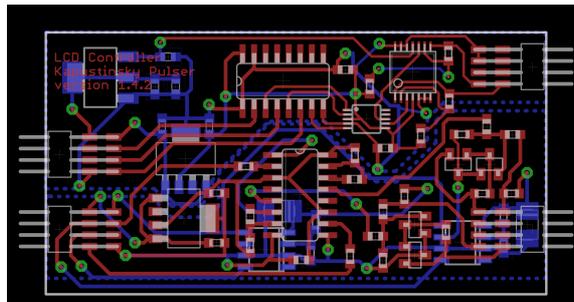


Abbildung 8.8: Zweilagige Platine mit LED-Treiber (rote und grüne LED) und LCD-Treiber. Lage 1 (rot), Lage 2 (blau), Durchführungen (grün)

Die LED-Treiber für die rote und grüne LED sind zusammen mit dem LCD-Treiber (siehe Abschnitt 8.4.1) auf einer Platine (Abbildung 8.8) montiert. Diese ist $55 \times 29 \text{ mm}^2$ groß und besteht aus zwei Lagen. Die LED-Treiber sind vom LCD-Treiber elektrisch getrennt und lediglich auf der Steckerplatine (siehe Abschnitt 8.8) mit Versorgungsspannung und Masse verbunden. Die LED-Treiber nutzen den unteren linken Steckverbinder⁶ für die Versorgungsspannung, den Trigger und zur Kontrolle der 20 V-Spannungsregler durch den Mikrocontroller. Über den unteren rechten Steckverbinder sind die rote und grüne LED an ihre Treiber angeschlossen.

8.4 LCDS

Als Transmissionsfilter sollen LCDS⁷ verwendet werden. Diese haben den Vorteil, dass die Transmission über eine Spannung verändert werden kann. Deshalb sind keine beweglichen Teile nötig, wodurch die Transmissionsfilter wartungsfrei sind und ein Einbau innerhalb des Detektors möglich wird.

⁶FTSH-104-01-L-DH der Firma Samtec

⁷Liquid Crystal Display

In der Diplomarbeit [Mot08] wurde gezeigt, dass LCDs als Transmissionsfilter genutzt werden können. Das Kontrastverhältnis⁸ ist jedoch nicht groß genug, um die geforderte Dynamik mit einer LCD zu erreichen, weswegen zwei LCDs verwendet werden müssen. Dadurch verringert sich die maximal mögliche Intensität.⁹ Des Weiteren wurde gezeigt, dass LCDs das Intensitätsprofil hinter dem Lichtmischer nicht beeinflussen. [Mot08]

In der hier vorliegenden Arbeit wurden die LCDs aus der Diplomarbeit durch LCD-Shutter der Firma LC-Tec (FOS 25x30-TN-W) ersetzt. Diese sind 25,4×30,5 mm² groß, 2,4 mm dick und haben eine aktive Fläche von 21×21 mm². Somit können sie in einem kleinen Lichtpulsermodul montiert werden. Es sind TN-Displays¹⁰ in Positivdarstellung¹¹.

8.4.1 LCD-Treiber

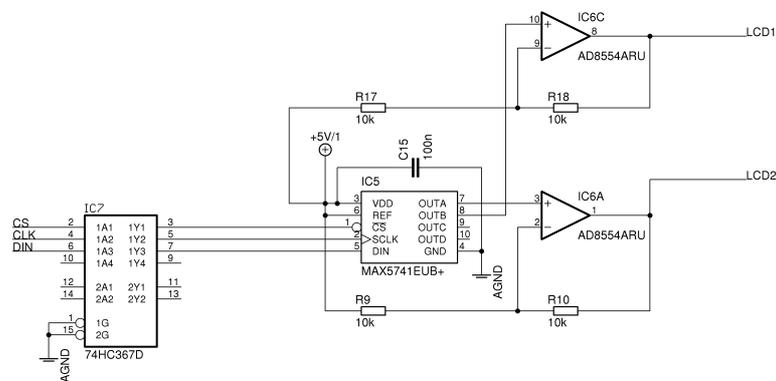


Abbildung 8.9: Schaltung des LCD-Treibers

LCDs werden mit einem Rechtecksignal angesteuert, da die Flüssigkristalle bei Gleichspannung durch Elektrolyse zerstört werden. Es wird ein selbst entwickelter Treiber eingesetzt, der aus einem 12 bit-DAC und einem Operationsverstärker besteht. Angesteuert wird der DAC durch einen Mikrocontroller (siehe Abschnitt 8.5). Die Schaltung ist in Abbildung 8.9 dargestellt. Die SPI-Signale des Mikrocontrollers werden über einen Leitungsverstärker geleitet, der eine hinreichende Leistung liefert. Mit dem Digital-Analog-Konverter¹² (DAC) können Spannungen zwischen 0 V und +5 V gesetzt werden. Um ein Rechtecksignal zu erzeugen, wird die Spannung mit einer Frequenz von 20 Hz zwischen zwei Werten hin und her geschaltet. Dabei ist die Differenz der beiden Spannungen zu 2,5 V immer gleich. Der Operationsverstärker ist als invertierender Verstärker geschaltet, der mit ±5 V versorgt wird. Der DAC und der Operationsverstärker besitzen jeweils vier Kanäle. Jede LCD nutzt einen Kanal am DAC und am Operationsverstärker. Somit kann jede LCD separat angesteuert werden.

Der LCD-Treiber befindet sich auf der gleichen Platine wie die LED-Treiber für die rote und grüne LED. Die Bauteile sind auf beiden Seiten der Platine angebracht. Der LCD-Treiber nutzt den oberen linken Steckverbinder für die Versorgungsspannung und für den Anschluss

⁸Quotient aus minimaler und maximaler Transmission

⁹Bei den in der Diplomarbeit verwendeten LCDs betrug der Intensitätsverlust bei blauem Licht mit zwei LCDs 82 %

¹⁰Twisted Nematic: Hierbei werden die Flüssigkristalle zwischen den Glasplatten um 90° verdreht.

¹¹Hierbei ist die LCD durchsichtig, wenn keine Spannung anliegt.

¹²MAX5742EUB

an den Mikrocontroller. Der obere rechte Steckverbinder führt das Rechtecksignal direkt zu den beiden LCDs.

8.4.2 Transmissions-eigenschaften

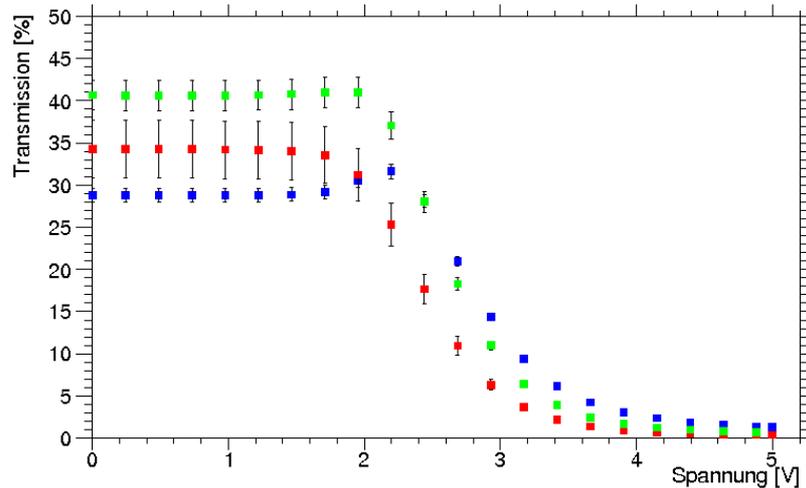


Abbildung 8.10: Transmissionskurve einer LCD bei verschiedenen Wellenlängen (die Farbe der Punkte entspricht der Farbe der LED)

In Abbildung 8.10 ist die Transmissionskurve einer LCD für die drei verwendeten LEDs dargestellt. Deutlich sichtbar ist die Abhängigkeit der maximalen Transmission und des Kontrastverhältnisses von der Wellenlänge. Die Werte für die einzelnen Farben sind in Tabelle 8.1 eingetragen. Die Farbe Blau hat die geringste maximale Transmission und das geringste Kontrastverhältnis. In der Transmissionskurve ist für die blaue LED ein Maximum bei etwa 2 V zu sehen. Dadurch ist das maximale Kontrastverhältnis für die blaue LED nicht zwischen 0 V und 5 V gegeben.

Um das benötigte Kontrastverhältnis von etwa 1:1000 zu erreichen, sind zwei LCDs notwendig, die hintereinander montiert werden. Daraus resultiert eine höhere Intensitätsvariation, aber auch eine niedrigere maximale Transmission. In Abbildung 8.11 ist die Transmissionskurve für zwei LCDs für eine blaue LED dargestellt. Die Werte für das Kontrastverhältnis und die maximale Transmission stehen in Tabelle 8.1.

Tabelle 8.1: Maximale Transmission und Kontrastverhältnis von LCDs bei verschiedenen Wellenlängen

	Wellenlänge	Transmission bei 0 V	Kontrastverhältnis (0 V zu 5 V)
1 LCD	blau ($\lambda = 440\text{-}460\text{ nm}$)	$(28,8 \pm 0,8) \%$	1:28
	grün ($\lambda = 520\text{-}550\text{ nm}$)	$(40,7 \pm 1,8) \%$	1:61
	rot ($\lambda = 620\text{-}645\text{ nm}$)	$(34,3 \pm 3,4) \%$	1:91
2 LCDs	blau ($\lambda = 440\text{-}460\text{ nm}$)	$(17,0 \pm 0,1) \%$	1:710

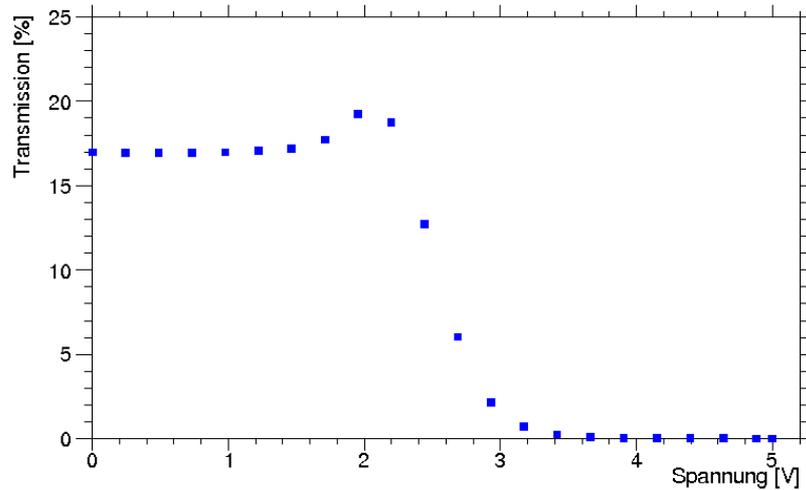


Abbildung 8.11: Transmissionskurve von zwei LCDs, die hintereinander montiert sind (blaue LED)

Da die LCDs mit einem Rechtecksignal betrieben werden, kommt es beim Umschalten der Polarität zu einer Drehung der Flüssigkristalle in die entgegengesetzte Richtung. Während der Drehung ändert sich die Transmission, wodurch sich die eingekoppelte Lichtmenge in den Lichtmischer verändert. Deshalb wird der Lichtpulser nur angesteuert, wenn die Spannung an den LCDs seit mindestens 10 ms konstant ist.

Die Strahlenhärte wurde mit den LCDs aus der Diplomarbeit [Mot08] getestet, da zum Zeitpunkt der Strahlentests die neuen LCDs noch nicht verfügbar waren. Nach einer Bestrahlung mit 700 Gy bei einer Rate von 30 Gy/h wurde ein Abnahme des Kontrastverhältnisses um $(7,0 \pm 0,8)$ % gemessen. Die Transmissionskurve hat sich durch die Bestrahlung nicht verändert.

8.5 Mikrocontroller-Schaltung

Zur Ansteuerung der einzelnen LED-Treiber und des LCD-Treibers, für die Wahl zwischen internen und externen Trigger sowie für die Kommunikation über CAN-Bus wird ein Mikrocontroller¹³ verwendet.

8.5.1 Schaltung

Der Mikrocontroller ist die zentrale Steuerungseinheit eines Lichtpulsermoduls. Die Kommunikation mit dem Steuerrechner erfolgt über einen CAN-Bus, der über einen CAN-Transceiver (PCA82C250) angeschlossen ist. Die CAN-ID kann über einen 8 bit DIP-Schalter eingestellt werden. Um die benötigte Genauigkeit für das Timing für den CAN-Transfer zu erreichen, ist ein 8 MHz Quarz als Oszillator montiert, der anstelle des internen Oszillators verwendet wird. Durch den Quarz wird auch die mögliche Frequenz des Triggersignals vorgegeben (siehe Abschnitt 8.5.2).

¹³AT90CAN128

Das Triggersignal, das von dem Mikrocontroller erzeugt wird, wird über ein Monoflop auf den Eingang eines Multiplexers gegeben. Dieser wird durch den Mikrocontroller gesteuert, so dass das Triggersignal auf den gewählten LED-Treiber geschaltet wird. Das gleiche Triggersignal wird hinter dem Monoflop ebenfalls auf einen Treiber geschaltet, der das Signal auf den internen Triggerausgang legt. Als externer Trigger wird ein NIM-Signal über einen NIM-TTL-Pegelwandler und ein Monoflop auf einen Port des Mikrocontrollers gegeben. Das Monoflop dient hier zur Verlängerung des Signals auf etwa 100 ns, damit der Pegel am Mikrocontroller lang genug auf *high* liegt, um registriert zu werden. Dieser sendet dann, im erlaubten Bereich der Phase des Rechtecksignals, das die Transmissivität der LCD steuert (siehe Abschnitt 8.4.2), ein Triggersignal über den internen Triggerausgang. Die Steuerung des LCD-Treibers erfolgt über die SPI-Schnittstelle des Mikrocontrollers.

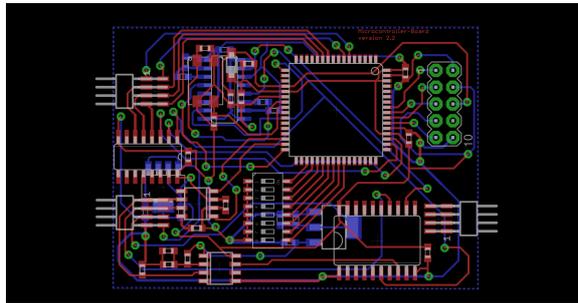


Abbildung 8.12: Zweilagige Platine mit Mikrocontroller. Lage 1 (rot), Lage 2 (blau)

In Abbildung 8.12 ist die Platine, auf der der Mikrocontroller sitzt, dargestellt. Die Platine ist $55 \times 40 \text{ mm}^2$ groß und besteht aus zwei Lagen. Über den linken unteren Steckverbinder wird die Spannungsversorgung, das interne und externe Triggersignal und der CAN-Bus geführt. Der linke obere Steckverbinder dient zur Übertragung der DAC-Steuersignale, des Triggersignals und der Ansteuerung der Spannungsregler der Kapustinsky-LED-Treiber. Der rechte Steckverbinder dient lediglich der Halterung der Platine.

8.5.2 Firmware

Die erste Version der Firmware wurde von F. Feldbauer geschrieben und bei den ersten Tests der Mikrocontroller-Schaltung genutzt. Sie enthielt die grundlegenden Funktionen wie das Senden und Empfangen der CAN-Nachrichten und das Setzen der Timer für die LED-Treiber und den LCD-Treiber. Diese Version wurde während dieser Arbeit erweitert und umgeschrieben, so dass sie mit der aktuellen Schaltung die gewünschten Funktionen bereitstellt.

Beim Initialisieren des Mikrocontrollers werden die genutzten Ports aktiviert. Anschließend werden die letzten zwei Byte der CAN-ID ausgelesen (DIP-Schalter) und die CAN-ID gesetzt. Dann werden die einzelnen Timer konfiguriert:

- Timer 0: Timer für den externen Trigger, der bei einer steigenden Flanke am Port einen Interrupt auslöst.
- Timer 1: Timer für den LED-Treiber, um mit einer eingestellten Frequenz das Triggersignal zu erzeugen.
- Timer 3: Timer für den LCD-Treiber, der mit 20 Hz die Steuersignale an den DAC sendet.

Außerdem wird die SPI-Schnittstelle konfiguriert und die aktuelle Versionsnummer der Firmware über CAN-Bus gesendet.

Über den CAN-Bus kann zwischen internem und externem Trigger gewählt, die Frequenz und die Anzahl der Triggersignale für die LED-Treiber beim internen Trigger gesetzt, der LED-Treiber ausgewählt sowie die Spannung an den LCDs und damit deren Transmission gewählt werden. Dabei werden alle Konfigurationen in einer CAN-Nachricht mit 8 Datenbytes gesendet. Zusätzlich können über den CAN-Bus alle eingestellten Werte ausgelesen werden.

Das Triggersignal für den internen Trigger wird durch den Timer 1 des Mikrocontrollers realisiert. Dieser schaltet den Port (OC0A), der für das Triggersignal verwendet wird, mit der eingestellten Frequenz hin und her. Hierbei kann nicht jede beliebige Frequenz eingestellt werden, da im entsprechendem Register (OCRnx) nur ganzzahlige Werte stehen können. Die möglichen Frequenzen werden durch die Formel [at904]

$$f = \frac{8 \text{ MHz}}{2 \cdot 8 \cdot (1 + \text{OCRnx})} \quad (8.1)$$

bestimmt. Wird eine Frequenz in dem EPICS-Bedienfeld¹⁴ für den Lichtpulser eingegeben, so wird die nächste mögliche Frequenz berechnet, im Mikrocontroller eingestellt und dem Benutzer ausgegeben. Im Bereich von 1 Hz bis 5 kHz beträgt die Abweichung hierbei maximal 0,5 %. Zur Bestimmung der Anzahl der Triggersignale werden die Interrupts des Timer 1 gezählt. Nach Erreichen der eingestellten Anzahl an Triggersignalen wird der Timer 1 ausgeschaltet.

Wird der Trigger auf "extern" gestellt, dann wird Timer 1 für den internen Trigger ausgeschaltet und der Port OC0A freigegeben, so dass dieser geschaltet werden kann. Bei einem externen Triggersignal generiert Timer 0 einen Interrupt. Im erlaubten Bereich der Phase des Rechtecksignals, das die Transmissivität der LCD steuert (siehe Abschnitt 8.4.2), wird am Port für den internen Trigger ein kurzes Triggersignal erzeugt. Des Weiteren ist es möglich, eine vorher festgelegte Anzahl an Triggersignalen bei einem externen Trigger zu senden. Hierbei wird der Timer 0 eingeschaltet und wie beim internen Triggern verfahren.

Für die Wahl des LED-Treibers wird über zwei Ports des Mikrocontrollers ein Ausgang des Multiplexers ausgewählt, der das Triggersignal zum entsprechenden LED-Treiber weiterleitet. Um die LED-Treiber für die rote und grüne LED einzuschalten, muss zusätzlich der *enable*-Port des Spannungsreglers des LED-Treibers gesetzt werden, was über zwei andere Ports des Mikrocontrollers erfolgt. Beim Betrieb des blauen LED-Treibers werden beide Spannungsregler ausgeschaltet.

Der LCD-Treiber wird über Timer 3 gesteuert. Dieser wird direkt beim Start des Mikrocontrollers eingeschaltet. Erfolgt nun ein Interrupt des Timers, so wird überprüft, welcher Steuerbefehl zuvor angewendet wurde, und dann der andere Steuerbefehl gesendet. Die beiden Steuerbefehle unterscheiden sich in der gewählten Spannung, die am DAC gesetzt werden soll (siehe Abschnitt 8.4.1). Die Werte werden vom Mikrocontroller berechnet. Wegen der Transmissionseigenschaften der LCDs werden die Interrupts nach dem Senden des Steuerbefehls erst nach 10 ms wieder eingeschaltet, so dass währenddessen kein Triggersignal gesendet wird.

8.6 Auswahl der LED und der zugehörigen Linse

Der Lichtpulser muss eine Lichtmenge in die Kristalle injizieren, die äquivalent zu 15 GeV deponierter Energie ist. Um dies mit einer geringen Anzahl an Pulsern zu ermöglichen, muss

¹⁴Die Ansteuerung basiert auf EPICS. Eine genaue Beschreibung findet sich in [Fel12].

die verwendete LED eine hohe Lichtintensität liefern. Zusätzlich soll das Emissionsspektrum der LED identisch mit dem Emissionsspektrum des Szintillationslichts von PbWO_4 sein. Da High-Power-LEDs mit einer Wellenlänge von 420 nm nicht zur Verfügung stehen, werden LEDs mit einer Wellenlänge von 455 nm eingesetzt. Getestet wurden verschiedene LEDs mit Linsen zweier Hersteller. Die Linsen sind dabei speziell für die jeweilige LED und deren Abstrahlcharakteristik konstruiert und frei im Handel verfügbar.

Um die mit dieser Kombination erreichbare Intensität aus LED und Linse zu messen, wurden diese in einem Abstand von 1 cm mittig zum Lichtmischer positioniert. Dieser Abstand ermöglicht die Montage zweier LCDs zwischen Lichtmischer und Linse und gibt somit eine realistische Abschätzung der Lichtintensität der unterschiedlichen Kombinationen.

Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle A.1 im Anhang zu finden. Die Kombination mit der höchsten Lichtintensität besteht aus einer Luxeon Rebel LED und der Linse 10193 vom Hersteller Carclo. Da es durch die Größe der Linse nicht möglich ist alle drei LEDs vor einen Lichtmischer zu montieren, wurde eine alternative Linse gewählt. Dies ist die Linse 10412 von Carclo, deren Kantenlänge nur 9,9 mm beträgt. Dadurch können bis zu vier Linsen vor einem Lichtmischer positioniert werden.

Die verwendete Luxeon Rebel hatte eine Ausgangsleistung von 275 mW. Diese wurde durch eine Luxeon Rebel mit 425 mW (LXML-PR01-0425) ersetzt, nachdem diese verfügbar war. Die Lichtintensität ist mit der neuen LED um den Faktor 2 größer geworden, ohne dass sich die Pulsform geändert hat. Während dieser Arbeit wurden vom Hersteller LEDs mit einer höheren Ausgangsleistung vorgestellt; im Rahmen dieser Arbeit konnten diese jedoch nicht mehr getestet werden. Sie sind aber ein Option für die Zukunft.

8.7 Optik

Die Optik im Lichtpulsersystem dient der Verteilung des Lichtes auf die einzelnen Kristalle im elektromagnetischen Kalorimeter. Sie besteht aus den Linsen (siehe Abschnitt 8.6), dem Lichtmischer, der eine homogene Ausleuchtung der Faserbündel gewährleisten soll und den Lichtwellenleitern, die das Lichtpulslicht zu den Kristallen führen.

8.7.1 Lichtmischer

Der Lichtmischer dient der homogenen Verteilung eines Lichtpulses auf die einzelnen Lichtwellenleiter, die an der Austrittsfläche angekoppelt werden. Bei Testmessungen [Dep98] für das BaBar-Lichtpulsersystem wurden mehrere Lichtmischer getestet. Das beste Resultat wurde mit einem quaderförmigen Lichtmischer aus Plexiglas mit einer angerauhten Front erreicht.

Bei den Messungen für das Lichtpulsersystem des PANDA-EMC [Mot08] wurden, auf der Arbeit [Dep98] aufbauend, unterschiedlich lange quaderförmige Lichtmischer mit einer Ein- und Austrittsfläche von $15 \times 15 \text{ mm}^2$ getestet. Das beste Ergebnis wurde mit einem 150 mm langen Lichtmischer mit angerauhter Front erzielt. Bei kürzeren Lichtmischem und bei Lichtmischem ohne angerauhter Front war ein homogenes Intensitätsprofil an der Austrittsfläche nicht gegeben. Längere Lichtmischer führten zu keiner signifikanten Verbesserung des Intensitätsprofils.

Durch die Erhöhung der Lichtintensität ist es möglich, die Ein- und Austrittsfläche des Lichtmischers zu vergrößern, um mehr Lichtwellenleiter zu montieren und damit mehr Kristalle mit einem Lichtpuls zu versorgen. Es wurde ein Lichtmischer mit einer Kantenlänge von $18 \times 18 \times 150 \text{ mm}^3$ gewählt. Durch den größeren Lichtmischer können bis zu vier LEDs mit den

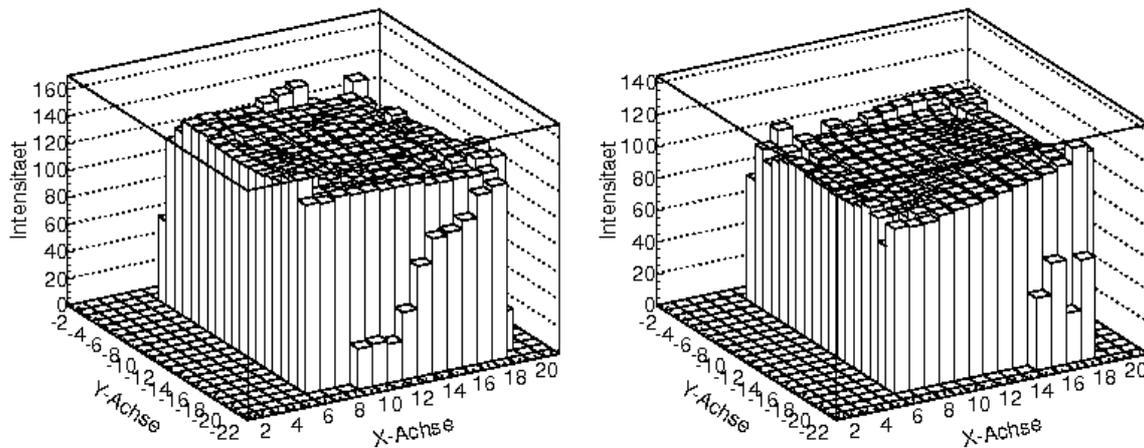


Abbildung 8.13: Intensitätsprofile des Lichtmischer für die blaue LED (links) und die rote LED (rechts)

Linse von Carlo vor dem Lichtmischer positioniert werden, wodurch nur 1 mm auf jeder Seite überstehen. Die gewählte Anordnung der LEDs ist in Abbildung 8.17 dargestellt.

Das Intensitätsprofil und damit die Homogenität der Lichtverteilung hinter dem Lichtmischer wurde wie in der Diplomarbeit [Mot08] vermessen. Ein Lichtwellenleiter wurde mit Hilfe eines schrittmotorgesteuerten Kreuztisches entlang der Austrittsfläche des Lichtmischer entlang gefahren. Dabei wurde im Abstand von 2 mm an jeder Position die Lichtintensität gemessen. Die Intensitätsprofile (Abbildung 8.13) für die blaue und rote LED zeigen im inneren Bereich eine homogene Intensitätsverteilung. An den Kanten des Lichtmischer kommt es zu Randeffekten, wenn der Lichtwellenleiter nicht mehr komplett über dem Lichtmischer liegt.

Wird für die Ankopplung der Lichtwellenleiter nur der Bereich gewählt, der 1 mm Abstand zum Rand besitzt, dann kann eine Fläche von $16 \times 16 \text{ mm}^2$ mit Lichtwellenleitern abgedeckt werden. Für eine quadratische Anordnung der Lichtwellenleiter ergibt sich dadurch Platz für 4096 Lichtfasern. Mit einer hexagonalen Anordnung der Lichtwellenleiter wäre es möglich, mehr Lichtwellenleiter an einen Lichtmischer anzukoppeln. Jedoch ist diese Anordnung mit mehreren Hundert Lichtwellenleiter schwieriger zu realisieren.

8.7.2 Lichtwellenleiter

Die Lichtwellenleiter müssen mehrere Eigenschaften erfüllen, damit sie im $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor verwendet werden können. Sie müssen einen kleinen Biegeradius besitzen, damit sie im kompakten Kalorimeter verlegt werden können. Sie müssen strahlenhart sein, da im innersten Ring der Endkappe hinter den Kristallen eine Strahlendosis von 400 Gy in zehn Jahren erwartet wird [Rot12]. Ebenfalls müssen sie eine geringe Dämpfung und einen großen Öffnungswinkel haben, um eine große Lichtmenge aus dem Lichtmischer in die Kristalle zu leiten.

Als Lichtwellenleiter wurden die $200 \mu\text{m}$ -Lichtfasern UV 200/220 P28 von CeramOptec gewählt, deren Eigenschaften in Tabelle 8.2 aufgelistet sind. Um die erforderliche Lichtintensität zu erreichen, wie sie in der Diplomarbeit [Mot08] abgeschätzt wurde, werden vier Lichtwellenleiter

pro Kristall verwendet. Im Vergleich mit den 400 μm -Lichtwellenleitern, die in der Diplomarbeit verwendet wurden, ergibt sich ein Intensitätsverlust von etwa 11 %. Somit können mit einem Lichtpulsermodul etwa 1000 Kristalle versorgt werden.

Tabelle 8.2: Eigenschaften der Lichtwellenleiter UV 200/220 P28 von CeramOptec [opt12]

Parameter	
\varnothing Kern	200 μm
\varnothing Mantel	220 μm
\varnothing Schutzumhüllung	245 μm
Material der Schutzumhüllung	Polyimid
numerische Apertur (NA)	0,28
min. Biegeradius (kurzzeitig)	1,1 cm
min. Biegeradius (langfristig)	3,3 cm
Temperaturbeständigkeit	-190 °C bis +400 °C

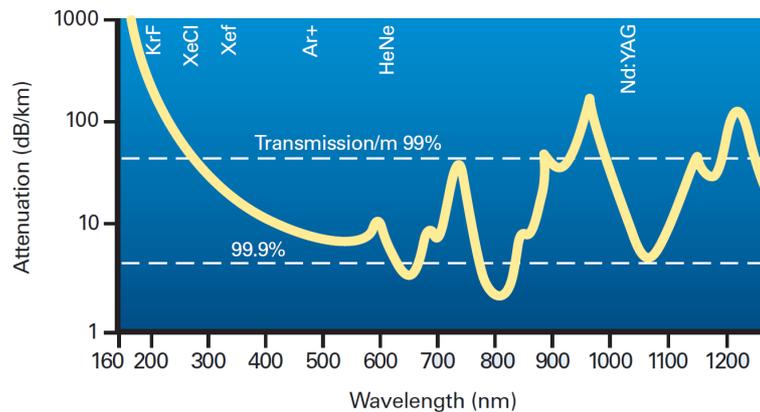


Abbildung 8.14: Abschwächung des Lichtwellenleiters Optran UV in Abhängigkeit der Wellenlänge [opt12]

Das Übersprechen der Lichtwellenleiter untereinander wurde getestet, indem zwei 1 m lange Lichtwellenleiter miteinander verdreht wurden. Dann wurde die Lichtintensität in einem Lichtwellenleiter gemessen, während in den anderen mit dem Lichtpulser Licht eingekoppelt wurde. Hierbei konnte in dem zweiten Lichtwellenleiter kein Lichtpuls gemessen werden. Das Übersprechen war kleiner als 0,1 %. Folglich ist eine zusätzliche Abschirmung der einzelnen Faserbündel nicht notwendig.

Um die Strahlenhärte der Lichtwellenleiter zu testen, wurden diese mit Photonen mit einer Strahlendosis von 50000 Gy bestrahlt. Die Bestrahlung erfolgte an der Justus-Liebig Universität in Giessen mit einer ^{60}Co -Quelle. Nach dieser Bestrahlung konnte kein Unterschied in der Transmission zwischen den bestrahlten und den unbestrahlten Lichtwellenleitern gemessen werden.

8.7.3 Ankopplung der Lichtwellenleiter an die Kristalle

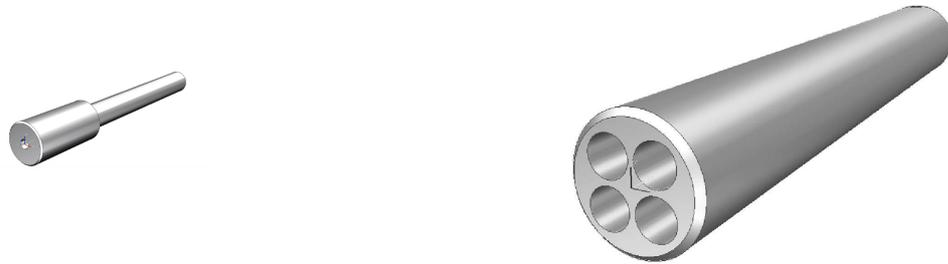


Abbildung 8.15: Kleine Lichtfaserhülse (links), große Lichtfaserhalterung (rechts)

Die Ankopplung der Lichtwellenleiter an die Kristalle erfolgt über eine an der Universität Bochum entwickelte Halterung. Eine Skizze dieser ist in Abbildung 8.15 dargestellt. Sie besteht aus einer kleinen Hülse und einer Halterung für vier kleine Hülsen. In der kleinen Hülse werden vier Lichtwellenleiter eingeklebt und anschließend poliert. Das Loch für die Lichtwellenleiter hat einen Durchmesser von 0,7 mm. Bei vier Lichtwellenleitern mit einem Durchmesser von 0,245 mm können sich diese in dem Loch lateral nur minimal verschieben. Um den hinteren Teil der kleinen Hülse wird eine Druckfeder der Firma Gutekunst (siehe Tabelle 8.3) geschoben. Dadurch werden die Lichtwellenleiter gegen die Kristalle gedrückt. Die kleine Hülse wird in die Löcher vorne in der Lichtfaserhalterung geschoben. Der Unterschied in den Durchmessern der kleinen Hülse und dem Loch für die kleine Hülse beträgt 0,1 mm. Damit ist auch hier nur eine minimale laterale Verschiebung möglich.

Tabelle 8.3: Parameter der Druckfedern [fed12]

Parameter	
Länge	12,7 mm
ø Innen	2,3 mm
ø Außen	2,7 mm
ø Draht	0,2 mm
Federrate	0,105 N/mm
Material	EN 10270-3-1.4310

Die große Hülse wird in ein Insert (Abbildung 8.16) gesteckt, das direkt hinter den Kristallen montiert ist. Im Insert werden die Photodetektoren in den vier großen Löchern befestigt. Ins mittlere Loch wird eine Lichtfaserhalterung gesteckt. Die Ausrichtung auf die Kristalle erfolgt über einen Pin in der großen Hülse, die diese in ϕ -Richtung fixiert. Die z-Richtung wird mit einer Schraube fixiert, die das Herausrutschen aus dem Insert verhindert. Das Loch für die Lichtfaserhalterung hat einen Durchmesser von 10,5 mm. Der Lichtfaserhalterung hat einen Durchmesser von 10,3 mm. Die maximale laterale Verschiebung des Lichtwellenleiters durch die komplette Montierung beträgt damit 0,15 mm.

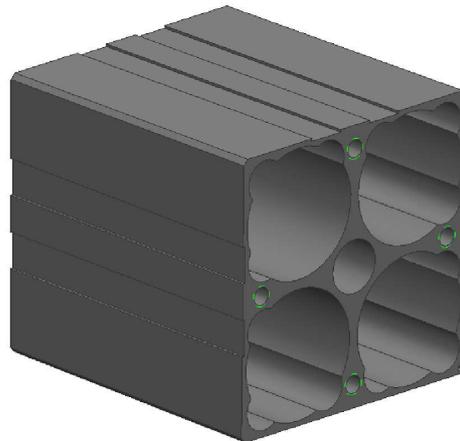


Abbildung 8.16: Insert zur Aufnahme von vier Fotodetektoren und einer Lichtfaserhalterung

Das Licht der Lichtwellenleiter wird in eine Ecke des Kristalls eingekoppelt. Der mittlere Abstand der Lichtwellenleiter zum Rand des Kristalls beträgt 1,5 mm. Mit der Toleranz von 0,15 mm und der Dicke des Lichtfaserbündels in der kleinen Hülse (0,7 mm) haben die Lichtfasern einen minimalen Abstand von 1 mm zum Rand der Kristalle. Das Licht wird auf der gleichen Seite eingekoppelt, an der auch die Photodetektoren montiert sind. Deshalb trifft es erst nach Durchquerung des Kristalls und Reflexion an der Vorderseite des Kristalls auf die Photodetektoren. Dadurch wird die Transmissivität des gesamten Kristalls überwacht.

8.7.4 Optische Ankopplung der Lichtwellenleiter

Die optische Kopplung der einzelnen Komponenten untereinander kann durch den Gebrauch von optischem Gel verbessert werden. Getestet wurde die Kopplung mit Bicon BC-630. Die Lichtintensität steigt im Fall einer Gel-Kopplung von Lichtmischer zu Lichtwellenleiter um 33 %, im Fall der Gel-Kopplung zwischen Lichtwellenleiter und Kristall um 45 %. Die optische Kopplung zwischen LCD und Lichtmischer sowie Linse und LCD wurde nicht mit optischen Gel realisiert.

8.8 Gesamtes Lichtpulsermodul



Abbildung 8.17: Zweilagige Platine mit den LEDs (links), zweilagige Platine mit den Steckern (rechts). Lage 1 (rot), Lage 2 (blau), Durchführungen (grün)

In Abbildung 8.17 sind die Platine mit den Steckern (Hochspannungsversorgung, Niederspannungsversorgung, interner und externer Trigger, CAN-Bus) und die Platine mit den LEDs und den Kontakten für die LCD zu sehen. Mit diesen Platinen werden die Platinen mit den LED-Treibern, LCD-Treibern und dem Mikrocontroller zu einer Einheit zusammengesteckt.

Um einen kompakten Aufbau zu realisieren, werden kleine Stecker benutzt. Für die Niederspannung werden PSS 254/5W Stecker mit fünf Anschlüssen verwendet. Für den CAN-Bus werden MQ172X-4PA Stecker eingesetzt. Der Hochspannungsanschluss wird mit einer Lemo-Buchse realisiert, die eine Spannungsfestigkeit von 700 V hat. Für den Ausgang des internen Triggers und den Eingang des externen Triggers werden ebenfalls Lemo-Buchsen verwendet. Als Platinenverbinder kommen Stecker der Firma Samtec¹⁵ zum Einsatz. Die gleichen Steckverbinder werden für die Platine mit den LEDs verwendet. Um die LCDs anzuschließen, sind Löt pads vorhanden, auf die die LCD-Kabel direkt gelötet werden.

Die Elektronikeinheit wird an der LED-Platine mit zwei und an der Steckerplatine mit einer Schraube am Gehäuse befestigt. Das Gehäuse wird dadurch geerdet und dient als elektrische Schirmung. Die LCDs werden in einer speziell für diesen Typ konstruierten Halterung montiert. Dabei werden die LCDs um 90° gegeneinander verdreht befestigt. Die LCDs sind direkt an den Linsen montiert. Die Lichtintensität ist abhängig von dem Abstand zwischen Linse und Lichtmischer [Mot08]. Deswegen ist es notwendig, den Abstand möglichst gering zu halten, um eine hohe Lichtintensität zu erreichen. Der Lichtmischer wird von zwei keilförmigen Halterungen gehalten. Durch die Schneiden wird die Totalreflexion innerhalb des Lichtmischers so wenig wie möglich gestört. Der Lichtmischer wird direkt hinter den LCDs montiert, so dass kein Luftspalt entsteht.

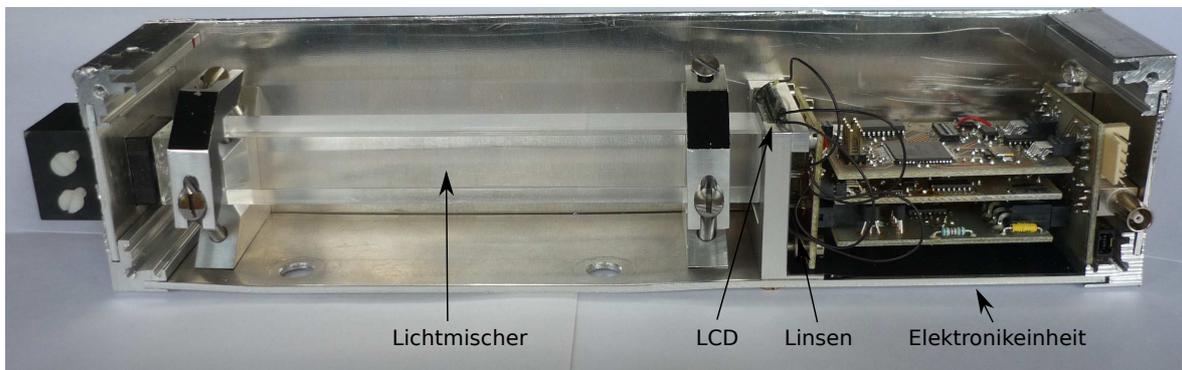


Abbildung 8.18: Gesamter Lichtpulser mit Lichtmischer, LCDs, Linsen und Elektronikeinheit

Die gesamte Elektronikeinheit ist $80 \times 40 \times 35 \text{ mm}^3$ groß. Mit den LCDs und dem Lichtmischer kann der Aufbau in einer Box mit einer Länge von 250 mm und einer Breite und Höhe von 50 mm bzw. 60 mm montiert werden. Ein Foto eines kompletten Lichtpulsermoduls ist in Abbildung 8.18 zu sehen. Für die Befestigung des Lichtfaserbündels werden noch weitere 25 mm benötigt, womit das gesamte Lichtpulsermodul 275 mm lang ist.

¹⁵LED-Treiber für die blaue LED: IPBS-102-02-T-S, LED-Treiber für die rote und grüne LED, LCD-Treiber, Mikrocontroller-Platine: FLE-104-01-G-DV

Kapitel 9

Aufbau und erste Messungen mit dem PROTO192

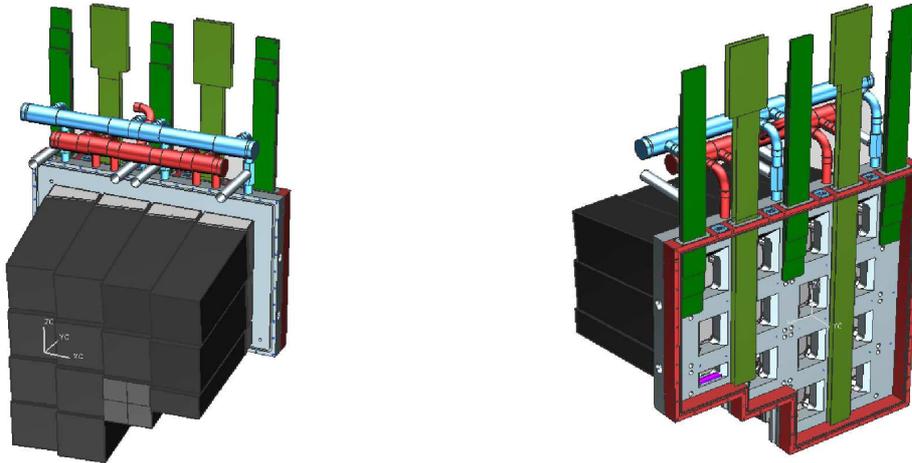


Abbildung 9.1: PROTO192 von vorne (links) und von hinten (rechts)

In Bochum wurde ein Prototyp (PROTO192) der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters gebaut¹. Dieser ist mit 216 Kristallen, an denen drei verschiedene Photosensoren montiert sind, bestückt. Hierbei wurde auch ein Lichtpulsermodul mit Lichtwellenleitern für alle Kristalle getestet. Eine graphische Darstellung des Prototypen ist in Abbildung 9.1 zu sehen. Dargestellt sind die Vorder- und die Rückseite des Prototypen. Die Kristalle befinden sich in Alveolen, die aus Karbon bestehen und an der Backplate angeschraubt werden. Durch die Löcher in der Backplate werden die Kabel und Lichtwellenleiter der Alveole durchgeführt. Zwischen der Backplate und der Rückwand sind 30 mm Platz, die für die Verlegung der Kabel (HV, LV, Signal, Sensoren) und der Lichtwellenleiter zur Verfügung stehen.

Da der innere Teil des elektromagnetischen Kalorimeters auf -25°C gekühlt wird, muss der gesamte Aufbau luftdicht sein. Ansonsten kann durch einströmende feuchte Luft an der Elektronik Wasser kondensieren und möglicherweise Kurzschlüsse verursachen.

¹Eine genaue Beschreibung der Mechanik, Kühlung und Slow Control findet sich in [Fel12, Sch12, Bec12]

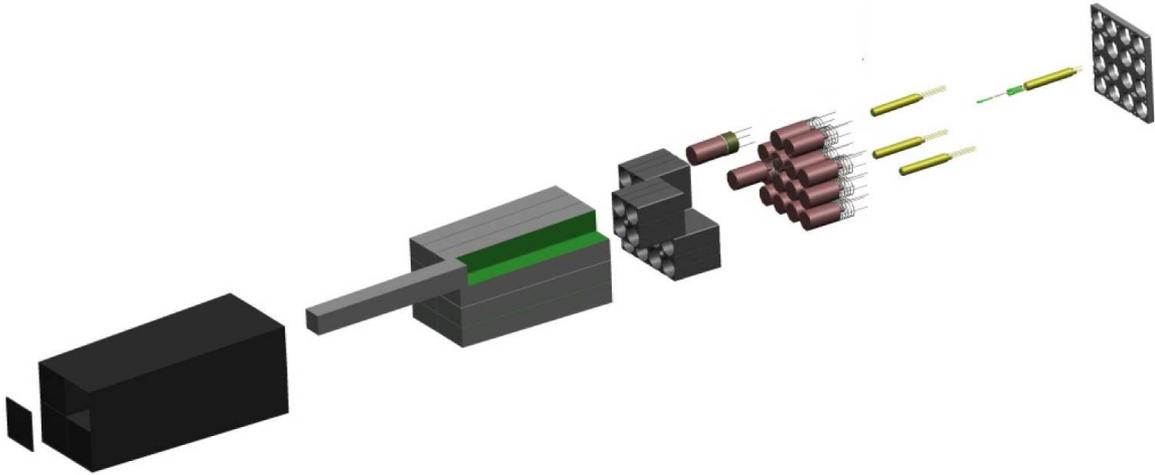


Abbildung 9.2: Explosionszeichnung einer bestückten Alveole

Eine Explosionszeichnung einer bestückten Alveole ist in Abbildung 9.2 dargestellt. In eine Alveole werden 16 Kristalle montiert. Jeweils vier Kristalle werden von einem *Insert* (siehe Abbildung 8.16) an ihren Positionen gehalten. In den vier großen Löchern des Inserts werden die Photodetektoren und Vorverstärker montiert. Im mittleren Loch des Inserts wird die Halterung der Lichtwellenleiter angebracht.

Der PROTO192 wurde an zwei verschiedenen Beschleunigeranlagen getestet. Dabei wurden auch Tests mit dem Lichtpulsermodul durchgeführt. Im August 2011 wurde am CERN am Teststand H4A der Prototyp mit 10 GeV und 15 GeV Photonen sowie mit 150 GeV Myonen bestrahlt. Im November 2011 wurde der Prototyp in Bonn am ELSA-Beschleuniger getestet. In Bonn wurde mit Photonen bei drei Energien mit bis zu 3,1 GeV gemessen.

9.1 Montage

Für den PROTO192 wurden vier Lichtfaserbündel in Bochum hergestellt. Mit jeweils einem Bündel wurde eine Spalte von Alveolen des Prototypen versorgt. Ein Bündel besteht daher aus bis zu 256 Lichtfasern.

9.1.1 Herstellung der Lichtfaserbündel

Pro Kristall wurden vier Lichtwellenleiter in eine kleine Hülse mit einem Zweikomponentenkleber² eingeklebt. Diese wurden anschließend an einer Schleifscheibe mit einer Körnung von 600 poliert. Dann wurde die Druckfeder (siehe Tabelle 8.3) auf diese Hülse geschoben. Jeweils vier dieser Bündel wurden daraufhin in einer großen Hülse montiert (siehe Abbildung 9.3). Zum Schutz der Lichtfasern wurde über jeweils 16 Lichtfasern ein etwa 20 cm langer Schrumpfschlauch geschoben. Diese Bündel wurden durch die Löcher der Durchführung im Rahmen des Prototypen (siehe Abschnitt 9.1.2) geführt. Die Löcher für die Lichtfaserbündel haben einen Durchmesser von 1,2 mm.

²Uhu Plus Endfest 300

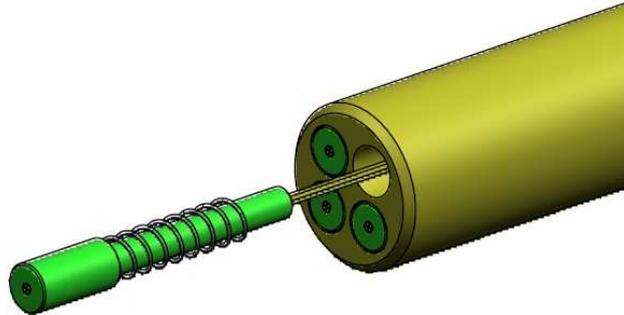


Abbildung 9.3: Skizze der Lichtfaserhalterung (gelb) mit kleiner Hülse (grün) und Druckfeder

Diese Bündel mit Fasern für 16 Kristalle wurden dann zu einem großen Bündel für eine Alveolenspalte zusammengefasst. Dabei wurde die Länge der Lichtfasern so angepasst, dass sie von der Durchführung im Rahmen des Prototypen zum Lichtpulsermodul die gleiche Länge hatten. Die Lichtfasern im Prototyp wurden auf die tatsächlich benötigte Länge gebracht. Die Bündel wurden für die Ankopplung an das Lichtpulsermodul in einem kleinen Röhrchen, mit einer Länge von 5 cm und einem Durchmesser von 7 mm, eingeklebt und poliert. Zur Herstellung eines Lichtfaserbündels für eine Alveole werden etwa 45 Minuten benötigt.

9.1.2 Montage im PROTO192

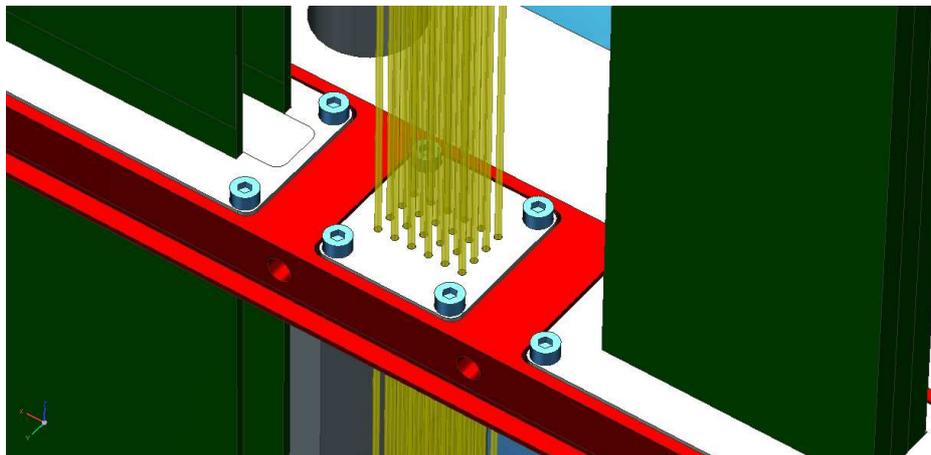


Abbildung 9.4: Lichtfaserdurchführung im PROTO192 (gelb: Lichtfasern, rot: Rahmen des PROTO192)

Beim Aufbau des Prototypen werden die Alveolenbündel durch die Löcher im Rahmen des Prototypen und nach vorne durch die Löcher in der Backplate geschoben. Bei der Montage einer Alveole werden die großen Lichtfaserhalterungen zunächst in der Alveole montiert. Hierbei werden die Lichtfasern mit optischem Gel bestrichen um die Kopplung zu verbessern, was

zu höherer Intensität des eingekoppelten Lichts führt (siehe Kapitel 8.7.4). Nach der Befestigung aller Alveolen werden die Lichtfaserbündel entlang der Backplate zu den Durchführungen geführt und fixiert. Die Lichtfasern werden dann in der Durchführung festgeklebt. Als Kleber für die Durchführungen wird 3M Scotch-Weld 3731Q Schmelzklebstoff verwendet. Dieser lässt sich durch Erhitzen wieder verflüssigen, wodurch eine Demontage möglich ist. Tests mit dem Klebstoff haben gezeigt, dass er in das Bündel von Lichtfasern einzieht und damit die Löcher luftdicht abschließt. Aus diesem Grund wurde auch die Segmentierung der Bündel in der Durchführung gewählt. Dadurch muss der Kleber nur in ein kleines Bündel einziehen und kann dieses dadurch leichter luftdicht abschließen als bei einem großen Bündel. Bei der Demontage des Prototypen nach der CERN-Strahlzeit hat sich gezeigt, dass der Klebstoff sehr gut aus der Durchführung herausfließt. Danach lassen sich die Lichtfaserbündel wieder leicht in der Durchführung bewegen. Zum Schutz der Lichtfasern wurden sie außerhalb des Prototypen in einen Schrumpfschlauch geschoben und bis zum Lichtpulsermodul geführt.

9.2 Ergebnisse

Das Lichtpulser-System hat sich als gutes Werkzeug für das schnelle Testen von Kalorimeter-Auslese-Kanälen erwiesen. Nach dem Einbau aller Alveolen und dem Anschluss der Kabel konnten alle Kanäle bei noch offenem Prototypen getestet werden. So konnten Probleme in der Verkabelung gefunden und behoben werden.

Aus den Messungen an den o.g. Beschleunigeranlagen kann die maximal erreichbare Intensität sowie die Unterschiede in der erreichbaren Intensität zwischen den Kanälen bestimmt werden.

9.2.1 Intensität

Aus den Messungen während der Strahlzeit am CERN kann die maximale Intensität des Lichtpulsers bestimmt werden. Die Daten aus den Runs mit den 10 GeV Photonen und den 150 GeV Myonen wurden zur Kalibration genutzt. Die Kalibration wurde von Alexander Aab in seiner Masterarbeit [Aab12] berechnet.

Genutzt wurde der Lichtpulser mit der blauen LED. Die LCD wurden mit einer Spannung von 0 V und damit bei fast maximaler Intensität (siehe Kapitel 8.4.2) betrieben. Ausgelesen wurde die Alveole X3Y3, die mit Hamamatsu Vakuumtrioden und -tetroden bestückt war.

Bei dieser Messung können nur die Daten von zehn Kanälen genutzt werden, da für die restlichen Kanäle keine Kalibration vorhanden ist. Die maximale Intensität liegt zwischen 8 GeV und 28 GeV Energieäquivalent. Die Resultate sind in Tabelle A.2 dargestellt. Damit liegt die maximale Lichtintensität im Bereich der verlangten 15 GeV Energieäquivalent.

Aus den Daten der Strahlzeit in Bonn können die relativen Lichtintensitäten bestimmt werden, die in die einzelnen Kristalle eingekoppelt werden. Bei dieser Messung kam es zu einem Problem mit dem LCD-Treiber. Aus diesem Grund kann die Einstellung der Transmission nicht bestimmt werden. Die vorliegenden Daten wurden mit den drei gemessenen Energien im Nachhinein kalibriert. Die Kalibration wurde von M. Albrecht durchgeführt.

Die Intensitäten der einzelnen Kanäle zeigen starke Schwankungen. Die gemessene Intensität schwankt zwischen 2 GeV und 7 GeV Lichtäquivalent. Eine Erklärung für die Schwankungen könnte die unterschiedliche Ankopplung der Lichtfasern an den Lichtmischer oder Kristall sein. Es gab jedoch auch fünf Kanäle die eine Intensität von nur einigen 100 MeV Energieäquivalent

hatten. Hierbei konnte nicht abschließend geklärt werden, was die Ursache dafür war. Ebenfalls gab es zwei Kanäle mit mehr als 10 GeV Lichtäquivalent. Die relative Schwankung der Lichtintensität in den einzelnen Kanälen ist demnach größer als Faktor 3.

Es gibt aber auch Unterschiede in der Lichtintensität die mit den Faserbündeln korrelieren. Die Kanäle, die eine Lichtintensität größer als 5 GeV Energieäquivalent hatten, wurden alle aus einem Lichtfaserbündel versorgt. Bei allen anderen Lichtfaserbündeln war die Lichtintensität kleiner als 4,4 GeV Energieäquivalent. Erklären lässt sich dies nur durch eine deutlich bessere Ankopplung des Lichtfaserbündels an den Lichtmischer. Aus dem Intensitätsprofil des Lichtmischers (siehe Kapitel 8.13) ist dieser große Unterschied nicht zu erklären. Damit alle Kristalle über den gesamten Energiebereich kalibriert werden können, müssen diese großen Schwankungen verringert werden.

9.2.2 Verbesserung der Montage



Abbildung 9.5: kleine Lichtfaserhülse mit Klebepunkt und Schrumpfschlauch (links), große Lichtfaserhalterung von hinten mit Lichtfasern im Schrumpfschlauch (rechts)

Im Anschluss an die Strahlzeit am CERN wurde der Prototyp wieder komplett auseinandergebaut. Dadurch konnte überprüft werden ob Lichtwellenleiter gebrochen sind. Von den 216 Bündeln mit jeweils vier Lichtwellenleitern waren 210 Bündel vollständig intakt. Bei fünf Bündeln war jeweils eine Lichtfaser gebrochen, lediglich bei einem Bündel waren zwei Lichtfasern gebrochen. Ob die Lichtfasern beim Zusammenbau oder beim Auseinanderbau gebrochen sind, konnte nicht geklärt werden. Es wurde deutlich, dass es nötig ist, die Lichtfasern besser vor Beschädigungen zu schützen. Die meisten Lichtfasern sind direkt an der Kante der Lichtfaserhalterung oder am Ende der Lichtfaserhülse gebrochen. Um diese Brüche zu vermeiden, sollte am Ende der Lichtfaserhülse die Lichtfaser mit einem Tropfen Kleber fixiert werden. Dies verhindert, dass die Lichtfasern an der Kante brechen. Ein 1,2 mm dicker Schrumpfschlauch, der jeweils vier Lichtfasern umfasst, verhindert das Brechen an der Kante der Lichtfaserhalterung. Dieser ist im geschrumpften Zustand dünn genug, um durch die Löcher der Lichtfaserhalterung zu passen. Er kann direkt bei der Herstellung der kleinen Lichtfaserhülsen befestigt werden. In Abbildung 9.5 sind die Schutzmechanismen für die Lichtfasern abgebildet. Abbildung 9.5a zeigt die kleine Lichtfaserhülse mit dem Klebepunkt und dem Schrumpfschlauch. Abbildung 9.5b zeigt den Schrumpfschlauch, der um vier Lichtfaserbündel in der Lichtfaserhalterung befestigt ist. Ein zusätzlicher Schrumpfschlauch ist um die vier kleinen Schrumpfschläuche gezogen.

Kapitel 10

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung eines Lichtpulsersystems für das elektromagnetische Kalorimeter des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors. Mit dem Lichtpulsersystem sollen Veränderungen in der Detektorresponse überwacht werden. Eine Ursache dafür sind Strahlenschäden des Szintillormaterials PbWO_4 , die eine Veränderung der Transmissionseigenschaften verursachen. Es soll ein möglichst kleines Modul sein, welches LEDs als Lichtquelle verwendet. Der zuvor schon in der Diplomarbeit [Mot08] untersuchte LED-Treiber wurde während der hier vorliegenden Arbeit weiter an die Anforderungen angepasst. Die Anstiegszeit und Lichtintensität lässt sich durch die Wahl des Ladekondensators beeinflussen. Dies ist jedoch nicht unabhängig voneinander möglich. Deswegen ist hier ein Kompromiss zwischen Anstiegszeit und Lichtintensität zu treffen. Genutzt wird dieser LED-Treiber für die blauen LEDs, deren Wellenlänge ähnlich der von PbWO_4 ist. Zusätzlich wurde ein weiterer LED-Treiber untersucht, der für die roten und grünen LEDs verwendet werden soll. Dieser erreicht zwar nicht die kurzen Anstiegszeiten bei hoher Lichtintensität, er braucht jedoch keine Hochspannung und ist kleiner als der LED-Treiber für die blaue LED. Mit den drei LEDs wird es möglich sein zwischen den Strahlenschäden von PbWO_4 und den Veränderungen der anderen Komponenten zu unterscheiden.

Um eine möglichst hohe Lichtintensität zu erreichen, wurden verschiedene LEDs getestet. Die höchste Lichtintensität konnte mit einer Luxeon Rebel und einer speziell für diese LED erhältlichen Linse erreicht werden. Zur Verteilung des Lichtes wurde ein Lichtmischer quadratischen Querschnitts mit angerauhter Front verwendet, dessen Kantenlänge 18 mm beträgt und der 150 mm lang ist. Damit ist bei der Montage aller drei LEDs vor dem Lichtmischer eine homogene Lichtverteilung realisierbar. An diesen Lichtmischer ist die Befestigung von Lichtfasern für etwa 1000 Kristalle möglich. Hierbei werden jeweils vier Lichtfasern mit einem Kerndurchmesser von $200\ \mu\text{m}$ pro Kristall verwendet. Diese Wahl wurde getroffen, um einen kleinen Biegeradius bei gleichzeitig hoher Lichtintensität zu erreichen. Zwischen Lichtmischer und Lichtfaser sowie zwischen Lichtfaser und Kristall wird optisches Gel zur Kopplung verwendet. Damit lässt sich die Lichtintensität um etwa ein Faktor 2 steigern.

Für die Nutzung von LCDs als Transmissionsfilter wurde ein LCD-Treiber entwickelt. Die Messungen mit den LCDs zeigen, dass die absolute Transmission und das Kontrastverhältnis von der Wellenlänge abhängig ist. Für die Nutzung der LCDs ist es notwendig zwei LCDs hintereinander zu montieren, um das benötigte Kontrastverhältnis zu erreichen.

Zur Ansteuerung des gesamten Lichtpulsersystems wurde eine Mikrocontroller-Schaltung entwickelt. Über diese Schaltung wird die Kommunikation über CAN-Bus, die Steuerung der

einzelnen LED-Treiber und der LCD-Treiber sowie die Wahl zwischen internem und externem Trigger geregelt.

Das gesamte Lichtpulsermodul ist klein und kann deswegen im Detektor montiert werden. Die in dem geplanten Bereich erwartete Strahlendosis beträgt etwa 12,5 Gy nach 10 Jahren. Strahlentests mit einer Gammaquelle, mit mehr als 100 Gy, haben gezeigt, dass die Komponenten des Lichtpulsers nach dieser Dosis noch funktionieren und nur geringe Strahlenschäden in Form von Intensitätsverlusten aufweisen.

Ein Lichtpulsermodul wurde mit dem Prototypen der Endkappe des elektromagnetischen Kalorimeters bei zwei verschiedenen Teststrahlzeiten getestet. Es hat sich gezeigt, dass die Intensitätsvariation von Kristall zu Kristall momentan zu groß ist und deswegen die optische Kopplung zwischen den einzelnen Komponenten weiter untersucht werden muss. Die maximale Lichtintensität entspricht dem geforderten Energieäquivalent von 15 GeV.

Literaturverzeichnis

- [A⁺10a] M. Ablikim et al. Branching fraction measurements of χ_{c0} and χ_{c2} to $\pi^0\pi^0$ and $\eta\eta$. *Phys. Rev.*, D81:052005, 2010.
- [A⁺10b] M. Ablikim et al. Measurements of $h_c(^1P_1)$ in ψ' Decays. *Phys. Rev. Lett.*, 104:132002, 2010.
- [AAB⁺10] M. Ablikim, Z. H. An, J. Z. Bai, N. Berger, J. M. Bian, X. Cai, G. F. Cao, X. X. Cao, J. F. Chang, C. Chen, and et al. Design and construction of the BESIII detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 614:345–399, March 2010.
- [Aab12] A. Aab. Aufbau und tests des proto192 panda elektromagnetischen kalorimeters. Master's thesis, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [ABB⁺09] D.M. Asner, T. Barnes, J.M. Bian, I.I. Bigi, N. Brambilla, et al. Physics at BES-III. *Int.J.Mod.Phys.*, A24:S1–794, 2009. Edited by Kuang-Ta Chao and Yi-Fang Wang.
- [AFH97] T. Araki, Y. Fujisawa, and M. Hashimoto. An ultraviolet nanosecond light pulse generator using a light emitting diode for test of photodetectors. *Review of Scientific Instruments*, 68:1365–1368, March 1997.
- [Asn06] D. Asner. Dalitz Plot Analysis Formalism. *Journal of Physics G*, 33:1+, 2006.
- [at904] *Datenblatt AT90CAN128*, 2004.
- [Bec12] J. Becker. *Analyse des Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\eta$ bei BESIII und Entwicklung des Kühlsystems des Prototypen für das EMC des PANDA-Experiments*. PhD thesis, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [Chu08] Suh Urk Chung. *Spin formalisms; Updated Version*. Brookhaven Nat. Lab., Upton, NY, 2008. This report is an updated version of CERN-71-08.
- [Dep98] T. Deppermann. Simulation und messung der lichtintensitäten des lichtpulsersystems für den babar-detektor. Master's thesis, Ruhr-Universität Bochum, 1998.
- [fai06] *FAIR Baseline Technical Report*, Dez. 2006.
- [fed12] *Datenblatt Druckfeder VD-004*, 2012.

-
- [Fel12] F. Feldbauer. *Analyse des Zerfalls $\psi(2S) \rightarrow \chi_{cJ}\gamma \rightarrow K^+K_s^0\pi^-\pi^0\gamma$ bei BES-III und Entwicklung der Slow Control für das PANDA Experiment*. PhD thesis, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [HZL06] Kanglin He, Xueyao Zhang, and Beijiang Liu. Kinematic Fitting and Vertex Fitting. 2006.
- [Jam06] F. James. *Statistical Methods in Experimental Physics*. World Scientific Publishing, 2. edition, 2006.
- [K] Bertram Kopf and . Exotics at panda. *Hyperfine Interactions*, pages 1–9. 10.1007/s10751-011-0392-7.
- [LV06] B K Lubsandorzhev and Y E Vyatchin. Studies of “kapustinsky’s” light pulser timing characteristics. *Journal of Instrumentation*, 1(06):T06001, 2006.
- [Mot08] C. Motzko. Prototypmessungen für das panda elektromagnetische kalorimeter. Master’s thesis, Ruhr-Universität Bochum, 2008.
- [opt12] *Datenblatt zu Optran UV von CeramOptec*, 2012.
- [Par06] Particle Data Group. Review of particle physics, 2006.
- [Pet06] Klaus J. Peters. A Primer on partial wave analysis. *Int.J.Mod.Phys.*, A21:5618–5624, 2006.
- [PRSZ09] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche. *Teilchen und Kerne*. Springer Verlag, 8. edition, 2009.
- [pwa12] Panda pwa software documentation. <http://panda-wiki.gsi.de/cgi-bin/view/PWA/PwaSoftwareDoc>, 2012.
- [Rot12] B Roth. persönliche mitteilungen, 2012.
- [Sch12] J. Schulze. *Analyse des Zerfalls $\chi_{c0} \rightarrow K^+K_s^-\pi^0\pi^0$ bei BES-III und Entwicklung von mechanischen Komponenten für einen Prototypen des PANDA-EMC*. PhD thesis, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [tdr08] *Technical Design Report for PANDA*, October 2008.
- [tdr09] *Technical Design Report for PANDA, Solenoid and Dipole Spectrometer Magnets*, February 2009.
- [tpr05] *Technical Progress Report for PANDA*, 2005.

Anhang A

Tabelle A.1: Lichtintensität verschiedener LEDs und Linsen normiert auf die erste Kombination

LED	Linse	Intensität [a.u.]
LXML-PR01-0275	Carclo 10193	1
LXML-PR01-0275	Fraen FLP-N4-RE-HRF	0,72
LXK2-PR14-Q00	Carclo 10048	0,33
LXK2-PR14-Q00	Fraen FHS-HNB1-LLK2-H	0,36
LXHL-PR03	Fraen FHS-HNB1-LL01-H	0,33
LXHL-BR02	Fraen FHS-HNB1-LB01-H	0,29
LXHL-PR09	Carclo 10048	0,41
LXHL-PR09	Fraen FHS-HNB1-LL01-H	0,43
LXHL-LR5C	Carclo 10048	0,38
LXHL-LR5C	Fraen FHS-HNB1-LL01-H	0,57
Diamond Dragon LD W5AP	-	0,15

Tabelle A.2: Maximale Lichtintensität von 10 Kanälen. Gemessen während der CERN-Strahlzeit

Kanal	Intensität [GeV]
1	$8,27 \pm 0,03$
2	$14,72 \pm 0,06$
3	$17,58 \pm 0,03$
4	$20,92 \pm 0,03$
5	$14,38 \pm 0,03$
6	$8,04 \pm 0,03$
7	$13,93 \pm 0,03$
8	$21,81 \pm 0,05$
9	$28,35 \pm 0,05$
10	$14,49 \pm 0,06$

Lebenslauf

Name: Christof Motzko
Geburtstag: 26.06.1983
Geburtsort: Oppeln
Eltern: Konrad Motzko
Brigitte Motzko, geb. Kuczera

Schulbildung: 1989-1993
Grundschule am Dörmannsweg, Gelsenkirchen

1993-2002
Grillo-Gymnasium, Gelsenkirchen
Abschluss: Abitur

Studium: 2002
Beginn des Studiums der Physik an der Ruhr-Universität Bochum

2007
Diplom-Vorprüfung

2008
Abschluss des Hauptstudiums mit der Diplomarbeit zum Thema
"Prototypmessungen für das PANDA elektromagnetische Kalorimeter"
am Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik
der Ruhr-Universität Bochum

seit 2009
Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für
experimentelle Hadronenphysik der Ruhr-Universität Bochum

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die ihren Anteil am Gelingen dieser Arbeit hatten.

Zuallererst möchte ich meinem Themensteller Prof. Dr. U. Wiedner danken, für Gelegenheit, im Rahmen des $\overline{\text{P}}$ ANDA-Experiments und des BESIII-Experiments zu promovieren. Er zeigte immer großes Interesse am Fortgang der Arbeit und hat durch seine wertvollen Anregungen und Informationen zum erfolgreichen Abschluss der Arbeit beigetragen.

Ein besonderer Dank gilt Dr. Matthias Steinke, Dr. Thomas Held, PD Dr. Fritz-Herbert Heinsius, Dr. Bertram Kopf und Dr. Torsten Schröder die stets eine Hilfe bei Problemen und Fragen waren und die sich die Zeit genommen haben diese Arbeit Korrektur zu lesen.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Lehrstuhls für das hervorragende Arbeitsklima und für die angenehmen Unterhaltungen auch jenseits der Physik.

Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, deren Unterstützung während des gesamten Studiums diese Arbeit möglich gemacht hat. Meiner Schwester Johanna danke ich für die grammatikalische und syntaktische Durchsicht dieser Arbeit.