RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

RUB

Suche nach der $Z_c(3900)^{\pm}$-Resonanz in $e^+e^- \to p\overline{n}\pi^- + c.c.$ bei BESIII und Entwicklungen für die Photodetektoren des elektromagnetischen Kalorimeters des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes

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

vorgelegt von
Tobias Holtmann
aus
Oberhausen

Bochum, August 2019

1. Gutachter: Prof. Dr. Ulrich Wiedner
2. Gutachter: PD Dr. Fritz-Herbert Heinsius
Tag der Disputation: 13. November 2019

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis **v**

Tabellenverzeichnis **ix**

1 Physikalische Grundlagen **1**
1.1 Standardmodell der Teilchenphysik 1
1.1.1 Leptonen 1
1.1.2 Quarks 2
1.1.3 Fundamentale Wechselwirkungen 3
1.1.4 Hadronenspektroskopie 5

I Suche nach der $Z_c(3900)^{\pm}$-Resonanz in $e^+e^- \to p\overline{n}\pi^- + c.c.$ bei BESIII **9**

2 Motivation **11**

3 Das BESIII-Experiment **15**
3.1 Der Beschleuniger BEPCII 15
3.2 Der BESIII-Detektor 16
3.2.1 Multilayer-Driftkammer 17
3.2.2 Time-of-Flight-System 18
3.2.3 Elektromagnetisches Kalorimeter 19
3.2.4 Myonendetektoren 21
3.2.5 Trigger-System und Datenerfassung 21
3.2.6 BOSS-Software 22

4 Datenrekonstruktion und -selektion **23**
4.1 Datensätze 23
4.2 Monte-Carlo-Datensätze 24
4.3 Selektion der Pion- und Protonkandidaten 25
4.4 Vertexanpassung 25
4.5 Selektion der Neutronkandidaten 25
4.6 Winkel zwischen Neutronkandidat und Cluster 27
4.7 π^0-Veto 28
4.8 Fehlende Masse 29
4.9 Kinematische Anpassung 30
4.10 Deponierte Energie im EMC 31
4.11 Winkel zwischen den Spuren geladener Teilchen 31
4.12 Betrachtung des verbleibenden Untergrunds 32
4.13 Ergebnisse 36

5 Bestimmung einer oberen Grenze für die Produktion des $Z_c(3900)^{\pm}$ 39
5.1 Ermittlung der Signalfunktion . . . 39
5.2 Anpassung an die rekonstruierten Daten . . . 41
5.3 Systematische Unsicherheiten . . . 44
5.3.1 Winkel ϕ zwischen Neutronkandidat und Cluster . . . 44
5.3.2 π^0-Veto . . . 44
5.3.3 Fehlende Masse m_{miss} . . . 45
5.3.4 $\chi^2_{1\text{C}}$-Wert der kinematischen Anpassung . . . 45
5.3.5 Im EMC deponierte Energie E_{EMC} des Neutronkandidaten . . . 45
5.3.6 Winkel $\theta(\pi p)$ zwischen den Spuren geladener Teilchen . . . 45
5.3.7 Integrierte Luminosität $\int \mathcal{L}$ . . . 45
5.3.8 Rekonstruktion von geladenen Teilchen . . . 46
5.3.9 Identifikation von geladenen Teilchen . . . 46
5.4 Bayesscher Ansatz . . . 46
5.5 Abtastung der Likelihood . . . 47
5.6 Strahlungskorrektur . . . 49
5.7 Vakuumpolarisation . . . 51
5.8 Bestimmung der oberen Grenze . . . 51

6 Zusammenfassung 53

II Entwicklungen für die Photodetektoren des elektromagnetischen Kalorimeters des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes 55

7 Motivation 57

8 Das $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment 59
8.1 Physikalische Motivation und Ziele des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes . . . 59
8.2 Die Beschleunigeranlage FAIR . . . 61
8.3 Der $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektor . . . 64
8.3.1 Targetspektrometer . . . 65
8.3.2 Vorwärtsspektrometer . . . 68
8.4 Elektromagnetisches Kalorimeter des Targetspektrometers . . . 69
8.4.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie . . . 70
8.4.2 Szintillationsprozess . . . 71
8.4.3 Bleiwolframat als Szintillatormaterial . . . 72
8.4.4 Anforderungen an das elektromagnetische Kalorimeter . . . 73
8.4.5 Aufbau des EMC . . . 74
8.5 Vorwärtsendkappe des EMC . . . 75
8.5.1 Photodetektoren . . . 77
8.5.2 Temperaturüberwachung . . . 80

9 Messung der Verstärkung der Vakuumphototetroden 81
9.1 Verstärkung . . . 81
9.2 Dunkelstrom . . . 82
9.3 Messaufbau . . . 82

9.4 Definition der Verstärkung bei Hamamatsu 86
9.4.1 Lichtempfindlichkeit der Kathode und Anode 86
9.5 Durchführung 87
9.6 Reproduzierbarkeit 87
9.7 Ergebnisse 89
9.7.1 Verstärkungen bei $U = -750\,\mathrm{V}$ 89
9.7.2 Verstärkungen bei $U = -1000\,\mathrm{V}$ 91

10 Bestimmung der benötigten Verstärkung der VPTT-Vorverstärker 93
10.1 LNP-Vorverstärker für VPTT 94
10.2 Messaufbau 96
10.2.1 Strahlzeit an ELSA 96
10.2.2 Messung mit Bonner-Teststation 97
10.3 Analyse 98
10.4 Selektion und Anpassung 98
10.5 Auswertung 100
10.6 Verteilung 102

11 Zusammenbau eines finalen, mit VPTT-Einheiten bestückten Submoduls 107
11.1 Zusammenbau einer VPTT-Einheit 107
11.2 Zusammenbau eines Submoduls 110
11.3 Elektrische Verbindung eines Submoduls 111

12 Zusammenfassung 113

A Verteilung der invarianten Massen $m(n\pi)$ und $m(p\pi)$ I

B Radiator-Funktion $W(x)$ V

C Liste mit den Parametern der VPTTs VII

Literaturverzeichnis XXVII

Abbildungsverzeichnis

1.1 Confinement 2
1.2 Fundamentale Feynman-Diagramme der starken Wechselwirkung 4
1.3 Potential und Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung 5
1.4 Nonetts der pseudoskalaren Mesonen und der Vektormesonen 6
1.5 Oktett und Dekuplett der Baryonen 7
1.6 Spektrum der vorhergesagten Glueball-Kandidaten 8

2.1 Experimentelle Beobachtung des $Z_c(3900)^{\pm}$ durch die BESIII- und Belle-Kollaboration 11
2.2 Feynman-Diagramm des Zerfalls des $Z_c(3900)^{\pm}$ 12

3.1 BEPCII-Beschleuniger 16
3.2 BESIII-Detektor 17
3.3 Multilayer-Driftkammer und spezifischer Energieverlust dE/dx verschiedener Teilchen 18
3.4 Effizienz für die Identifikation eines Kaons und Massenquadrate aus MDC- und TOF-Informationen verschiedener Teilchen 19
3.5 Schematische Darstellung des Aufbaus des EMC und dessen relative Energieauflösung 20
3.6 Myonendetektoren 21

4.1 Schematische Darstellung der Schritte der Monte-Carlo-Simulation 24
4.2 Verteilung der fehlenden Masse m_{miss} vor und nach der Begrenzung auf die Anzahl der Einträge im EMC 26
4.3 Verteilung des Winkels ϕ zwischen dem Neutronkandidaten und dem nächstliegenden Cluster und Signifikanz $S/\sqrt{S+B}$ 27
4.4 Verteilung der invarianten Masse $m(\gamma\gamma)$ aller Photonenkombinationen 28
4.5 Verteilung der fehlenden Masse m_{miss} 29
4.6 Verteilung des $\chi^2_{1\text{C}}$-Wertes 30
4.7 Verteilung der im EMC deponierten Energie des Neutronkandidaten 31
4.8 Verteilung der invarianten Masse des pn-Systems und Verteilung des Winkels $\theta(\pi p)$ zwischen Pion und Proton 32
4.9 Verteilung der invarianten pn-Masse 36
4.10 Fortführung: Verteilung der invarianten pn-Masse 37

5.1 Ungebinnte Maximum-Likelihood-Anpassung an die Verteilung der invarianten pn-Masse von $Z_c(3900)^{\pm}$-Signal-Monte-Carlo-Ereignissen 40
5.2 Fortführung: Ungebinnte Maximum-Likelihood-Anpassung an die Verteilung der invarianten pn-Masse von $Z_c(3900)^{\pm}$-Signal-Monte-Carlo-Ereignissen . . . 41
5.3 Ungebinnte Maximum-Likelihood-Anpassung an die Verteilung der invarianten Masse der rekonstruierten pn-Daten 43

5.4 Normalisierte Likelihood nLL_{norm} der ungebinnten Maximum-Likelihood-Anpassungen . . . 48
5.5 Linienform $\sigma(x)$, Rekonstruktionseffizienz $\epsilon(x)/\epsilon(0)$ und Radiator-Funktion $W(x)$ . . . 49
5.6 Radiativer Korrekturfaktor κ . . . 50

8.1 Bei $\overline{\text{P}}$ANDA erzeugbare Hadronen . . . 59
8.2 Spektrum der Charmonium- und charmoniumähnlichen Zustände . . . 60
8.3 Beschleunigeranlage FAIR . . . 62
8.4 Schematische Darstellung der Strahlverläufe . . . 63
8.5 High Energy Storage Ring . . . 64
8.6 $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektor . . . 65
8.7 Targetspektrometer des $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektors . . . 66
8.8 Vorwärtsspektrometer des $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektors . . . 68
8.9 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie . . . 70
8.10 Elektromagnetischer Schauer und Bandstruktur eines anorganischen Szintillators . . . 71
8.11 Studien zum Verlust und Öffnungswinkel von neutralen Pionen . . . 73
8.12 EMC des Targetspektrometers . . . 75
8.13 Explosionsansicht der Vorwärtsendkappe . . . 76
8.14 Explosionsansicht eines Submoduls . . . 77
8.15 Vakuumphototetrode . . . 78
8.16 Avalanche-Photodiode . . . 79
8.17 Temperatursensor . . . 80

9.1 Schematische Darstellung des zur Messung der Verstärkung verwendeten Aufbaus . . . 83
9.2 Änderung der Verstärkung bei variierendem Kathodenstrom . . . 83
9.3 Schematische Darstellung des verwendeten Spannungsteilers . . . 84
9.4 Aufbau zur Messung der Verstärkung der Vakuumphototetroden . . . 85
9.5 Aufbau zur Messung der Lichtempfindlichkeit der Photokathode und Anode . 86
9.6 Ergebnisse zur Reproduzierbarkeit beim Ein- und Ausschalten der LED . . . 88
9.7 Ergebnisse zur Reproduzierbarkeit beim Ein- und Ausbau der VPTT . . . 88
9.8 Vergleich der Verstärkungen und der Dunkelströme bei $-750\,\text{V}$ . . . 89
9.9 Relative Abweichung und die Verstärkungen bei $-750\,\text{V}$ gegeneinander aufgetragen . . . 91
9.10 Vergleich der Verstärkungen bei $-750\,\text{V}$ und bei $-1000\,\text{V}$ . . . 92
9.11 Relative Abweichung der beiden gemessenen Verstärkungen . . . 92

10.1 Vereinfachte schematische Darstellung eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers . . . 94
10.2 Basel-LNP-Vorverstärker . . . 95
10.3 Messaufbau bei der ELSA-Strahlzeit . . . 96
10.4 Messaufbau zur Messung von kosmischen Myonen . . . 97
10.5 Amplitudenhistogramme der VPTT-Einheit an Position 0 bei der Strahlzeit . 99
10.6 Amplitudenhistogramm der VPTT-Einheit an Position 0 bei der Messung von kosmischen Myonen und Trefferbild . . . 99
10.7 Ein- und Ausgangswiderstände der einzelnen Komponenten . . . 101

10.8 Magnetfeld und prozentualer Anteil der originalen Signalstärke 103
10.9 Produkt der jeweiligen Kristall- und Photodetektoreigenschaften 103
10.10 Produkt aller relevanten Parameter 104
10.11 Vorverstärkerausgangsspannung 105
10.12 Vorverstärkerausgangsspannung nach Anpassung der Verstärkung 106

11.1 Spannungsteiler SP883d_HV 107
11.2 Vorverstärker und Spannungsteiler 108
11.3 Finale Photodetektor-Vorverstärker-Einheit 109
11.4 Finale Photodetektor-Kristall-Einheit 110

A.1 Verteilung der invarianten Masse $m(n\pi)$ I
A.2 Fortführung: Verteilung der invarianten Masse $m(n\pi)$ II
A.3 Verteilung der invarianten Masse $m(p\pi)$ III

Tabellenverzeichnis

1.1 Eigenschaften der Leptonen 2
1.2 Eigenschaften der Quarks 3
1.3 Eigenschaften der fundamentalen Wechselwirkungen 3

3.1 Vergleich der Operationsparameter von BEPC und BEPCII 15
3.2 Ereignisraten vor und nach dem zweistufigen Trigger-System 22

4.1 Übersicht über die für diese Arbeit genutzten Datensätze 23
4.2 Übersicht über die für diese Arbeit genutzten generischen Untergrund-Monte-Carlo-Datensätze 24
4.3 Übersicht über die Ereigniszahlen 32
4.4 Übersicht über die jeweiligen Ereigniszahlen bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,23\,\mathrm{GeV}$ nach Anwendung der einzelnen Selektionskriterien 33
4.5 Übersicht über die jeweiligen Ereigniszahlen bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,26\,\mathrm{GeV}$ nach Anwendung der einzelnen Selektionskriterien 33
4.6 Übersicht über die jeweiligen Ereigniszahlen bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,36\,\mathrm{GeV}$ nach Anwendung der einzelnen Selektionskriterien 34
4.7 Übersicht über die jeweiligen Ereigniszahlen bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,42\,\mathrm{GeV}$ nach Anwendung der einzelnen Selektionskriterien 34
4.8 Übersicht über die jeweiligen Ereigniszahlen bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,60\,\mathrm{GeV}$ nach Anwendung der einzelnen Selektionskriterien 34
4.9 Übersicht über die Topologien der verbliebenen Untergrundereignisse nach allen Selektionsschritten 35
4.10 Fortführung: Übersicht über die Topologien der verbliebenen Untergrundereignisse nach allen Selektionsschritten 36

5.1 Ergebnisse der ungebinnten Maximum-Likelihood-Anpassung 40
5.2 Rekonstruktionseffizienz ϵ 42
5.3 Übersicht über die relativen systematischen Fehler für die Bestimmung der oberen Grenzen 46
5.4 Übersicht über die radiativen Korrekturfaktoren κ 51
5.5 Übersicht über die Korrekturfaktoren δ_{VP} der Vakuumpolarisation 51

8.1 Ausgewählte Eigenschaften von Bleiwolframat 73
8.2 Dynamische Bereiche der einzelnen EMC-Teile 74

10.1 Parameter der einzelnen Einheiten des zur Bestimmung der benötigten Verstärkung der Vorverstärker verwendeten VPTT-Submoduls 93
10.2 Ergebnisse für die 16 Signalamplituden sowohl für die Messung der kosmischen Myonen als auch für die Strahlzeit 100
10.3 Bestimmte Vorverstärkerausgangsspannungen bei einem $50\,\Omega$-Abschluss . . . 102

C.1 Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_{i}, dem Dunkelstrom I_{Dunkel} und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden VII

Kapitel 1

Physikalische Grundlagen

Bis zur Entdeckung des Elektrons durch Joseph J. Thomson im Jahr 1897 war die allgemeine Vorstellung, dass das Atom (griech. átomos, „das Unteilbare“) unteilbar und der kleinste Baustein der uns bekannten Materie sei. Laut dem daraus entwickelten thomsonschen Atommodell besteht ein Atom aus einer gleichmäßig verteilten, positiv geladenen Masse, in der sich negativ geladene Elektronen befinden. 1911 entdeckte Ernest Rutherford bei Streuexperimenten an einer Goldfolie jedoch, dass sich die positive Ladung auf den Atomkern konzentriert und von einer Hülle aus Elektronen umgeben ist (rutherfordsches Atommodell). 8 Jahre später konnte Rutherford das Proton als das positiv geladene Teilchen, welches sich im Atomkern befindet, nachweisen. James Chadwick lieferte 1932 mit der Entdeckung des Neutrons den letzten Bestandteil des Atoms. Nach dem heutigen Wissensstand sind Protonen und Neutronen aus noch kleineren Teilchen, den Quarks, aufgebaut. Diese und weitere Erkenntnisse führten zum Standardmodell der Teilchenphysik. [1]

1.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik fasst die wesentlichen Erkenntnisse über die Elementarteilchen, deren Eigenschaften sowie die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen ihnen zusammen. Die punktartigen, keine innere Struktur besitzenden Elementarteilchen können allgemein in zwei Kategorien unterteilt werden: Fermionen und Bosonen. Fermionen haben hierbei einen halbzahligen Spin, wohingegen Bosonen einen Ganzzahligen besitzen.
Die Fermionen des Standardmodells setzen sich aus sechs Leptonen und sechs Quarks, welche jeweils in drei Familien unterteilt werden können, zusammen. Des Weiteren kann jedem dieser zwölf Teilchen ein Antiteilchen zugeordnet werden, welches Eigenschaften wie den Spin S und die Masse m gemein haben, während alle additiven Quantenzahlen (z.B. die elektrische Ladung Q) entgegengesetzt sind.
Die bosonischen Elementarteilchen im Standardmodell sind vier Teilchen, welche die Wechselwirkungen zwischen Teilchen vermitteln, jedoch auch als eigenständige Teilchen auftreten können.

1.1.1 Leptonen

Zu den sechs elementaren Leptonen zählen neben dem Elektron noch das Myon und das Tauon sowie die dazugehörigen Neutrinos. Das Myon und das Tauon sind geladen, besitzen jedoch im Gegensatz zum Elektron eine höhere Masse und zerfallen schnell in andere Leptonen. Neutrinos sind neutrale, sehr leichte und äußerst schwach wechselwirkende Teilchen. Tabelle 1.1 zeigt nicht nur die Eigenschaften der Leptonen, sondern auch, dass jede Leptonenfamilie eine Leptonenfamilienzahl L_{i} ($\mathrm{i} = e, \mu, \tau$) besitzt, welche bei allen durch das Standardmodell beschriebenen Prozessen erhalten bleibt. Die Erhaltung der Leptonenfamilienzahl wird jedoch

durch die Neutrinooszillation, bei der sich beispielsweise ein e-Neutrino in ein τ-Neutrino umwandelt, verletzt.

Tabelle 1.1: Eigenschaften der Leptonen. Hierbei ist $e = 1,602176634 \cdot 10^{-19}$ C und bezeichnet die Elementarladung [2, 3]

Familie	Name	Lebensdauer	Ladung Q [e]	Leptonenfamilienzahl	Masse m [MeV/c^2]
1.	Elektron (e^-)	$> 6{,}6{\cdot}10^{28}$ a	-1	$L_e = +1$	0,511
	Elektron-Neutrino (ν_e)	stabil	0	$L_e = +1$	$< 2{\cdot}10^{-6}$
2.	Myon (μ^-)	$2{,}2{\cdot}10^{-6}$ s	-1	$L_\mu = +1$	105,66
	Myon-Neutrino (ν_μ)	stabil	0	$L_\mu = +1$	$< 0{,}19$
3.	Tauon (τ^-)	$2{,}9{\cdot}10^{-13}$ s	-1	$L_\tau = +1$	1776,86
	Tauon-Neutrino (ν_τ)	stabil	0	$L_\tau = +1$	$< 18{,}2$

1.1.2 Quarks

Quarks sind die fundamentalen Bausteine, aus denen Hadronen bestehen. Hadronen werden in Mesonen, welche aus einem Quark-Antiquark-Paar ($q\overline{q}$) aufgebaut sind, und Baryonen, welche aus drei Quarks (qqq oder $\overline{qqq}$) zusammengesetzt sind, unterteilt.
Insgesamt existieren sechs verschiedene Quarks, welche up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) und bottom (b) genannt werden. Diese können wiederum in drei Familien aus jeweils einem positiv und einem negativ geladenen Quark zusammengefasst werden. Im Gegensatz zu Leptonen besitzen Quarks eine nicht-ganzzahlige elektrische Ladung von $+2/3 \cdot e$ oder $-1/3{\cdot}e$. Weiterhin können den Quarks Flavour-Quantenzahlen zugeordnet werden. Diese sind die dritte Komponente I_3 des Isospins, die Charmness C, die Strangeness S, die Topness T und die Bottomness B. Darüber hinaus tragen Quarks eine Farbladung, welche rot, grün

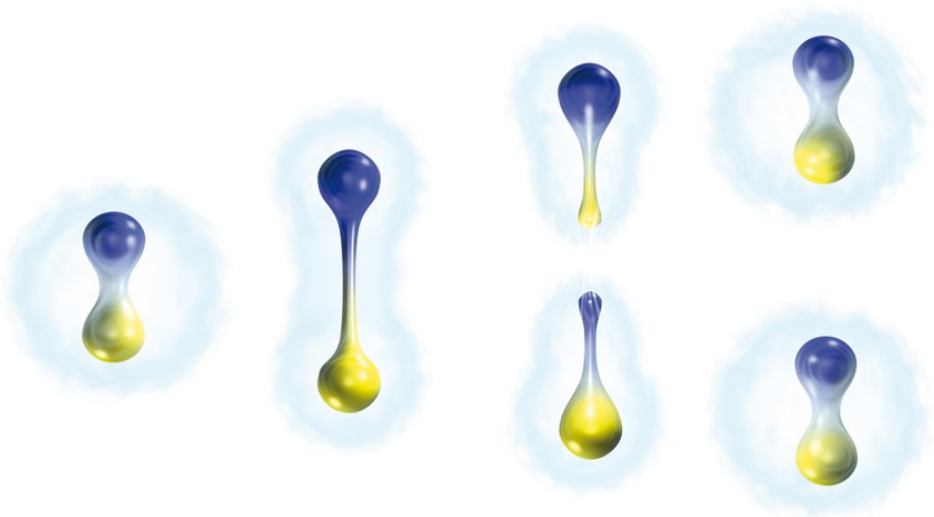


Abbildung 1.1: Bei der Trennung eines Quark-Antiquark-Paares auftretendes Confinement [4]

oder blau (in Anlehnung an die additive Farbmischung) und im Falle von Antiquarks antirot, antigrün und antiblau sein kann.
Eine einzigartige Eigenschaft der Quarks ist es, dass diese nicht einzeln auftreten können, sondern nur als gebundener Zustand in Form von Hadronen. Diese Eigenschaft wird Confinement genannt und ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Das Phänomen des Confinements ist bis heute nicht verstanden und erfordert eine weitere spektroskopische Klassifikation der Hadronen. Tabelle 1.2 zeigt die Eigenschaften der Quarks.

Tabelle 1.2: Eigenschaften der Quarks. Hierbei ist $e = 1,602176634 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{C}$ und bezeichnet die Elementarladung [2, 3]

Familie	Name	Flavour	Ladung Q [e]	Masse m [MeV/c^2]
1.	up (u)	Isospin, $I_3 = +\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$2,2^{+0,5}_{-0,3}$
	down (d)	Isospin, $I_3 = -\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$4,7^{+0,5}_{-0,2}$
2.	charm (c)	Charmness, $C = +1$	$+\frac{2}{3}$	1270 ± 20
	strange (s)	Strangeness, $S = -1$	$-\frac{1}{3}$	93^{+11}_{-5}
3.	top (t)	Topness, $T = +1$	$+\frac{2}{3}$	172900 ± 400
	bottom (b)	Bottomness, $B = -1$	$-\frac{1}{3}$	4180^{+30}_{-20}

Freie Teilchen sind im Bezug auf ihre Farbladung immer neutral. Dadurch tragen Mesonen ein Quark mit einer spezifischen Farbe und ein Antiquark mit der dazugehörigen spezifischen Antifarbe. Baryonen beinhalten ein Quark jeder Farbe und Antibaryonen ein Quark jeder Antifarbe.

1.1.3 Fundamentale Wechselwirkungen

Nach dem heutigen Wissensstand existieren vier fundamentale Wechselwirkungen: die Gravitation, die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung.
Aufgrund der Tatsache, dass das Standardmodell der Teilchenphysik eine relativistische Quantenfeldtheorie ist, können die Wechselwirkungen zwischen Teilchen durch Kraft vermittelnde Austauschteilchen, den Eichbosonen, beschrieben werden. Hierbei wird die starke Wechselwirkung durch acht farbgeladene Gluonen g, die schwache Wechselwirkung durch das $W^{\pm}$-

Tabelle 1.3: Eigenschaften und Austauschteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen [2]

Wechselwirkung	Name	Kopplung an	rel. Stärke	Masse m [GeV/c^2]
Gravitation	Graviton (?)	Masse	10^{-38}	0 (theo.)
elektromagnetische	Photon (γ)	elektrische Ladung	10^{-2}	0
schwache	W-Boson ($W^{\pm}$)	schwache Ladung	10^{-13}	80,4
	Z-Boson (Z^0)			91,2
starke	Gluon (g)	Farbladung	1	0

bzw. Z^0-Boson und die elektromagnetische Wechselwirkung durch das Photon γ vermittelt. Die Gravitation, deren Austauschteilchen das hypothetische Graviton ist, wird aufgrund ihrer relativen Stärke im Bezug auf die anderen drei Wechselwirkungen bewusst im Standardmodell nicht berücksichtigt. Tabelle 1.3 zeigt neben den fundamentalen Wechselwirkungen mit den dazugehörigen Austauschteilchen auch ihre jeweilige relative Stärke.
Neben den relativen Stärken sind auch die Reichweiten der Wechselwirkungen unterschiedlich. Die elektromagnetische Kraft besitzt eine unbegrenzte Reichweite, da Photonen masselos sind und eine direkte Kopplung zwischen Photonen nicht möglich ist. Die Reichweite der schwachen Wechselwirkung liegt aufgrund der von Null verschiedenen Masse des $W^{\pm}$- und Z^0-Bosons bei kleiner 10^{-15} m.
Trotz dieser großen Diskrepanz konnten im Jahr 1967 Sheldon Glashow, Abdus Salam und Steven Weinberg diese beiden Wechselwirkungen zur elektroschwachen Wechselwirkung zusammenführen. Hierbei koppeln die nicht masselosen Eichbosonen ($W^{\pm}$, Z^0) an ein weiteres skalares Feld, das Higgs-Feld. Der Higgs-Mechanismus gibt allen Elementarteilchen ihre Masse. Daher müsste es auch ein Higgs-Boson H^0 geben. Dieses wurde am Large Hadron Collider (LHC), welcher sich am Forschungszentrum CERN befindet, sowohl von der ATLAS- als auch der CMS-Kollaboration erstmals entdeckt [5, 6]. Das Higgs-Boson besitzt eine Masse von $m(H^0) = (125,18 \pm 0,16)\,\mathrm{GeV}/c^2$ [2] und vervollständigt das Standardmodell der Teilchenphysik.

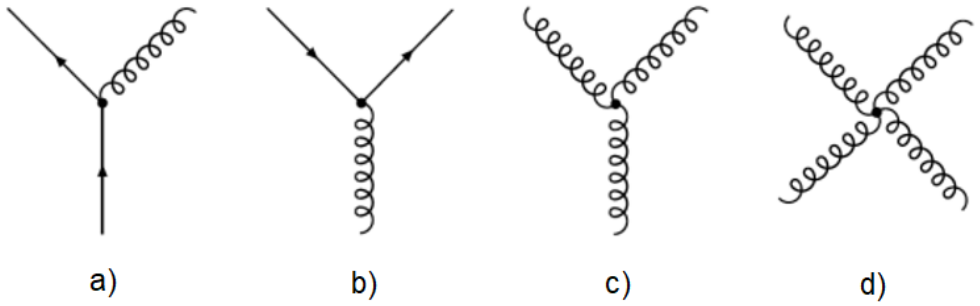


Abbildung 1.2: Fundamentale Feynman-Diagramme der starken Wechselwirkung [1]
(a) Abstrahlung eines Gluons von einem Quark
(b) Quark-Antiquark-Paarbildung durch ein Gluon
(c) und (d) Gluonen-Selbstkopplung

Des Weiteren können die Gluonen, die Eichbosonen der starken Wechselwirkung, untereinander wechselwirken, da sie selbst gleichzeitig Farbe und Antifarbe tragen. Aufgrund dieser in Abbildung 1.2(c) und (d) gezeigten Gluon-Gluon-Kopplung ist die Reichweite der starken Kraft limitiert, obwohl Gluonen wie Photonen masselos sind.
Das theoretische Konzept, welches die Struktur und Dynamiken der stark wechselwirkenden Teilchen beschreibt, ist die Quantenchromodynamik (QCD). Diese ist durch die erfolgreiche Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) beeinflusst, welche entwickelt wurde, um die elektromagnetische Wechselwirkung zu beschreiben. Sobald zwei elektrische Ladungen näher zusammengebracht werden, wird die Kraft zwischen ihnen stärker, wohingegen die Kraft mit $1/r^2$ für größere Distanzen abnimmt. Die Kraft zwischen zwei Quarks verhält sich bei kleinen Distanzen ähnlich, jedoch wird das Potential mit größer werdendem Abstand größer. Das $1/r$-Verhalten wird durch ein linear ansteigendes Potential für Abstände größer als $r_0 \approx 0,5\,\mathrm{fm}$

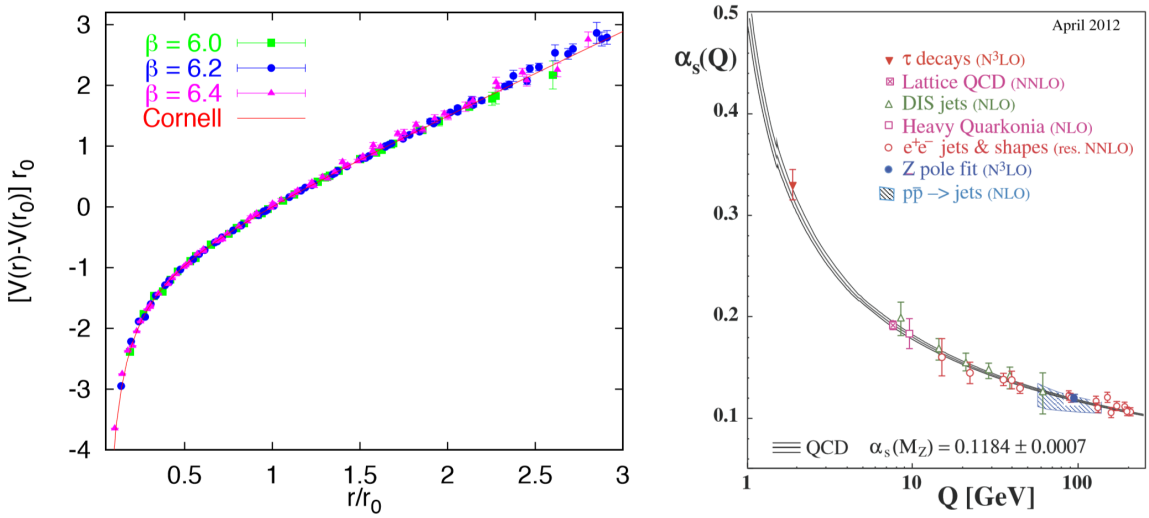
ersetzt. Das Potential kann durch

$$V(r) = -\frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_\mathrm{s}\hbar c}{r} + k \cdot r \tag{1.1}$$

parametrisiert werden, wobei

$$\alpha_\mathrm{s}(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_\mathrm{f}) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)} \tag{1.2}$$

darstellt. n_f ist die Anzahl an Quarkflavour und Λ ein Parameter, der experimentell zu $\Lambda \approx 250\,\mathrm{MeV}/c^2$ bestimmt wurde. Dies ist nur eine empirische Parametrisierung des effektiven Potentials und die wahre Natur des Potentials muss noch entdeckt werden. Gleichung 1.2 zeigt zudem, dass die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s im Gegensatz zu der der elektromagnetischen Wechselwirkung ($\alpha_\mathrm{em} \approx 1/137$) stark von dem Viererimpulsübertrag Q abhängt. In Abbildung 1.3 ist sowohl das Potential als auch die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung dargestellt. Für sehr große Q wird die starke Kopplungskonstante sehr klein und die Quarks können als quasi-frei betrachtet werden. Diese Eigenschaft wird als asymptotische Freiheit der Quarks bezeichnet und kann bei sehr hohen Energien erreicht werden. In diesem Bereich der QCD ist Störungstheorie anwendbar, während bei kleinem Q die starke Kopplungskonstante deutlich stärker wird. [1, 2, 7]



(a) (b)

Abbildung 1.3: (a) Potential der starken Wechselwirkung (normiert auf $V(r_0 \approx 0,5\,\mathrm{fm}) = 0$) in Abhängigkeit vom Abstand r [8]
(b) Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag Q [9]

1.1.4 Hadronenspektroskopie

Eines der Ziele der Hadronenspektroskopie ist es, die vielen verschiedenen, nach den Regeln der QCD möglichen Hadronen zu identifizieren und zu charakterisieren. Hierbei wird zwischen Hadronen, welche nur aus leichten Quarks (up, down, strange) bestehen, und denen, die mindestens ein schweres Quark (charm, bottom) beinhalten, unterschieden. Aufgrund der

großen Unterschiede in der Masse der schweren Quarks ist die Unterscheidung zwischen diesen und letztendlich die Identifikation dieser einfacher. Da es viele Zustände im Bereich der leichten Mesonen und Baryonen gibt, die ähnliche Massen und große Zerfallsbreiten besitzen, überlappen sich unterschiedliche Zustände.
Hadronen können entweder über die Notation $n^{2S+1}L_J$ oder J^{PC} unterschieden werden. Im Falle von Mesonen ist die Quantenzahl n eine radiale Anregung des Zustandes, S der Spin des Quark-Antiquark-Paares ($S = 0$ oder $S = 1$), L der Bahndrehimpuls zwischen den beiden Quarks und J der Gesamtdrehimpuls des Mesons, welcher durch

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \tag{1.3}$$

gegeben und durch

$$|L - S| \leq J \leq |L + S| \tag{1.4}$$

begrenzt ist. Des Weiteren ist C der Eigenwert des Ladungskonjugationsoperators

$$C = (-1)^{L+S} \tag{1.5}$$

und P der des Paritätsoperators

$$P = (-1)^{L+1}. \tag{1.6}$$

Die Zustände können auch durch ihren Quarkinhalt unterschieden werden. Die Anzahl der u- und d-Quarks bestimmen den Isospin des Teilchens, wohingegen für alle anderen Quarkflavour eine eigene Quantenzahl (Strangeness, Charmness, Bottomness, Topness) zugewiesen wird. Insgesamt können aus den drei leichten Quarks neun verschiedene Zustände konstruiert werden. Die Nonetts der leichtesten Mesonen mit $L = 0$, $S = 0$ ($J^{PC} = 0^{-+}$) und $L = 0$, $S = 1$ ($J^{PC} = 1^{--}$) sind in den Abbildungen 1.4(a) und 1.4(b) zu sehen.

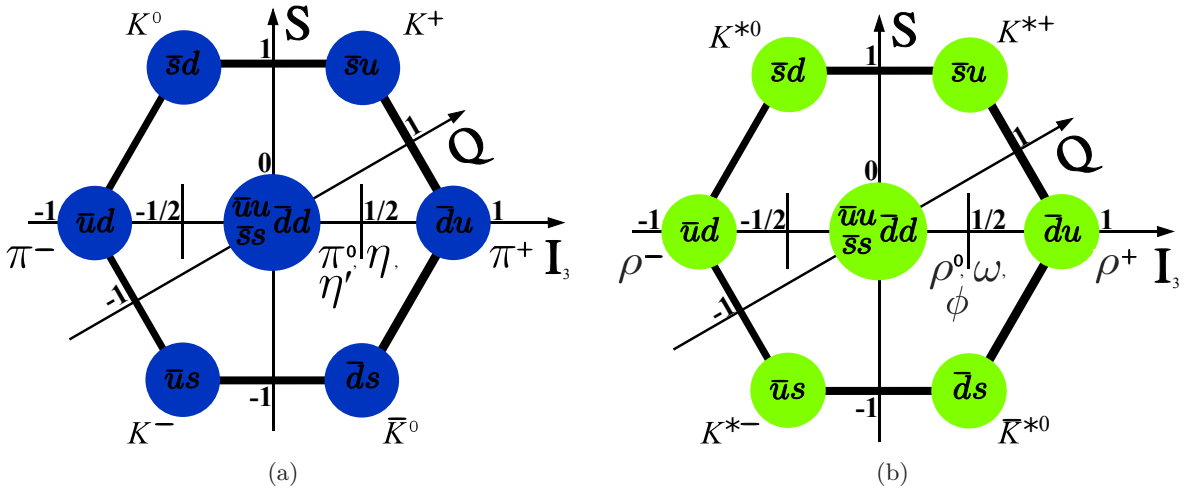


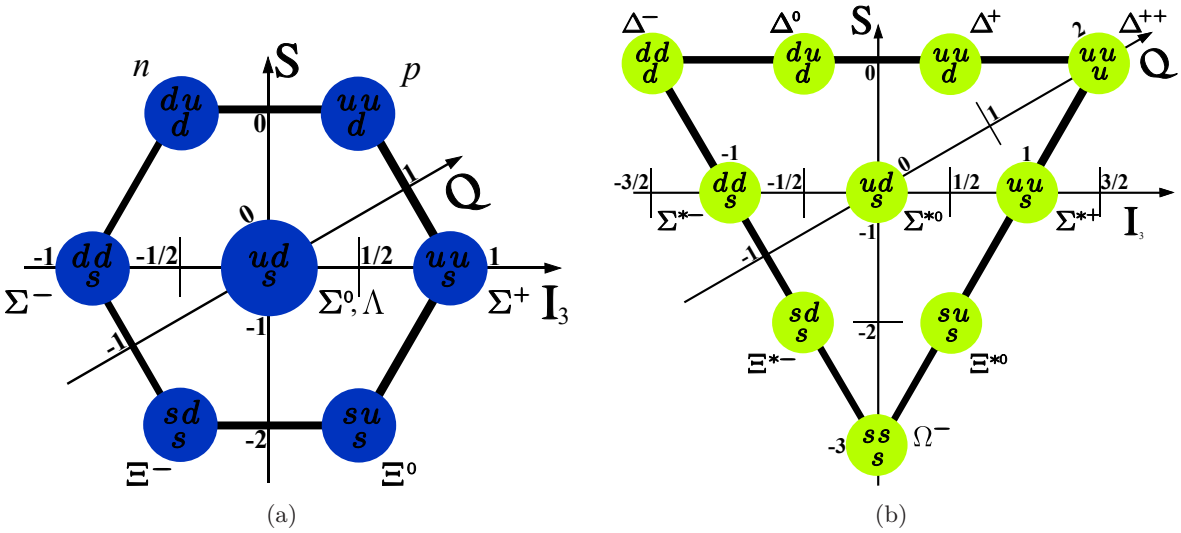
Abbildung 1.4: Nonetts der (a) pseudoskalaren Mesonen und (b) der Vektormesonen. Hierbei ist die Strangeness S gegen die dritte Komponente I_3 des Isospins und die Ladung Q aufgetragen. Die farbigen Kreise repräsentieren die Mesonen mit deren Quarkinhalt. Die Mesonen in der Mitte enthalten eine Mischung der drei Quark-Antiquark-Kombinationen (in Anlehnung an [10])

Diese werden pseudoskalare Mesonen und Vektormesonen genannt. Dazu wurden noch weitere Zustände mit verschiedenen Quantenzahlen wie höherem Spin, verschiedener Parität oder

radialer Anregung gefunden.
Im Falle von Baryonen können die drei Quarks zu einem Gesamtspin von $S = 1/2$ oder $S = 3/2$ koppeln. Darüber hinaus wird angenommen, dass die Quarks im Grundzustand keinen relativen Bahndrehimpuls zueinander besitzen, wodurch sich $L = 0$ ergibt. Nach Gleichung 1.4 ist somit ein Gesamtdrehimpuls von $J = 1/2$ oder $J = 3/2$ möglich. Die Parität des Zustandes wird durch

$$P = (-1)^L \tag{1.7}$$

bestimmt, wodurch die Parität in beiden Fällen positiv ist. Insgesamt führt dies zu $J^P = 1/2^+$ und $J^P = 3/2^+$. Da nur Teilchen, deren additiven Quantenzahlen Null ergeben, Eigenwerte des Ladungskonjugationsoperators sind, besitzen Baryonen keine C-Parität. Die Baryonen mit den Quantenzahlen $J^P = 1/2^+$ und $J^P = 3/2^+$ werden, wie in den Abbildungen 1.5(a) und 1.5(b) zu sehen, in einem Baryon-Oktett und einem Baryon-Dekuplett zusammengefasst.



(a) (b)

Abbildung 1.5: (a) Oktett und (b) Dekuplett der Baryonen. Hierbei ist die Strangeness S gegen die dritte Komponente I_3 des Isospins und die Ladung Q aufgetragen. Die farbigen Kreise repräsentieren die Baryonen mit deren Quarkinhalt. Λ und Σ^0 im Baryon-Oktett unterscheiden sich durch ihren Isospin I ($I_\Lambda = 0$ und $I_{\Sigma^0} = 1$) (in Anlehnung an [10])

Neben den bereits angesprochenen Mesonen und Baryonen sind der QCD nach auch Zustände mit gluonischen Freiheitsgraden und Teilchen mit mehr als drei Quarks erlaubt. Diese exotischen Zustände können konventionelle als auch exotische Quantenzahlen tragen. Exotische Quantenzahlen werden durch J^{PC}-Kombinationen definiert, welche nicht durch die oben genannten Regeln für ein Quark-Antiquark-Paar konstruiert werden können. Diese sind z.B. 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-} etc.. Teilchen, die aus einem Quark und einem Antiquark mit einem zusätzlichen Gluon bestehen, werden Hybride genannt, während Teilchen, die nur aus Gluonen bestehen, Gluebälle heißen. Daneben sollten Tetraquarks bzw. Pentaquarks existieren, die vier bzw. fünf Quarks beinhalten. Die Beobachtung eines Teilchen mit exotischen Quantenzahlen würde für seine exotische Natur sprechen. Jedoch können exotische Zustände, wie bereits erwähnt, auch konventionelle Quantenzahlen besitzen, wodurch ihre Entdeckung schwieriger wird. Die Entdeckung solcher Zustände würde einen großen Beitrag zum Verständnis des nicht-perturbativen Bereichs der QCD leisten sowie ein starkes Argument für die Richtigkeit

der Theorie sein. Theoretische Berechnungen im nicht-perturbativen Bereich sind meist durch numerische Gitterberechnungen beschränkt. Diese Berechnungen benötigen viel Rechenleistung und eine Anzahl an gewissen Annahmen, um Abschätzungen zu geben. Abgesehen von den genannten Hindernissen und Einschränkungen wurden durch die Gitter-QCD mehrere Glueball-Kandidaten im Massenbereich von $1,5\,\mathrm{GeV}/c^2$ bis $4,0\,\mathrm{GeV}/c^2$ vorhergesagt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 1.6 zu sehen. Da dieser Massenbereich seit mindestens 50 Jahren zur Verfügung steht, kann die Frage gestellt werden, warum bisher kein solcher Zustand gefunden wurde. Ein Grund ist, dass die meisten vorhergesagten Glueball-Zustände keine exotischen Quantenzahlen tragen und somit das Hauptkriterium zur Identifikation dieser fehlt. Glueball-Zustände sind wahrscheinlich schon in zahlreichen Experimenten aufgetaucht, jedoch ist ihre Interpretation und Klassifikation bisher nicht gelungen. Außerdem befinden sich die erwarteten Zustände in einem Massenbereich, der bereits durch eine Vielzahl von konventionellen Mesonen bevölkert ist. [2, 10]

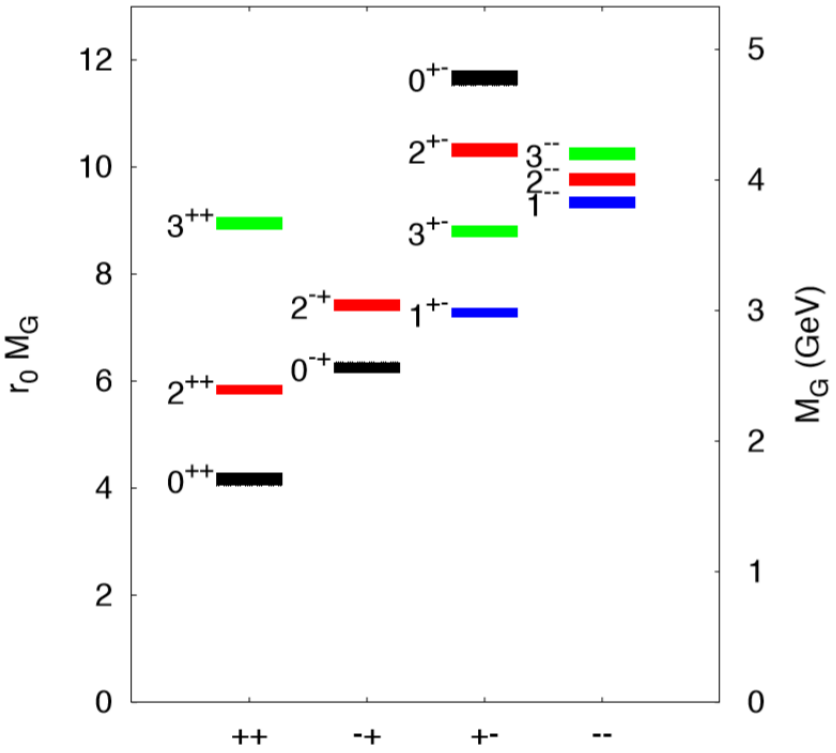


Abbildung 1.6: Spektrum der durch Gitter-QCD-Berechnungen vorhergesagten Glueball-Kandidaten. Auf der x-Achse sind die Quantenzahlen PC aufgetragen [11]

Teil I

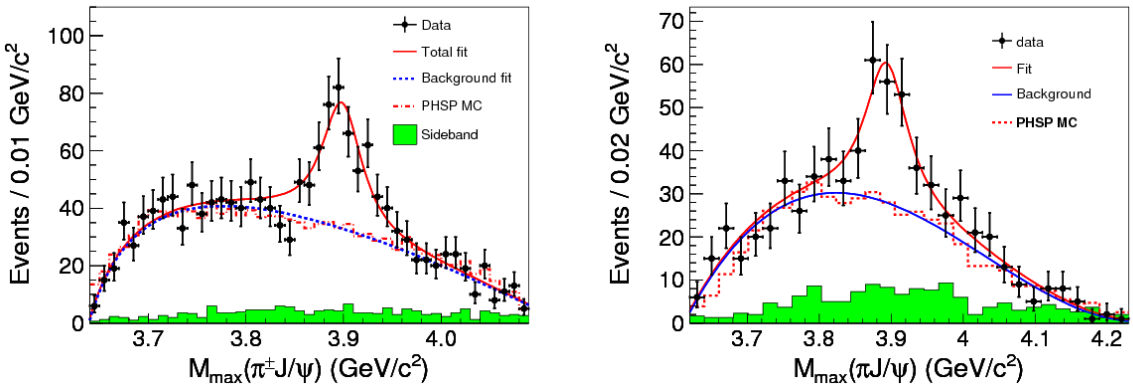
Suche nach der $Z_c(3900)^{\pm}$-Resonanz in $e^+e^- \to p\overline{n}\pi^- + c.c.$ bei BESIII

Kapitel 2

Motivation

Bis zur Jahrtausendwende war die Annahme, dass das Charmonium-Spektrum gut verstanden sei. Es konnte mit Hilfe des Potentialmodells bis zur Open-Charm-Schwelle, also der Masse von zwei D-Mesonen, gut beschrieben werden. Nichtsdestotrotz wurden viele Zustände oberhalb der Schwelle vorhergesagt, von denen nur wenige bisher experimentell beobachtet wurden. In den letzten Jahrzehnten wurden jedoch viele neuartige Zustände, die sogenannten XYZ-Zustände, gefunden, die nicht mit den Vorhersagen des Potentialmodells übereinstimmen. Beginnend mit der Entdeckung des $X(3872)$ im Jahr 2003, welches aufgrund seiner schmalen Breite von weniger als $1,2\,\mathrm{MeV}$ [12] nicht als gewöhnlicher Charmonium-Zustand gelten kann. Darauf folgten Y-Zustände mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ wie das $Y(4260)$ und das $Y(4360)$, die die Region der Vektorzustände oberhalb der Open-Charm-Schwelle überbevölkerten und nicht in das Potentialmodell passten. Zum Schluss folgten geladene Z-Zustände, auf die im Folgenden näher eingegangen wird.

Im Jahr 2013 wurde durch die BESIII-Kollaboration bei der Untersuchung des Prozesses $e^+e^- \to J/\psi\pi^+\pi^-$, welche einen $525\,\mathrm{pb}^{-1}$ großen Datensatz bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,26\,\mathrm{GeV}$ nutzte, eine Struktur im invarianten Massenspektrum des $J/\psi\pi^\pm$-Systems mit einer statistischen Signifikanz von mehr als $8\,\sigma$ beobachtet. Diese $Z_c(3900)^\pm$ genannte Struktur befand sich bei einer Masse von $m = (3899,0 \pm 3,6_{\mathrm{stat.}} \pm 4,9_{\mathrm{sys.}})\,\mathrm{MeV}/c^2$ und besaß eine Breite von $\Gamma = (46 \pm 10_{\mathrm{stat.}} \pm 20_{\mathrm{sys.}})\,\mathrm{MeV}$ (siehe Abbildung 2.1(a)) [13]. Des Weiteren wurde das Verhältnis der resonanten zur nicht-resonanten Produktion $R =$



(a) (b)

Abbildung 2.1: Experimentelle Beobachtung des $Z_c(3900)^\pm$ im invarianten Massenspektrum des $J/\psi\pi^\pm$-Systems durch die (a) BESIII- [13] und (b) Belle-Kollaboration [14]

$\frac{\sigma(e^+e^-\to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp\to J/\psi\pi^+\pi^-)}{\sigma(e^+e^-\to J/\psi\pi^+\pi^-)}$ zu $(21,5 \pm 3,3_{\text{stat.}} \pm 7,5_{\text{sys.}})\,\%$ gemessen [13]. Simultan wurde diese Struktur auch von der Belle-Kollaboration in der Reaktion $Y(4260) \to J/\psi\pi^+\pi^-$ mit einer Signifikanz von 5,2 σ beobachtet. Die dazugehörigen Resonanzparameter wurden zu $m = (3894,5 \pm 6,6_{\text{stat.}} \pm 4,5_{\text{sys.}})\,\text{MeV}/c^2$ und $\Gamma = (63 \pm 24_{\text{stat.}} \pm 26_{\text{sys.}})\,\text{MeV}$ bestimmt (siehe Abbildung 2.1(b)) [14]. Später wurde das $Z_c(3900)^\pm$ in der Analyse der Reaktion $e^+e^- \to J/\psi\pi^+\pi^-$ bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,17\,\text{GeV}$ mit Daten des CLEOc-Experimentes bestätigt [15]. Die Quantenzahlen J^P des Zustandes wurden in [16] durch eine Partialwellenanalyse zu $J^P = 1^+$ bestimmt. Angeregt durch diese Entdeckung wurde nach einem neutralen Isospin-Partner des $Z_c(3900)^\pm$ gesucht. 2015 wurde bei der Analyse der Reaktion $e^+e^- \to J/\psi\pi^0\pi^0$, basierend auf Datensätzen bei Schwerpunktsenergien von $E_{\text{cms}} = (4,19 - 4,42)\,\text{GeV}$, wiederum eine Struktur, das $Z_c(3900)^0$, im invarianten Massenspektrum des $J/\psi\pi^0$-Systems bei $m = (3894,8 \pm 2,3_{\text{stat.}} \pm 2,6_{\text{sys.}})\,\text{MeV}/c^2$ und mit $\Gamma = (29,6 \pm 8,2_{\text{stat.}} \pm 7,3_{\text{sys.}})\,\text{MeV}$ entdeckt [17]. Dadurch wurde die Annahme bestärkt, dass es sich bei dem $Z_c(3900)$ um einen Isospin-Triplettzustand handeln könnte.
Insgesamt erlangte die Entdeckung des $Z_c(3900)^\pm$-Zustandes große Aufmerksamkeit, da es sich, sofern es eine Resonanz sein sollte, um den ersten geladenen charmoniumähnlichen Zustand handelt. Da es stark an $c\bar{c}$ koppelt und trotzdem geladen ist, muss der minimale Quarkinhalt vier Quarks betragen, also $c\bar{c}u\bar{d}$ bzw. $c\bar{c}\bar{u}d$ für das $Z_c(3900)^+$ bzw. $Z_c(3900)^-$. Somit ist es ein guter Kandidat für ein exotisches Teilchen. Um letztendlich seine Natur vollständig zu klären, wurden verschiedene theoretische Modelle entwickelt. Eine mögliche Interpretation liefert die Tatsache, dass die Masse des $Z_c(3900)^\pm$ nahe der $D\overline{D}^*$-Produktionsschwelle von etwa 3875 MeV liegt. Es könnte sich also um einen $D\overline{D}^*$-Molekülzustand[1] oder einen molekülähnlichen Zustand handeln [18]. Hierzu wurde von der BESIII-Kollaboration die Reaktion $e^+e^- \to \pi^\pm(D\overline{D}^*)^\mp$, basierend auf demselben Datensatz wie in [13], untersucht. Wiederum zeigte sich eine Struktur bei $m = (3885,9 \pm 1,5_{\text{stat.}} \pm 4,2_{\text{sys.}})\,\text{MeV}/c^2$ und mit $\Gamma = (24,8 \pm 3,3_{\text{stat.}} \pm 11,0_{\text{sys.}})\,\text{MeV}$ [19]. Weitere Möglichkeiten zur Erklärung sind ein Tetraquark[2] [20], ein Hadrocharmonium[3] [21] oder einfach ein Schwelleneffekt [22]. Jedoch wurde bei einer in [23] durchgeführten Gitter-QCD-Studie durch Anwendung Meson-Meson-typischer Interpolatoren kein Kandidat für das $Z_c(3900)^\pm$ mit den Quantenzahlen $J^P = 1^+$ gefunden. In einer weiteren Gitter-QCD-Simulation nahe der $D\overline{D}^*$-Schwelle gab es auch keinen Hinweis auf die Existenz des $Z_c(3900)^\pm$ [24].

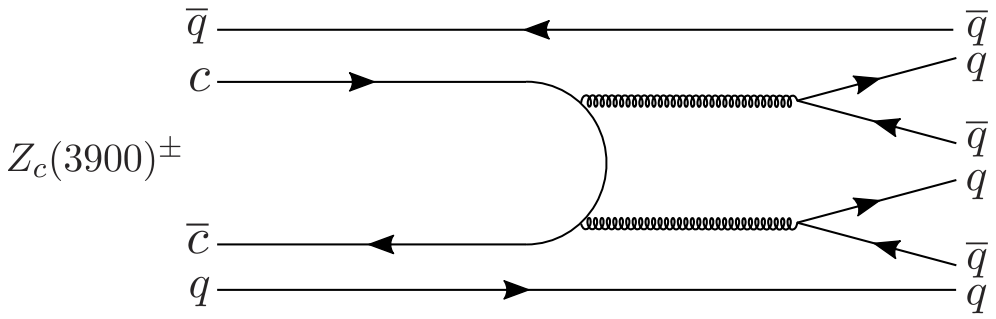


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramm des Zerfalls des $Z_c(3900)^\pm$ in ein Baryon-Antibaryon-Paar

[1] Gebundener Zustand von Hadronen, meistens ein Meson-Antimeson-Paar
[2] Teilchen aus $q\bar{q}q\bar{q}$, jedoch kompakter als ein hadronisches Molekül
[3] Ein von einer $q\bar{q}$-Wolke umgebener $q\bar{q}$-Kern

Zerfallseigenschaften können nützliche Informationen über die innere Struktur solcher Zustände verraten. Es gibt drei wichtige Zerfallsmoden für charmoniumähnliche Zustände: (a) der Zerfall in Open-Charm-Mesonen, (b) der Zerfall in Charmonia und (c) der Zerfall in leichte Hadronen. Neben dem in [25] vorgeschlagenen charmlosen Zerfall des $Z_\mathrm{c}(3900)$ in ein pseudoskalares Meson und ein leichtes Vektormeson sollte auch der Zerfall in ein Baryon-Antibaryon-Paar, also $p\overline{p}$, $p\overline{n}$ und $\overline{p}n$ entsprechend der Ladung des Zustandes, theoretisch möglich sein. Somit sollte auch die Erzeugung des Zustandes in Formation mit Experimenten wie dem im zweiten Teil dieser Arbeit vorgestellten $\overline{\mathrm{P}}$ANDA-Experiment möglich sein. Der Zerfall sollte jedoch bedingt durch die in Abbildung 2.2 gezeigte Annihilation des $c\overline{c}$-Paares unterdrückt sein. Ein in [26] dargestelltes Szenario bei $\overline{\mathrm{P}}$ANDA ist z.B die Kollision des Antiprotonenstrahls mit den Neutronen eines aus Deuterium bestehenden Targets, wodurch eine Vielzahl an $Z_\mathrm{c}(3900)^-$ erzeugt werden könnten.
Ziel dieser Arbeit ist es, erstmalig den Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n)$ bei fünf verschiedenen Schwerpunktsenergien in einem Bereich von 4,23 GeV bis zu 4,60 GeV sowie das Verhältnis der Zerfallswahrscheinlichkeiten zu dem in [13] veröffentlichten Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900)^\pm \to J/\psi\pi^\pm)$ bei einer Schwerpunktsenergie von $E_\mathrm{cms} = 4,26\,\mathrm{GeV}$ zu bestimmen. Weiterhin wird erstmals der Wirkungsquerschnitt $\sigma(p\overline{n}/\overline{p}n \to Z_c(3900)^\pm)$ für die Produktion des $Z_c(3900)^\pm$ in einer Baryon-Antibaryon-Kollision ermittelt.

Kapitel 3

Das BESIII-Experiment

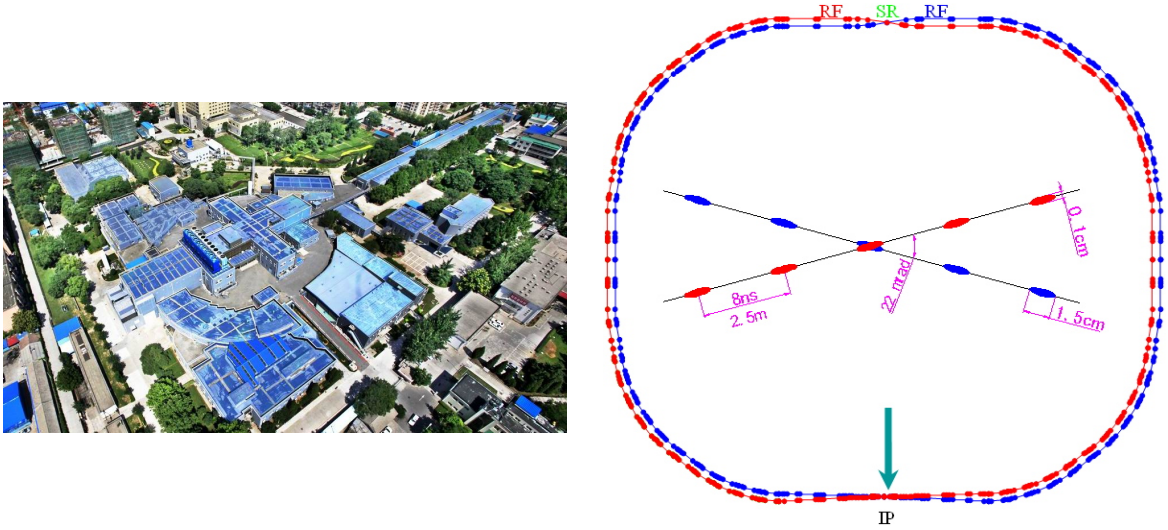
Die für diese Arbeit verwendeten Datensätze wurden mit dem BESIII-Detektor am Elektron-Positron-Beschleuniger BEPCII aufgenommen. Sowohl auf den Beschleuniger als auch auf den Detektor und seinen Aufbau wird im Folgenden eingegangen.

3.1 Der Beschleuniger BEPCII

Der Beschleuniger BEPCII (Beijing Electron Positron Collider II) ist der Nachfolger des Elektron-Positron-Beschleunigers BEPC, welcher von der chinesischen Akademie der Wissenschaften bereits in den Jahren 1989 bis 2004 auf dem Gelände des Instituts für Hochenergiephysik (IHEP) in Peking (siehe Abbildung 3.1(a)) erfolgreich betrieben wurde. Dieser wurde im Zeitraum von 2004 bis 2006 in vielerlei Hinsicht verbessert, wie beispielsweise durch die Installation eines zweiten Strahlrohres, welches die separate Strahlführung von Elektronen und Positronen bis zur Kollision ermöglicht. 2006 nahm BEPCII den Betrieb im selben Tunnel wie BEPC zuvor auf. Um dem neuen Design des Beschleunigers mit zwei separaten Strahlrohren Rechnung zu tragen, kollidieren die Elektronen und Positronen unter einem Winkel von 22 mrad zueinander (siehe Abbildung 3.1(b)). Bevor die Teilchen in die Ringe des BEPCII-Beschleunigers injiziert werden, werden diese in einem Linearbeschleuniger mit einer Länge von 202 m auf eine Energie von $1,89$ GeV bis zu $2,50$ GeV vorbeschleunigt. Um die für das BESIII-Physikprogramm benötigte hohe Design-Luminosität von $10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ bei einer Strahlenergie von 1,89 GeV zu erreichen, wurden auch den Strahlstrom betreffende Parameter verbessert. Während der Stahlstrom bei BEPC mit einem Teilchenpaket pro Strahl nur 35 mA betrug, beträgt der Strahlstrom bei BEPCII nun 910 mA mit bis zu 93 Paketen pro Strahl. Ein Vergleich aller relevanten Operationsparameter des BEPC- und BEPCII-Beschleunigers ist in Tabelle 3.1 gegeben. [27]

Tabelle 3.1: Vergleich der Operationsparameter von BEPC und BEPCII [28]

Parameter	BEPC	BEPCII
Schwerpunktsenergie E_{cms} [GeV]	$2-5$	$2-4,6$
Umfang [m]	240,4	237,5
Anzahl der Strahlrohre	1	2
Maximale Luminosität bei $E_{\mathrm{cms}} = 3,78\,\mathrm{GeV}$ [$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$]	$\sim 10^{31}$	$\sim 10^{33}$
Anzahl der Teilchenpakete	$2 \cdot 1$	$2 \cdot 93$
Strahlstrom [A]	$2 \cdot 0{,}035$	$2 \cdot 0{,}91$



(a) (b)

Abbildung 3.1: (a) Ansicht des BEPCII-Geländes [29]
(b) Schematische Darstellung des BEPCII-Beschleunigers [27]

3.2 Der BESIII-Detektor

In der Zeit von 1989 bis 1996 nahm der ursprüngliche BES-Detektor (Beijing Spectrometer) am BEPC-Beschleuniger Daten aus e^+e^--Kollisionen auf. Nach einer massiven Aufrüstung der Hardwarekomponenten des Detektors im Jahr 1996 wurde der BESII-Detektor ins Leben gerufen und nahm erfolgreich seine Arbeit auf. Um die Möglichkeiten der mit dem neu geplanten BEPCII-Beschleuniger erreichbaren hohen Design-Luminosität auszunutzen, wurde der BESII-Detektor im Jahr 2004 stillgelegt und ein komplett neuer Detektor gebaut. Dieser sollte nicht nur auf der neuesten Detektortechnologie basieren, sondern auch das Wissen aus den Vorgängerexperimenten BES und BESII nutzen. Im Juli 2009, fünf Jahre nach der Stilllegung des BESII-Detektors und des BEPC-Beschleunigers, detektierte der BESIII-Detektor sein erstes hadronisches Ereignis aus einer e^+e^--Kollision. Tabelle 4.1 zeigt eine Übersicht der verschiedenen seitdem vom BESIII-Experiment aufgenommenen und insbesondere der für diese Arbeit genutzten Datensätze.
Wie viele Detektoren in der Hochenergiephysik ist der in Abbildung 3.2 zu sehende BESIII-Detektor zylindersymmetrisch um den Interaktionspunkt aufgebaut und besteht aus verschiedenen Subdetektorsystemen. Neben der präzisen Bestimmung des Impulses und der Energie der aus der e^+e^--Kollision stammenden Teilchen ist die Rekonstruktion und die Identifikation jedes einzelnen Teilchens eines der angestrebten Hauptziele. Zu diesem Zweck wurde der BESIII-Detektor mit einem 1 T starken Solenoidmagneten ausgestattet, um geladene Teilchen auf eine gekrümmte Bahn zu zwingen. Hierdurch können einerseits positiv und negativ geladene sowie neutrale Teilchen voneinander unterschieden werden und andererseits kann aus der Bahnkrümmung der Impuls der geladenen Teilchen bestimmt werden. Bis auf die Myonendetektoren, welche sich innerhalb des Eisenjochs des Magneten befinden, liegen alle Subdetektoren innerhalb des Solenoiden. Zusätzlich sind in der Nähe des Interaktionspunktes zwei supraleitende Quadrupolmagnete positioniert, welche den Elektronen- und Positronenstrahl auf den Mittelpunkt des BESIII-Detektors fokussieren. Die Spulen dieser Magnete

umgeben das aus Beryllium bestehende Strahlrohr und sind in das Volumen des BESIII-Detektors vor den Endkappen angebracht. Die Funktionsweise und Haupteigenschaften der einzelnen Subdetektorsysteme werden im Folgenden erklärt.

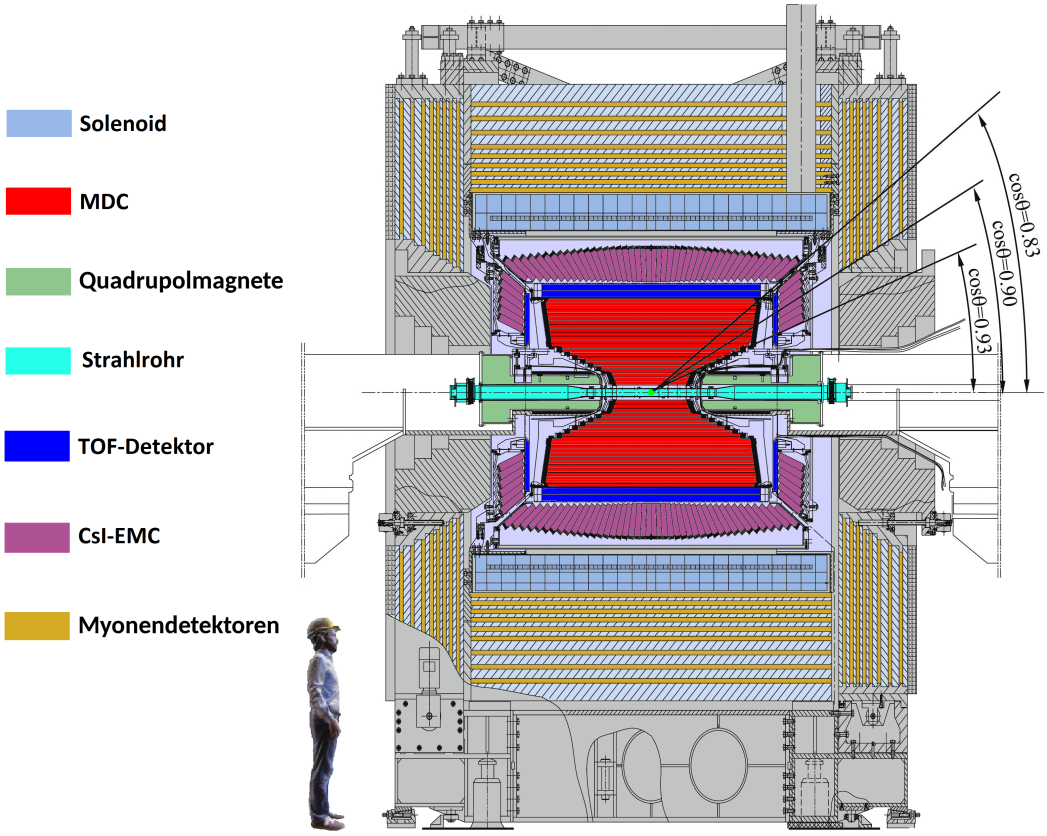
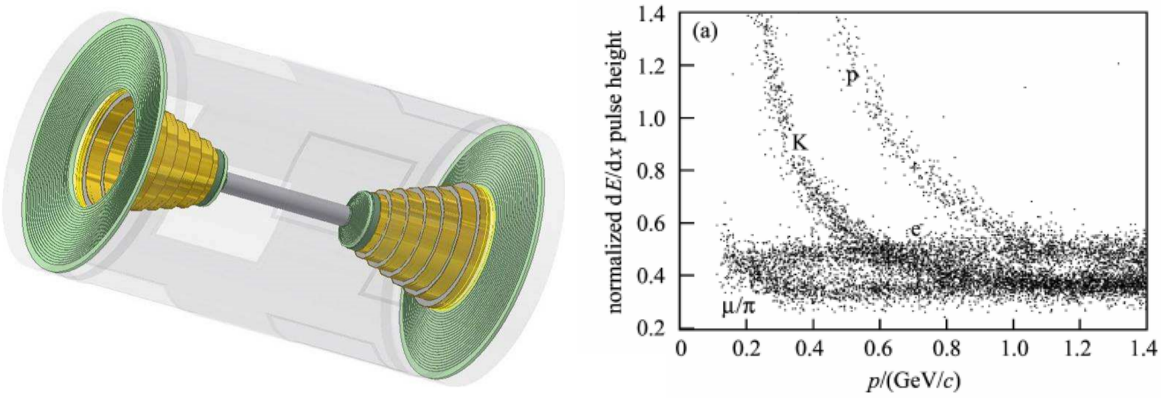


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des BESIII-Detektors (in Anlehnung an [30])

3.2.1 Multilayer-Driftkammer

Als erstes können die aus der e^+e^--Kollision stammenden Teilchen den innersten Subdetektor, eine zylindrische Multilayer-Driftkammer (MDC), passieren. Die Hauptaufgaben der MDC sind unter anderem die Möglichkeit zur dreidimensionalen Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen, die Impulsbestimmung und die Identifikation geladener Teilchen über die Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx.
Insgesamt besteht die MDC aus einer 2582 mm langen äußeren Kammer sowie einer inneren Kammer, welche über die Endplatten miteinander verbunden sind. Die Endplatten sind aufgrund der Platzanforderungen der beiden strahlfokussierenden Quadrupolmagnete, wie in Abbildung 3.3(a) gezeigt, treppenförmig und konisch zulaufend. Der äußere Radius der MDC beträgt 810 mm, wohingegen der innere Radius 59 mm beträgt, was nur einen Raum von 2 mm zwischen dem Strahlrohr und der MDC lässt. Letztendlich führt dies zu einer Winkelabdeckung der äußersten bzw. innersten Drahtlage von $|\cos(\theta)| \leq 0,83$ bzw. $|\cos(\theta)| \leq 0,93$, was einer Raumwinkelabdeckung von 93 % entspricht. Die MDC besteht aus 43 Lagen, welche zu 11 Superlagen zusammengefasst werden. Zusätzlich zu den 6796 25 µm dicken, aus goldbeschichteten Wolfram-Rhenium bestehenden Signaldrähten wurden 21844 Felddrähte aus gold-

beschichtetem Aluminium verbaut. Dies ist notwendig, um ein homogenes elektrisches Feld innerhalb des Volumens der MDC zu garantieren. Dabei musste jedoch das Materialbudget in der MDC so gering wie möglich gehalten werden (Vermeidung von Coulomb-Streuung). Das komplette Volumen der MDC ist mit einem Gasgemisch aus Helium und Propan (C_3H_8) im Verhältnis von ungefähr 60 % : 40 % mit etwas Wasserdampf gefüllt [31].
Wenn sich nun ein geladenes Teilchen durch das Gasvolumen bewegt, kann es das Gas entlang seiner Flugbahn ionisieren. Aufgrund der an den Drähten anliegenden Hochspannung driften die Ionen und Elektronen durch das Volumen der MDC, was letztendlich ein elektrisches Signal produziert, welches ausgelesen und digitalisiert werden kann.
Die Positionsauflösung einer aus einem Signaldraht und acht Felddrähten aufgebauten Driftzelle liegt bei 130 µm in der r-ϕ-Ebene und 2 mm in z-Richtung. Die Impulsauflösung σ_p/p liegt bei einem Impuls von 1 GeV/c in einem 1 T starken Magnetfeld bei etwa $0,5\,\%$.
Des Weiteren wird die Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx der sich durch das Gas bewegenden Teilchen für die Teilchenidentifikation genutzt. Abbildung 3.3(b) zeigt die normalisierte Pulshöhe von simulierten MDC-Signalen, welche proportional zu dem Energieverlust der Teilchen im Gas sind, gegen den Impuls des einfallenden Teilchens in GeV/c aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die e-π-Separation bei Impulsen über 0,4 GeV/c gut funktioniert, während die p-e-Separation ab 1,0 GeV/c Einbußen zeigt. Wenn Teilchen erzeugt werden, die langlebig genug sind, um das Strahlrohr zu verlassen und erst im Gasvolumen der MDC zerfallen, können die Informationen der MDC genutzt werden, um die Position des Zerfallsortes zu bestimmen. [28]



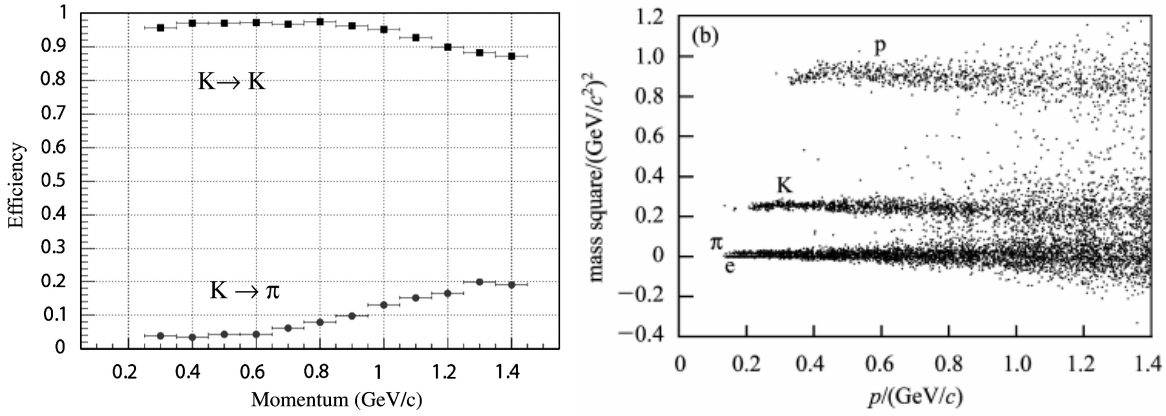
(a) (b)

Abbildung 3.3: (a) Schematische Darstellung der bei BESIII genutzten Multilayer-Driftkammer [32]
(b) Normalisierte Pulshöhe des spezifischen Energieverlustes dE/dx gegen den Impuls verschiedener Teilchen aufgetragen [33]

3.2.2 Time-of-Flight-System

Abgesehen von der Bestimmung des spezifischen Energieverlustes sowie des Impulses der geladenen Teilchen mit Hilfe der MDC wird die Flugzeit mit einem speziell dafür vorgesehenen Detektor gemessen, welcher sich direkt im Anschluss an die MDC befindet.
Das Time-of-Flight-System (TOF) besteht aus einem Fassteil und zwei Endkappen. Das TOF-System des Fassteils besteht aus zwei Lagen mit jeweils 88 gestaffelten Plastikszintil-

latorbarren, an denen an beiden Enden jeweils Photomultiplier zur Auslese angebracht sind. Diese gestaffelte Konfiguration wurde gewählt, um Lücken zwischen den einzelnen Detektorelementen zu vermeiden und eine Polarwinkelabdeckung von $|\cos(\theta)| < 0,83$ zu garantieren. Die Barren besitzen eine Länge von 2300 mm und eine Dicke von 50 mm. Das TOF-System der Endkappen besteht jeweils aus einer Lage von 48 480 mm langen und 50 mm dicken Plastikszintillatoren, welche nur an einer Seite mit einem Photomultiplier ausgelesen werden und aufgrund der trapezartigen Form der einzelnen Elemente kreisförmig angeordnet sind. Die Winkelabdeckung liegt im Falle der Endkappen in einem Bereich von ca. $0,85 < |\cos(\theta)| < 0,95$, was eine kleine Akzeptanzlücke zwischen dem Fassteil und den Endkappen lässt. Dieser Platz wird jedoch für die mechanische Unterstützungsstruktur der MDC benötigt.
Wegen der Tatsache, dass Impuls, Geschwindigkeit und Masse der Teilchen korrelierte Größen sind, ermöglicht das Wissen des Impulses aus der MDC, der Geschwindigkeit aus der Länge der Teilchenspur in der MDC sowie der mit dem TOF gemessenen Flugzeit die Teilchenidentifikation über die Masse.
Die für die Teilchenidentifikation entscheidende Zeitauflösung variiert in Abhängigkeit vom Eintrittsort des geladenen Teilchens in die TOF-Szintillatoren. Während im Fassteil des TOF die Auflösung in einem Bereich von 100 ps liegt, ist die Auflösung der Endkappen mit einer Zeitauflösung von 110 ps etwas schlechter.
Mit Hilfe des TOF-Systems kann eine in Abbildung 3.4(a) zu sehende, hohe Effizienz bei der Identifikation von Kaonen erreicht werden. Abbildung 3.4(b) zeigt das Massenquadrat, welches mit den in der MDC gemessenen Spurparametern und der Flugzeit für verschiedene Teilchen berechnet wurde, gegen den Impuls des einfallenden Teilchens in GeV/c aufgetragen. [28]



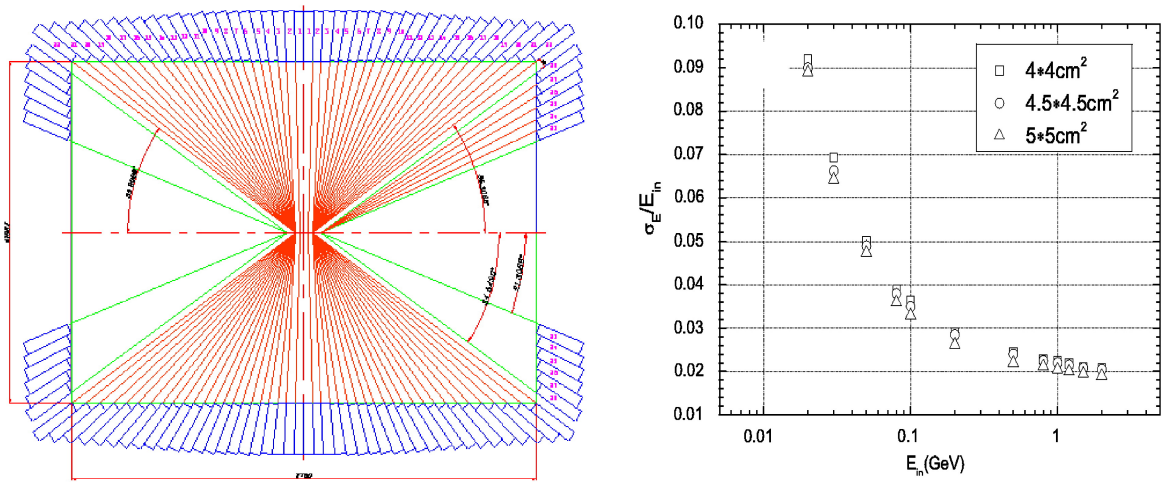
(a) (b)

Abbildung 3.4: (a) Effizienz sowohl für die Identifikation eines Kaons als auch die Missidentifikation eines Kaons als ein Pion [28]
(b) Erhaltene Massenquadrate aus MDC- und TOF-Informationen gegen den Impuls verschiedener Teilchen aufgetragen [33]

3.2.3 Elektromagnetisches Kalorimeter

Das auf das TOF-System folgende homogene Kristallkalorimeter (EMC) ist für die Bestimmung der Energie und der Flugrichtung von Photonen, Elektronen und Positronen verantwortlich.

Es besteht aus insgesamt 6240 mit Thallium dotierten Caesiumiodidkristallen, welche eine Länge von 28 cm besitzen, was dem 15,1-fachen der Strahlungslänge[1] des Materials entspricht. Wie beim TOF-System sind diese zu einem zylindrischen Fassteil und zwei Endkappen zusammengefasst. Der Fassteil des EMC besteht aus 44 einzelnen Ringsegmenten, welche jeweils 120 Kristalle beinhalten, was zu einer Gesamtzahl von 5280 Kristallen im Fassteil führt. Alle Kristalle zeigen, wie in Abbildung 3.5(a) zu sehen, auf einen Bereich von ±10 cm neben den Interaktionspunkt, um zu vermeiden, dass Photonen, die nahe am Interaktionspunkt entstehen, zwischen zwei Kristallen undetektiert das Volumen verlassen. Jede Endkappe besteht aus 6 Ringen mit je 160 Kristallen. Der Fassteil bzw. die Endkappen decken einen Winkelbereich von $|\cos(\theta)| < 0,82$ bzw. $0,83 < |\cos(\theta)| < 0,93$ ab.
Im Falle der Detektion von Photonen ist das EMC der einzige Detektor der Informationen bezüglich der Position und Energie liefert.
Hadronen können auch Schauer im EMC erzeugen, welche eine andere laterale Schauerform besitzen als solche, die z.B. durch Elektronen entstanden sind. Deshalb werden die Informationen des EMC auch genutzt, um die Teilchenidentifikation anderer Detektoren im Falle der Elektron-Hadron-Separation zu unterstützen.
Photonen, welche z.B. in radiativen Zerfällen entstehen, müssen von Photonen, welche dem Zerfall von neutralen Pionen bzw. η-Mesonen entstammen, unterschieden werden. Dies setzt ein hohe Anforderung an die Schwelle für die Detektion von Photonen voraus, während zur selben Zeit auch die Maximalenergie, welche durch die Strahlenergie bestimmt wird, gemessen werden muss. Im letzteren Fall sind Prozesse wie $e^+e^- \to \gamma\gamma$ aufgrund der hohen Energie der Photonen sehr wichtig. Die zu messenden Energien der Photonen reichen von 20 MeV bis zu 2,1 GeV. Die relative Energieauflösung σ_E/E beträgt bei einer Photonenenergie von 100 MeV bzw. 1 GeV in etwa 4,0 % bzw. 2,5 % (vgl. Abbildung 3.5(b)). [28]



(a) (b)

Abbildung 3.5: (a) Schematische Darstellung des Aufbaus des elektromagnetischen Kalorimeters [34]
(b) Relative Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters in Abhängigkeit von der Photonenenergie für verschiedene Kristallquerschnitte aus Monte-Carlo-Simulationen [28]

[1] Länge nach der ein Elektron oder Positron $1/e$ seiner Energie verloren hat und 7/9 der mittleren freien Weglänge für Paarproduktion eines hochenergetischen Photons (vgl. Kapitel 8.4.2)

3.2.4 Myonendetektoren

Die aus Resistive Plate Chambers (RPCs) bestehenden und in Abbildung 3.6 zu sehenden Myonendetektoren befinden sich außerhalb des supraleitenden Solenoidmagneten und sind in das die Magnetspule umgebende Eisenjoch, welches zur Flussrückführung des Magnetfeldes und zur mechanischen Unterstützung der inneren Komponenten dient, eingelassen.
Wie Abbildung 3.3(b) zeigt, reichen die mit der MDC gewonnenen Informationen über den spezifischen Energieverlust nicht aus, um zwischen Pionen und Myonen unterscheiden zu können. Die Tatsache, dass Myonen eine geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit besitzen und somit ungehindert große Mengen an schweren Materialien durchdringen können, wird genutzt, um dieses Problem zu lösen.
Für die RPCs sind hierzu 4 cm schmale Lücken zwischen den einzelnen Lagen aus Stahl im Eisenjoch gelassen. Der Fassteil des Eisenjochs ist mit 9-lagigen RPCs ausgestattet, während die zwei Endkappen lediglich über 8 Lagen an RPCs verfügen. Zusammen wird durch das System zur Myonenidentifikation ein Raumwinkel von 89 % abgedeckt. Das aktive Detektorvolumen ist mit einer Gasmixtur aus Argon, Halogenkohlenwasserstoff und n-Butan im Verhältnis 50 % : 42 % : 8 % gefüllt. Der zur erfolgreichen Identifikation notwendige Minimalimpuls der Myonen beträgt $0,4\,\mathrm{GeV}/c$. [28]

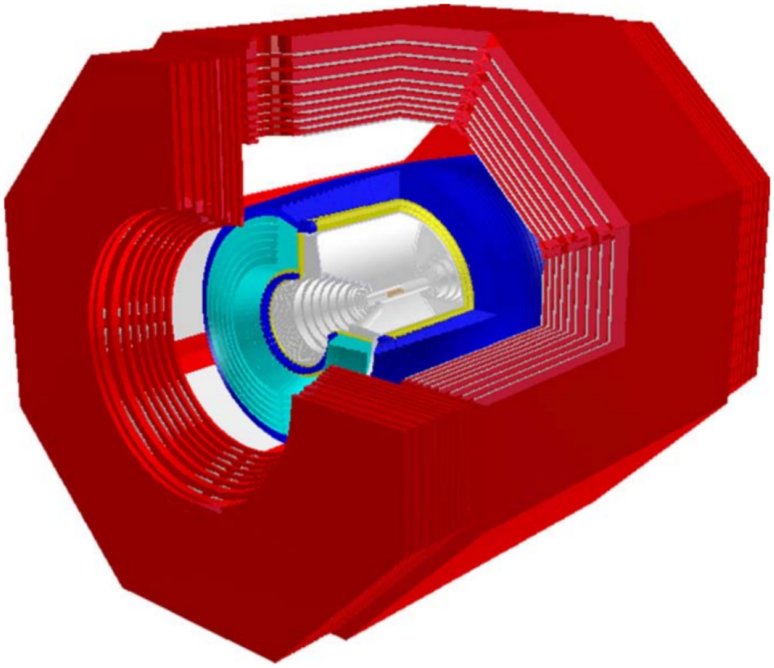


Abbildung 3.6: Übersicht über den BESIII-Detektor mit den in Rot dargestellten Myonendetektoren [35]

3.2.5 Trigger-System und Datenerfassung

Zur Datenerfassung wird bei BESIII ein zweistufiges Trigger-System genutzt, welches in Form eines Stufe-1 Hardwaretriggers (L1-Trigger) und eines Stufe-3 Softwaretriggers (L3-Trigger) realisiert ist.
Um Untergrundereignisse durch kosmische Strahlung oder die Strahlteilchen selbst zu un-

terdrücken, werden die aus den Subdetektoren stammenden Signale durchgehend zwischengespeichert und an den L1-Trigger weitergeleitet. Für die Entscheidung, ob es sich bei dem Ereignis um ein Untergrundereignis handelt oder nicht, werden nur 6,4 µs benötigt. Hierdurch kann die Ereignisrate von einigen MHz auf 4 kHz reduziert werden.
Darauf folgt der L3-Trigger, welcher die Ereignisrate auf ein akzeptables Niveau für eine permanente Datenspeicherung reduziert. Bei einer Schwerpunktsenergie, die der Masse des J/ψ-Mesons entspricht, wird im Endeffekt mit einer Signalereignisrate von 2 kHz gerechnet. Anschließend werden die rekonstruierten Ereignisse abgespeichert und dem Nutzer zur Verfügung gestellt. Die Ereignisraten vor und nach dem zweistufigen Trigger-System bei einer Schwerpunktsenergie entsprechend der J/ψ-Masse sind in Tabelle 3.2 dargestellt.

Tabelle 3.2: Ereignisraten vor und nach dem zweistufigen Trigger-System [28]

Prozess	Ereignisrate [kHz]	nach L1-Trigger [kHz]	nach L3-Trigger [kHz]
Signalereignisse	$2,0$	$2,0$	$2,0$
Bhabha-Ereignisse	$0,8$	vorskaliert	vorskaliert
Kosmische Strahlung	$< 2,0$	$\sim 2,0$	$\sim 0,1$
Strahlteilchen	$> 10^4$	$< 2,0$	$< 1,0$
Summe	$> 10^4$	$4,0$	$3,0$

3.2.6 BOSS-Software

Sowohl für die Analyse der mit dem BESIII-Detektor aufgenommenen Daten als auch für Studien von mit Monte-Carlo-Simulationen generierten Ereignissen wird das objektorientierte $C++$-Softwarepaket BES Offline Software System (BOSS) genutzt.
Hierbei stellt das GAUDI-Paket, welches die Hauptkomponente des BOSS-Frameworks darstellt, Hilfsmittel für Ereignissimulation, Datenverarbeitung und auch Physikanalyse bereit. Innerhalb von BOSS werden die rekonstruierten Daten als DST-Daten (Data Summary Tape) zur Verfügung gestellt. Des Weiteren stellt BOSS viele Dienste bereit, um Informationen bezüglich des Beschleunigers und des Detektors zu erhalten. [28]
Für weitere Informationen zur BOSS-Software sei auf [36] verwiesen. Für diese Analyse wurde mit der BOSS-Version 6.6.5.p01 gearbeitet.

Kapitel 4

Datenrekonstruktion und -selektion

Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit der Rekonstruktion und Selektion der mit Hilfe des BESIII-Experimentes aufgezeichneten Daten bezüglich der Kanäle

$$e^+e^- \to p\overline{n}\pi^- \text{ und } e^+e^- \to \overline{p}n\pi^+.$$

Dabei werden verschiedene Kriterien angewandt, um Ereignisse, welche den gewünschten Endzuständen entsprechen, aus den rekonstruierten Datensätzen auszuwählen. Diese reichen von allgemeingültigen Kriterien, wie z.B. zur Selektion von Spuren geladener Teilchen und Photonen, bis hin zu kanalspezifischen, um die Selektion des Neutrons sicherzustellen und einen möglichst von Untergrundereignissen befreiten Datensatz zur Verfügung zu haben.

4.1 Datensätze

Mit Beginn der ersten Datennahme im Jahr 2009 wurde bis heute eine umfangreiche Sammlung an unterschiedlichen Datensätzen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien vom BESIII-Experiment aufgenommen. Hierbei stellen die bei der invarianten Masse des J/ψ- bzw. $\psi(2S)$-Mesons aufgenommenen Datensätze die weltweit größten, bei diesen Schwerpunktsenergien und bei e^+e^--Kollisionen produzierten Datensätze dar. Da mit dem BEPCII-Beschleuniger viele verschiedene Schwerpunktsenergien im Bereich von $2,0\,\text{GeV}$ bis zu $4,6\,\text{GeV}$ zugänglich sind, bietet das BESIII-Experiment eine breitgefächerte Vielfalt an Datensätzen, welche unterschiedlichen Anforderungen genügen. Für diese Arbeit werden fünf Datensätze bei Schwerpunktsenergien von $E_{\text{cms}} \geq 4,23\,\text{GeV}$ genutzt. Die verwendeten Datensätze sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Tabelle 4.1: Übersicht über die für diese Arbeit genutzten Datensätze des BESIII-Experimentes. Neben der Schwerpunktsenergie E_{cms} und der integrierten Luminosität $\int \mathcal{L}$, also der Größe des Datensatzes, mit ihren statistischen und systematischen Fehlern ist die BOSS-Version angegeben, mit welcher der jeweilige Datensatz rekonstruiert wurde [37]

ID	Schwerpunktsenergie E_{cms} [MeV]	Integrierte Luminosität $\int \mathcal{L}$ [pb^{-1}]	BOSS-Version
4230	$4226{,}26 \pm 0{,}04_{\text{stat.}} \pm 0{,}65_{\text{sys.}}$	$1091{,}74 \pm 0{,}17_{\text{stat.}} \pm 10{,}59_{\text{sys.}}$	6.6.4p01
4260	$4257{,}97 \pm 0{,}04_{\text{stat.}} \pm 0{,}66_{\text{sys.}}$	$825{,}67 \pm 0{,}18_{\text{stat.}} \pm 8{,}01_{\text{sys.}}$	6.6.4p01
4360	$4358{,}26 \pm 0{,}05_{\text{stat.}} \pm 0{,}62_{\text{sys.}}$	$539{,}84 \pm 0{,}10_{\text{stat.}} \pm 5{,}24_{\text{sys.}}$	6.6.4p01
4420	$4415{,}58 \pm 0{,}04_{\text{stat.}} \pm 0{,}72_{\text{sys.}}$	$1073{,}56 \pm 0{,}16_{\text{stat.}} \pm 10{,}41_{\text{sys.}}$	6.6.5p01
4600	$4599{,}53 \pm 0{,}07_{\text{stat.}} \pm 0{,}74_{\text{sys.}}$	$566{,}93 \pm 0{,}11_{\text{stat.}} \pm 5{,}50_{\text{sys.}}$	6.6.5p01

4.2 Monte-Carlo-Datensätze

Mittels Monte-Carlo-Verfahren (MC) simulierte Signal- und Untergrundereignisse werden genutzt, um Selektionskriterien zu optimieren, die Untergrundkontamination abzuschätzen und die Selektionseffizienz zu bestimmen. Diese werden mit Hilfe des BESIII Object Oriented Simulation Tool (BOOST), einem auf GEANT4 [38] basierenden, zu Simulationszwecken dienlichen Softwarepaket, welches die Detektorgeometrie sowie -materialien beinhaltet, simuliert. Hierbei simuliert der Generator KKMC [40] unter Berücksichtigung von Initial-State-Radiation-Effekten (ISR) verschiedene Reaktionen z.B. $e^+e^- \to c\bar{c} + (n\gamma_{\mathrm{ISR}})$ mit $n = 1, 2$. Der Zerfall des so simulierten $c\bar{c}$-Zustandes wird mittels EvtGen [41] realisiert (siehe Abbildung 4.1). In Tabelle 4.2 sind die vom BESIII-Experiment bereitgestellten generischen Untergrund-Monte-Carlo-Datensätze bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien mit ihren jeweiligen Skalierungsfaktoren gezeigt. Die Skalierungsfaktoren geben das Verhältnis aus der integrierten Luminosität des Monte-Carlo-Datensatzes und der integrierten Luminosität des aufgezeichneten Datensatzes an. Die generischen Untergrund-Monte-Carlo-Datensätze wurden unter Berücksichtigung aller bekannten Prozesse und Zerfälle sowie deren Subzerfälle mit gemessenen oder abgeschätzten Verzweigungsverhältnissen generiert. Die generischen Untergrund-Monte-Carlo-Datensätze lassen sich in die QED-Prozesse $e^+e^- \to l^+l^-$ $(l = e, \mu, \tau)$ und $e^+e^- \to \gamma\gamma$, Reaktionen mit $q\bar{q}$ $(q = u, d, s)$, radiative Charmonium-Produktion, Produktion von D-Meson-Paaren, Charmonium plus leichte Hadronen und $\Lambda_c^+\overline{\Lambda}_c^-$-Paaren sowie Zwei-Photon-Prozesse unterteilen.

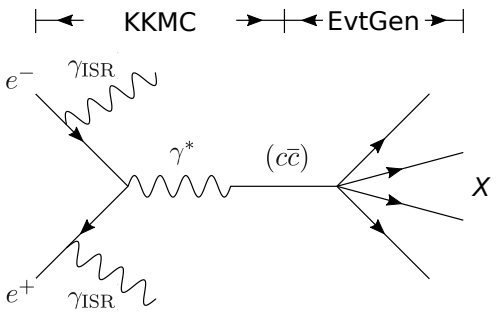


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der einzelnen Schritte der Monte-Carlo-Simulation (in Anlehnung an [39])

Tabelle 4.2: Übersicht über die für diese Arbeit genutzten generischen Untergrund-Monte-Carlo-Datensätze, rekonstruiert mit der BOSS-Version 6.6.5p01. $N_{\mathrm{Ereignisse}}$ bezeichnet die Anzahl der generierten Ereignisse. Der Untergrund-Monte-Carlo-Datensatz $\Lambda_c^+\overline{\Lambda}_c^-$ ist nur bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,60\,\mathrm{GeV}$ verfügbar [42, 43, 44, 45, 46]

$E_{\mathrm{cms}} =$	4,23 GeV	4,26 GeV	4,36 GeV	4,42 GeV	4,60 GeV
Untergrund-Monte-Carlo-Datensatz	$N_{\mathrm{Ereignisse}}$ [10^6] | Skalierungsfaktor				
e^+e^- (Bhabha-Streuung)	60,0 | 8,4	59,9 | 5,6	60,0 | 3,5	59,8 | 6,8	59,8 | 3,3
$\mu^+\mu^-$	5,4 | 1,0	4,0 | 1,0	4,0 | 0,6	14,2 | 0,3	5,9 | 0,4
$\tau^+\tau^-$	3,6 | 1,1	2,9 | 1,0	2,9 | 0,7	11,3 | 0,3	4,7 | 0,4
$\gamma\gamma$	21,4 | 1,0	15,5 | 1,0	16,0 | 0,6	58,0 | 0,3	28,2 | 0,3
$q\bar{q}$ und ISR	21,0 | 0,3	19,0 | 0,3	5,7 | 0,3	16,3 | 0,3	2,8 | 1,2
$D\overline{D}$	10,9 | 0,7	11,0 | 0,3	17,2 | 0,3	34,1 | 0,3	3,1 | 1,4
Charmonium plus leichte Hadronen	2,3 | 0,2	1,1 | 0,2	1,0 | 0,1	1,0 | 0,2	1,0 | 0,0
Zwei-Photon-Prozesse	5,6 | 0,3	4,3 | 0,3	2,7 | 0,3	12,0 | 0,2	1,0 | 1,0
$\Lambda_c^+\overline{\Lambda}_c^-$	-	-	-	-	0,5 | 0,4

4.3 Selektion der Pion- und Protonkandidaten

Für die Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen werden zunächst Informationen der Multilayer-Driftkammer verwendet. Damit das geladene Teilchen überhaupt detektiert werden kann, muss sich die Spur innerhalb der Winkelakzeptanz der Driftkammer befinden, wodurch ein Polarwinkelbereich von $|\cos(\theta)| < 0,93$ gefordert wird.
Da davon ausgegangen wird, dass alle bei der e^+e^--Annihilation entstandenen und für den jeweilig betrachteten Kanal relevanten Teilchen innerhalb des Strahlrohres und somit nahe dem Interaktionspunkt zerfallen, muss der Abstand zwischen diesem und der Spur des geladenen Teilchens einerseits kleiner als 10 cm in z-Richtung (Strahlrichtung) und andererseits kleiner als 1 cm in der x-y-Ebene (senkrecht zum Strahl) sein.
Zur Teilchenidentifikation werden neben dem spezifischen Energieverlust dE/dx in der MDC auch Flugzeitinformationen des TOF-Systems herangezogen. Mittels der erhaltenen Spurinformationen wird eine Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}$ unter der Hypothese, dass es sich bei dem geladenen Teilchen um ein Pion, Kaon, Proton oder Elektron handelt, berechnet. Nur Pion- und Protonkandidaten, deren Wahrscheinlichkeitswert $\mathcal{P}(\pi)$ größer als $\mathcal{P}(K), \mathcal{P}(p), \mathcal{P}(e)$ und $\mathcal{P}(p)$ größer als $\mathcal{P}(K), \mathcal{P}(\pi), \mathcal{P}(e)$ ist, werden akzeptiert. Zudem wird eine Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(\pi)$ und $\mathcal{P}(p)$ von mindestens 0,1 % gefordert. Alle Kandidaten, welche die zuvor genannten Kriterien nicht erfüllen, werden verworfen. Abschließend soll die Anzahl der Pion- und Protonkandidaten jeweils genau gleich eins sein.

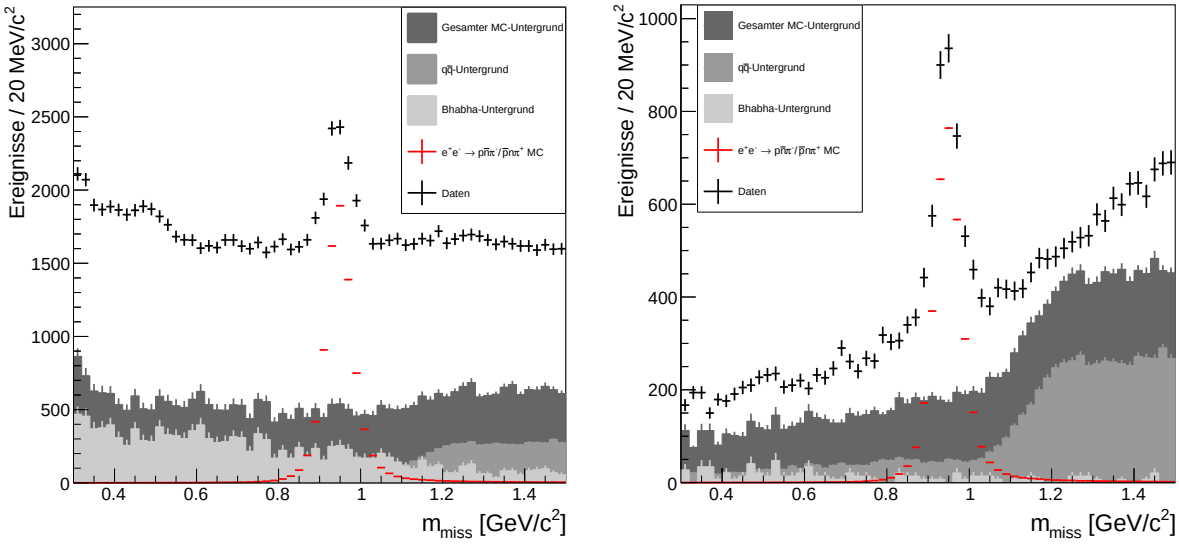
4.4 Vertexanpassung

Da die Lebensdauer aller beteiligten Resonanzen kurz ist, kann neben den zuvor erwähnten Kriterien zur Teilchenidentifikation eine Anpassung der Spuren beider Kandidaten an einen gemeinsamen Punkt (Vertex) erfolgen. Hierzu werden die rekonstruierten Spurparameter innerhalb ihrer Messunsicherheiten so variiert, dass sowohl der Abstand zwischen den beiden Spuren selbst als auch zum nominellen Interaktionspunkt minimiert wird. Für jede Variation der Spurparameter wird eine Anpassungsgüte χ^2 angegeben. Eine nicht konvergierende Anpassung würde für ein Untergrundereignis sprechen und sich in einem hohen χ^2-Wert widerspiegeln. Falls der χ^2-Wert der Vertexanpassung einen Wert von 1000 überschreiten sollte, wird das Ereignis verworfen, da angenommen werden kann, dass die Spuren der Kandidaten aus Untergrundprozessen stammen.

4.5 Selektion der Neutronkandidaten

Da der BESIII-Detektor nicht über ein hadronisches Kalorimeter verfügt, wird zur Selektion der Neutronkandidaten deren Wechselwirkung mit den Szintillationskristallen des elektromagnetischen Kalorimeters genutzt. Beim Eintritt ins EMC können Neutronen hadronische Schauer ausbilden. Jedoch kann einerseits aufgrund der hadronischen Wechselwirkungslänge von $\sim 0,5\lambda_{\mathrm{I}}$[1] [48], welche im Gegensatz zur elektromagnetischen geringer ist, die Energie der Neutronen nicht vollständig im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert und andererseits kann aufgrund ihrer geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit nur ein Bruchteil der entstandenen Neutronen detektiert werden.

[1] λ_{I} ist die hadronische Wechselwirkungslänge und ergibt sich zu $\lambda_{\mathrm{I}} = \frac{k^3\sqrt{N}}{\rho}$, wobei N die Anzahl der Nukleonen, ρ die Dichte des Materials und k eine Konstante mit $k = 35,0\,\mathrm{g/cm^2}$ ist [47]



(a) (b)

Abbildung 4.2: Verteilung der fehlenden Masse m_{miss} (a) vor und (b) nach der Begrenzung auf die Anzahl der Einträge im elektromagnetischen Kalorimeter (exemplarisch für den Datensatz bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,42\,\text{GeV}$ gezeigt)

Um elektronisches Rauschen nicht fälschlicherweise als einen niederenergetischen Schauer im EMC zu identifizieren, wird allgemein eine Bedingung auf die Mindestenergie solcher Cluster[2] gesetzt. Im Fassteil bzw. in den Endkappen beträgt diese 25 MeV bzw. 50 MeV. Durch die höhere Schwelle im Bereich der Endkappen soll verhindert werden, dass Strahluntergrund als nicht n-induzierter Schauer identifiziert wird.
Des Weiteren muss der hadronische Schauer im abgedeckten Winkelbereich des Fassteils von $|\cos(\theta)| < 0,82$ bzw. der Endkappen von $0,82 < |\cos(\theta)| < 0,93$ liegen.
Um sicherzustellen, dass der Schauer aus einer e^+e^--Kollision stammt, muss die Detektion innerhalb von 700 ns nach dieser erfolgen.
Da geladene Teilchen wie Protonen oder Pionen ebenfalls einen Teil ihrer Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren können, wird, um die entstandenen Cluster von denen eines geladenen Teilchens zu unterscheiden, gefordert, dass der Winkel am Eintrittsort des geladenen Teilchens zwischen seiner Spur und den Clustern mindestens 20 ° betragen muss.
Um die Selektion eines Neutrons zu ermöglichen, wird somit gefordert, dass es pro Ereignis mindestens einen Schauer im EMC geben muss, der die oben genannten Bedingungen erfüllt.
Eine Möglichkeit das Neutron indirekt nachzuweisen, ist die Betrachtung der fehlenden Masse m_{miss}, also der invarianten Masse der Differenz der Viererimpulse des anfänglichen e^+e^--Systems und des detektierten $p\pi^-$- bzw. $\overline{p}\pi^+$-Endzustandes, welche der Masse eines Neutrons $m_n \approx 939,57\,\text{MeV}/c^2$ [2] entsprechen soll. Abbildung 4.2 zeigt die fehlende Masse m_{miss} vor und nach der Begrenzung auf die Anzahl der Einträge im elektromagnetischen Kalorimeter. Weiterhin sind neben den selektierten Daten die aufsummierten, in Tabelle 4.2 aufgelisteten Untergrundbeiträge sowie die einzelnen Beiträge der $q\overline{q}$- bzw. Bhabha-Datensätze zu sehen. Zusätzlich zu den bereits erwähnten Einträgen sind noch nicht-resonante Signal-Monte-Carlo-

[2] Eine Gruppe von Kristallen, in denen die Energie eines Teilchens deponiert ist (vgl. Kapitel 8.4.2)

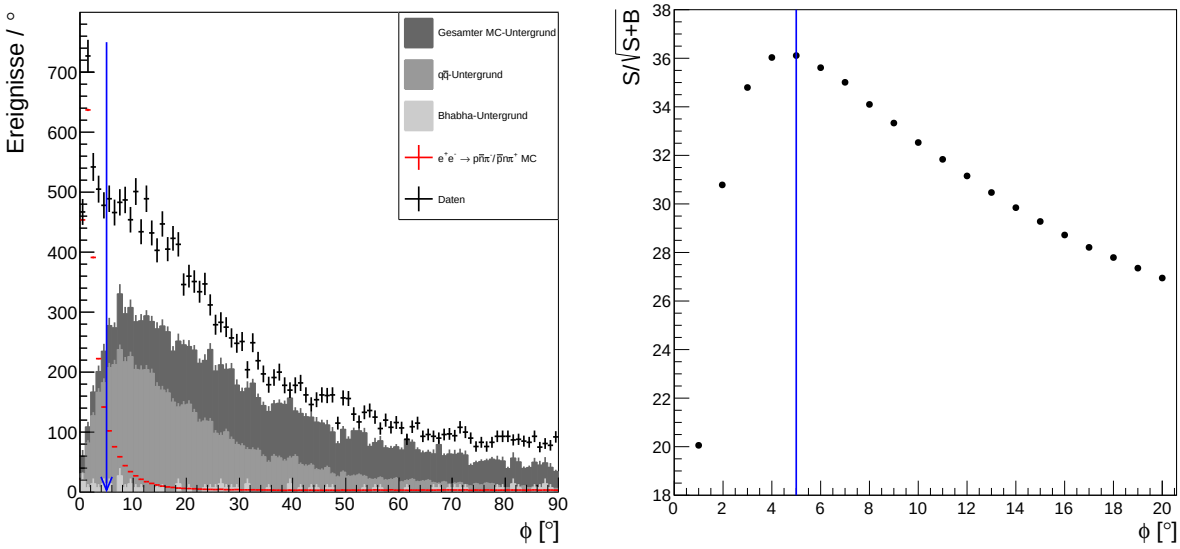
Ereignisse der Reaktion $e^+e^- \to p\overline{n}\pi^-/\overline{p}n\pi^+$ eingezeichnet. Da bei diesen Schwerpunktsenergien kein Wirkungsquerschnitt für diese Reaktionen bekannt ist, sind die Signal-Monte-Carlo-Daten sowohl in diesem als auch in den nachfolgenden Abbildungen willkürlich skaliert, um einen Eindruck von der Signalform zu bekommen. Es ist zu erkennen, dass allgemein durch die Begrenzung der Untergrund, vor allem der durch die generischen Untergrund-Monte-Carlo-Datensätze nicht abgedeckte Untergrund, signifikant reduziert werden kann.
Außerdem werden zusätzlich verschiedene Variablen der Schauerform, wie das laterale oder zweite Moment, mit denen nicht-resonanter Signal-Monte-Carlo-Ereignisse verglichen. Das laterale Moment beschreibt das Profil der transversalen Energiedeposition des Schauers, wohingegen das zweite Moment als

$$\sum_{\mathrm{i}} E_{\mathrm{i}} r_{\mathrm{i}}^2 \tag{4.1}$$

definiert ist. E_{i} ist die im i-ten Kristall deponierte Energie und r_{i} ist der radiale Abstand vom Kristall i zum Zentrum des rekonstruierten Schauers. Insgesamt konnte hierbei eine gute Übereinstimmung erzielt werden [49].

4.6 Winkel zwischen Neutronkandidat und Cluster

Wie in Kapitel 4.5 bereits angedeutet, kann aus der Differenz der Viererimpulse des e^+e^--Anfangszustandes und des Pion- und Protonkandidaten ein Viererimpuls für das nicht direkt detektierbare Neutron berechnet werden. Im Folgenden wird nur noch der Neutronkandidat eines Ereignisses in Betracht gezogen, bei dem der Winkel ϕ zwischen dem Impulsvektor der zuvor bestimmten Neutronkandidaten und dem nächstliegenden Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter am kleinsten ist. In Abbildung 4.3(a) ist die Verteilung des Winkels ϕ ge-



(a) (b)

Abbildung 4.3: (a) Verteilung des Winkels ϕ zwischen dem Neutronkandidaten und dem nächstliegenden Cluster (exemplarisch für den Datensatz bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,42\,\mathrm{GeV}$ gezeigt)
(b) Signifikanz $S/\sqrt{S+B}$ gegen den Winkel ϕ aufgetragen

zeigt. Trotz der willkürlichen Skalierung der nicht-resonanten Signal-Monte-Carlo-Ereignisse ist zu erkennen, dass etwa 78 % der Signal-Monte-Carlo-Ereignisse und nur ungefähr 16 % der generischen Untergrund-Monte-Carlo-Ereignisse sich in einem Winkelbereich von 0 ° bis 10 ° befinden. Um einen Wert für die Begrenzung des Winkels ϕ zu finden und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis weiter zu verbessern, wird die Signifikanz $S/\sqrt{S+B}$ mit dem Signalanteil S und dem Untergrundanteil B betrachtet. Die Anteile werden mit Hilfe der nicht-resonanten Signal- und der generischen Untergrund-Monte-Carlo-Datensätze bestimmt. Wie in Abbildung 4.3(b) zu sehen, zeigt diese bei einem Winkel von 5 ° ein Maximum. Somit soll der Winkel nicht größer als 5 ° sein, wodurch bis zu 95 % der Untergrund-Monte-Carlo-Ereignisse verworfen und annähernd 67 % der Signal-Monte-Carlo-Ereignisse behalten werden. Diese und folgende Grenzen sind in den Abbildungen durch blaue Pfeile verdeutlicht.

4.7 π^0-Veto

Da in Kapitel 4.5 nur eine untere Grenze für die Anzahl an Clustern im elektromagnetischen Kalorimeter gesetzt wurde, können weiterhin Untergrundereignisse mit einem neutralen Pion bzw. η-Meson, welche mit einer Wahrscheinlichkeit von $98,823\,\%$ bzw. $39,41\,\%$ [2] in ein $\gamma\gamma$-Paar zerfallen, im selektierten Datensatz enthalten sein. Bei Betrachtung der invarianten Masse aller möglichen $\gamma\gamma$-Kombinationen eines Ereignisses müssten diese bei einer Masse von $m(\gamma\gamma) = m(\pi^0) \approx 134,98\,\mathrm{MeV}/c^2$ bzw. $m(\gamma\gamma) = m(\eta) \approx 547,86\,\mathrm{MeV}/c^2$ [2] auftreten. In

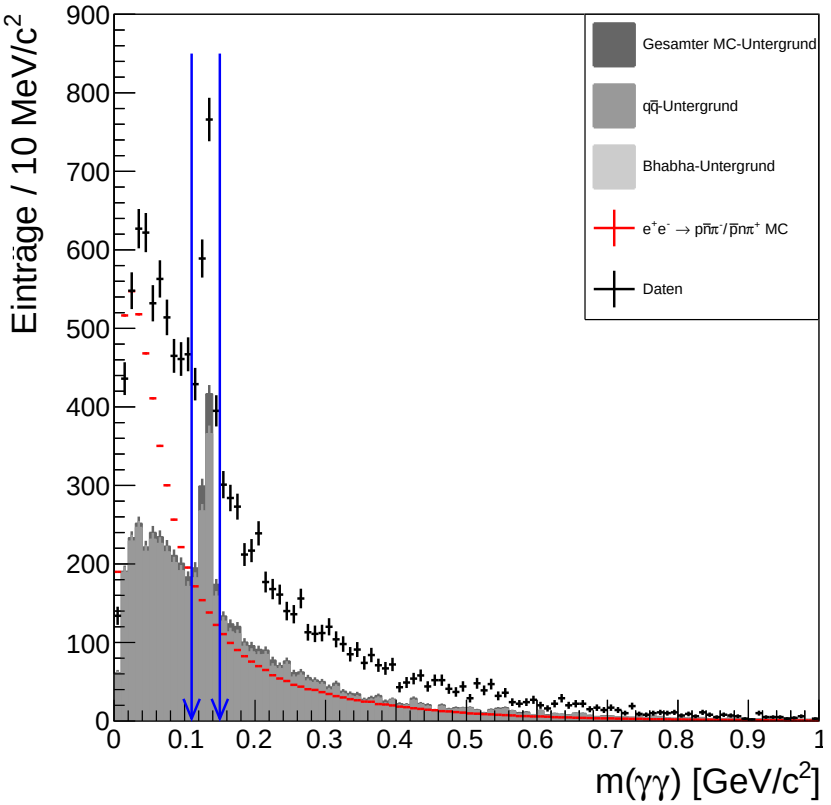


Abbildung 4.4: Verteilung der invarianten Masse $m(\gamma\gamma)$ aller Photonenkombinationen (exemplarisch für den Datensatz bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,42\,\mathrm{GeV}$ gezeigt)

Abbildung 4.4 ist die Verteilung der invarianten Masse $m(\gamma\gamma)$ aller Photonenkombinationen zu sehen. Sowohl in den bisher selektierten Daten als auch im Beitrag des $q\bar{q}$-Untergrunds ist ein signifikantes Signal des π^0-Mesons zu erkennen. Diese stammen überwiegend aus den Reaktionen $e^+e^- \to p\bar{n}\rho^-$ bzw. $e^+e^- \to n\bar{p}\rho^+$ mit dem nachfolgenden Zerfall des $\rho^\pm$-Mesons in $\pi^\pm\pi^0$ oder $e^+e^- \to p\bar{n}\pi^-\pi^0$ bzw. $e^+e^- \to \bar{p}n\pi^+\pi^0$. Das η-Meson liefert keinen offensichtlichen Beitrag. Daher wird nur gefordert, dass die invariante Masse $m(\gamma\gamma)$ zweier Photonkandidaten nicht im Bereich von

$$110\,\mathrm{MeV}/c^2 < m(\gamma\gamma) < 150\,\mathrm{MeV}/c^2$$

liegen soll, um neutrale Pionen zu unterdrücken.

4.8 Fehlende Masse

In Anlehnung an Kapitel 4.5 ist in Abbildung 4.5 nochmals die fehlende Masse m_{miss} nach allen bisher vorgestellten Selektionskriterien dargestellt. Es zeigt sich in den Daten eine signifikante Überhöhung im Bereich der Neutronenmasse mit einem geringen Untergrundanteil von etwa 3 %. Im Folgenden werden nur Ereignisse akzeptiert, welche eine fehlende Masse in einem Bereich von

$$0,85\,\mathrm{GeV}/c^2 < m_{\mathrm{miss}} < 1,05\,\mathrm{GeV}/c^2$$

besitzen. Dieses Intervall liegt annähernd $\pm 100\,\mathrm{MeV}/c^2$ um die nominellen Neutronenmasse.

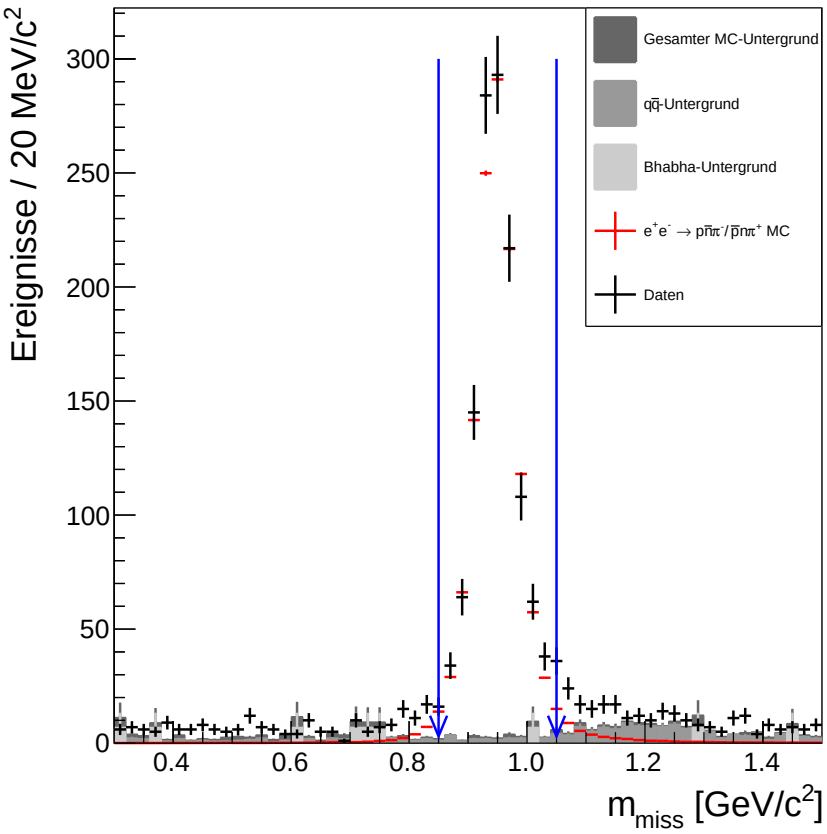


Abbildung 4.5: Verteilung der fehlenden Masse m_{miss} (exemplarisch für den Datensatz bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,42\,\mathrm{GeV}$ gezeigt)

4.9 Kinematische Anpassung

Ähnlich zu der in Kapitel 4.4 vorgestellten Vertexanpassung werden bei der kinematischen Anpassung die Komponenten der gemessenen Viererimpulse der Endzustandsteilchen innerhalb ihrer Messunsicherheiten variiert, sodass gewisse Randbedingungen, auch Constraints genannt, erfüllt sind. Neben der Erhaltung des Gesamtviererimpulses des Initialsystems, also dass die Summe der Viererimpulse der Endzustandsteilchen gleich dem des Anfangszustandes ist, können auch Randbedingungen an die invariante Masse von Zwischenresonanzen gestellt werden. Die kinematische Anpassung wird hierbei mittels Lagrange-Multiplikatoren-Methode [50] durchgeführt, wobei die Güte der Anpassung wiederum durch einen χ^2-Wert angegeben wird.
Im Falle des betrachteten Kanals können die zuvor genannten Randbedingungen nicht genutzt werden, da das Neutron nur indirekt nachgewiesen werden kann und somit der Endzustand nicht vollständig rekonstruiert ist. Hierzu gibt es jedoch die Möglichkeit, eine Randbedingung an ein fehlendes Teilchen mit der Neutronenmasse zu stellen (1C-Fit). Abbildung 4.6 zeigt die Verteilung des χ^2_{1C}-Wertes der kinematischen Anpassung. Insgesamt besitzen über 99 % der verbliebenen Signal-Monte-Carlo-Ereignisse einen χ^2_{1C}-Wert von kleiner 30. Somit werden Kombinationen mit einem $\chi^2_{1C} \geq 30$ direkt verworfen, wodurch zudem der Untergrund um ca. 8 % reduziert wird.

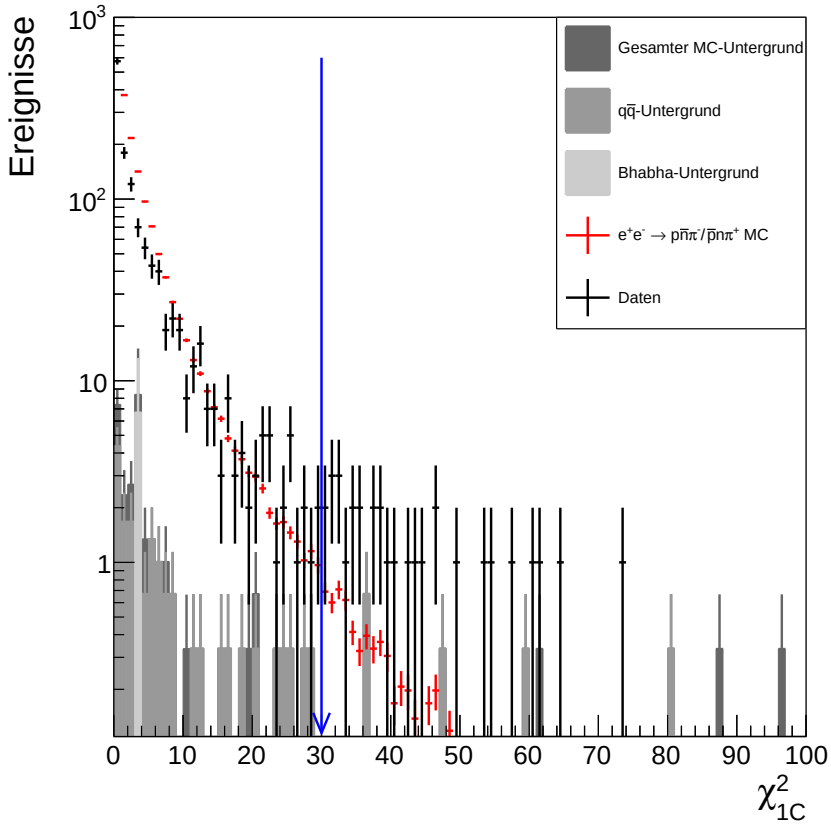
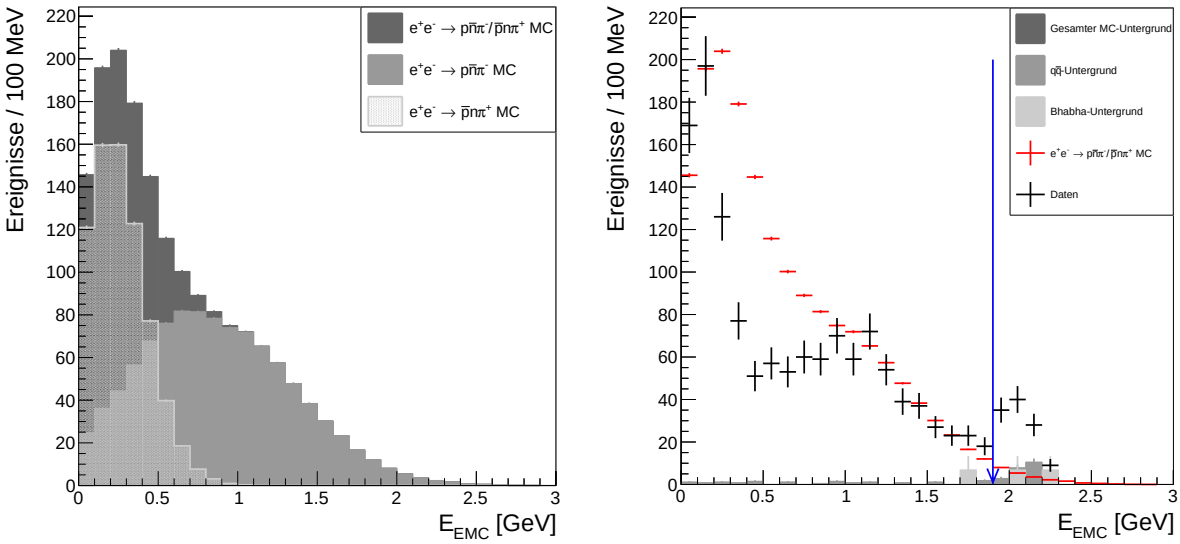


Abbildung 4.6: Verteilung des χ^2_{1C}-Wertes (exemplarisch für den Datensatz bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,42\,\text{GeV}$ gezeigt). Die y-Achse ist zur besseren Ansicht logarithmiert dargestellt

4.10 Deponierte Energie im EMC

In Abbildung 4.7(a) ist die von Neutron- bzw. Antineutronkandidaten im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie aus nicht-resonanten Signal-Monte-Carlo-Simulationen für die beiden Kanäle $e^+e^- \to p\overline{n}\pi^-$ und $e^+e^- \to \overline{p}n\pi^+$ zu sehen. Allgemein ist erkennbar, dass die Neutronkandidaten eine Energie kleiner als $0,7\,\text{GeV}$ und einzelne Antineutronen bis zu maximal 2,5 GeV im EMC deponieren.
Grundsätzlich zeigen die selektierten Daten in Abbildung 4.7(b) denselben Verlauf wie die Signal-Monte-Carlo-Ereignisse, jedoch ist im Bereich von $0,3\,\text{GeV}$ bis $0,9\,\text{GeV}$ eine Diskrepanz zu erkennen, in dem die Rekonstruktionseffizienz geringer ist. Des Weiteren ist in Abbildung 4.7(b) eine Erhöhung ab $E_{\text{EMC}} > 1,9\,\text{GeV}$ zu sehen, welche durch $q\overline{q}$- und Bhabha-Prozesse verursacht wird. Hauptsächlich sind hierfür die Reaktionen $e^+e^- \to \gamma\rho^0$ und $e^+e^- \to \gamma\omega$ mit hochenergetischen Photonen und die Elektronen bzw. Photonen der Bhabha-Streuung verantwortlich. Da neben ungefähr 1 % Signalereignissen auch etwa 52 % des verbleibenden Untergrund entfernt wird, werden im Folgenden nur Ereignisse akzeptiert, in dem die durch den Neutronkandidaten deponierte Energie weniger als 1,9 GeV beträgt.

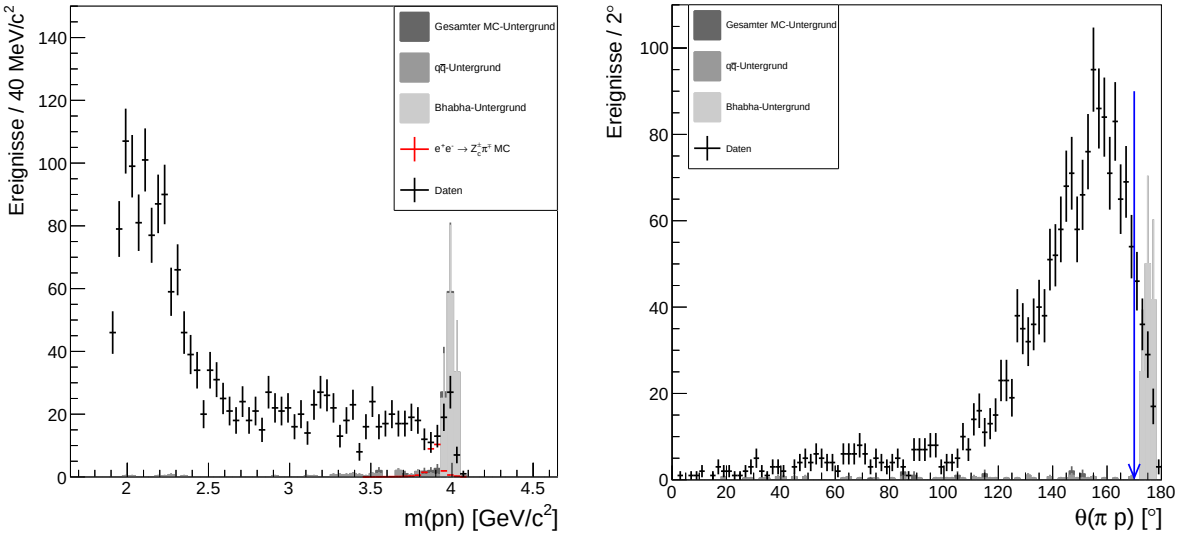


(a) (b)

Abbildung 4.7: (a) Verteilung der im EMC deponierten Energie des Neutronkandidaten in nicht-resonanten Signal-Monte-Carlo-Ereignissen
(b) Verteilung der im EMC deponierten Energie des Neutronkandidaten (exemplarisch für den Datensatz bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,42\,\text{GeV}$ gezeigt)

4.11 Winkel zwischen den Spuren geladener Teilchen

Elektronen, welche einen hohen Impuls und einen kleinen Streuwinkel besitzen, können aufgrund ihrer Kinematik als Proton oder Pion missidentifiziert werden. Vornehmlich kann dies bei der Bhabha-Streuung der beiden Strahlteilchen auftreten. Wie in Abbildung 4.8(a) zu erkennen ist, ist ein Großteil an Bhabha-Untergrund im Bereich um $4,0\,\text{GeV}/c^2$ im Spektrum der invarianten pn-Masse (Ladungskonjugationen werden immer zusammengefasst) vorhan-



(a) (b)

Abbildung 4.8: (a) Verteilung der invarianten Masse des pn-Systems
(b) Verteilung des Winkels $\theta(\pi p)$ zwischen Pion und Proton (exemplarisch für den Datensatz bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,23\,\text{GeV}$ gezeigt)

den. Da hierdurch ein möglicher Beitrag der $Z_c(3900)^{\pm}$-Resonanz, welcher in Rot eingezeichnet ist, überdeckt wird, wird verlangt, dass der Winkel $\theta(\pi p)$ zwischen dem Pion- und Protonkandidaten, welcher in Abbildung 4.8(b) dargestellt ist, nicht größer als $170\,^{\circ}$ sein darf.

4.12 Betrachtung des verbleibenden Untergrunds

Nach allen zuvor vorgestellten Selektionskriterien verbleiben für die Datensätze bei den unterschiedlichen Schwerpunktsenergien die in Tabelle 4.3 aufgelisteten Ereigniszahlen. Der durch die generischen Untergrund-Monte-Carlo-Datensätze bekannte Gesamtuntergrund wird ebenfalls aufgeführt.

Tabelle 4.3: Übersicht über die Ereigniszahlen und die dazugehörige Anzahl an verbliebenen Untergrundereignissen bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien E_{cms}

Schwerpunktsenergie E_{cms} [GeV]	Ereignisse	Untergrundereignisse
$4,23$	1663	25
$4,26$	1191	47
$4,36$	639	19
$4,42$	1163	23
$4,60$	516	8

Insgesamt entspricht dies einem Verhältnis von Daten- zu Untergrundereignissen von 1,5 %, 4,0 %, 2,9 %, 1,9 % und 1,6 %. In den Tabellen 4.4, 4.5, 4.6, 4.7 und 4.8 kann die Ereigniszahl

der Daten bzw. der Untergründe nach den einzelnen Selektionsschritten nachvollzogen werden. Die Hauptanteile am Gesamtuntergrund werden durch QED-Prozesse wie $e^+e^- \to l^+l^-$ mit $(l = e, \mu, \tau)$ und aus $q\overline{q}$-Prozessen stammenden Ereignissen verursacht. Die Untergrundereignisse sind über die gesamten Spektren der invarianten pn-Masse flach verteilt. Einzig bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,26\,\text{GeV}$ (siehe Abbildung 4.9(b)) sind ab einer invarianten Masse von $3,2\,\text{GeV}/c^2$ vereinzelt Erhöhungen durch Bhabha-Streuung zu erkennen. Da angeregte Nukleonen nicht durch die generischen Untergrund-Monte-Carlo-Datensätze abgedeckt werden, ist ein möglicher Untergrundbeitrag durch diese nicht auszuschließen. Angeregte Nukleonen besitzen Massen im Bereich von $1440\,\text{MeV}/c^2$ bis zu $2700\,\text{MeV}/c^2$ und Breiten von mehr als 100 MeV [2]. Vornehmlich zerfallen diese in ein Nukleon-Pion-Paar, also beispielsweise $n\pi$ bzw. $p\pi$. Im invarianten $n\pi$-Massenspektrum ist bei allen Schwerpunktsenergien eine Erhöhung entweder bei einer invarianten Masse von $m(n\pi) \approx 1500\,\text{MeV}/c^2$ oder $m(n\pi) \approx 1650\,\text{MeV}/c^2$ zu erkennen (siehe Anhang A), was auf einen möglichen Beitrag des $N(1520)$ oder $N(1650)$ schließen lässt. In Monte-Carlo-Simulationen zeigten diese in den Spektren der invarianten Masse des pn-Systems einen über den gesamten Phasenraum flach verteilten Untergrundbeitrag.

Tabelle 4.4: Übersicht über die jeweiligen Ereigniszahlen bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,23\,\text{GeV}$ nach Anwendung der einzelnen Selektionskriterien. Die Anzahl der Untergrundereignisse wurden bereits mit den Skalierungsfaktoren multipliziert

Datensatz	$N_{\text{Multiplizität}}$	N_{Cluster}	N_ϕ	$N_{\pi^0-\text{Veto}}$	$N_{m_{\text{miss}}}$	$N_{\chi^2_{1C}}$	$N_{E_{\text{EMC}}}$	$N_{\theta(\pi p)}$
Daten	38312	14156	2997	2155	2155	1882	1794	1663
e^+e^- (Bhabha-Streuung)	7016,7	808,3	225,0	225,0	225,0	166,7	116,7	0,0
$\mu^+\mu^-$	1157,4	445,5	22,8	22,8	22,8	6,9	5,0	5,0
$\tau^+\tau^-$	2366,3	1490,2	22,8	3,3	3,3	1,1	1,1	1,1
$\gamma\gamma$	53,0	32,0	6,0	6,0	6,0	1,0	0,0	0,0
$q\overline{q}$ und ISR	2801,7	2699,7	361,7	109,0	109,0	28,3	18,7	18,7
$D\overline{D}$	26,0	25,3	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Charmonium plus leichte Hadronen	42,5	41,9	1,5	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Zwei-Photon-Prozesse	673,2	272,5	4,4	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3
Summe	14136,8	5815,4	644,2	366,4	366,4	204,3	141,8	25,1

Tabelle 4.5: Übersicht über die jeweiligen Ereigniszahlen bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,26\,\text{GeV}$ nach Anwendung der einzelnen Selektionskriterien. Die Anzahl der Untergrundereignisse wurden bereits mit den Skalierungsfaktoren multipliziert

Datensatz	$N_{\text{Multiplizität}}$	N_{Cluster}	N_ϕ	$N_{\pi^0-\text{Veto}}$	$N_{m_{\text{miss}}}$	$N_{\chi^2_{1C}}$	$N_{E_{\text{EMC}}}$	$N_{\theta(\pi p)}$
Daten	32065	11544	2183	1575	1575	1378	1303	1191
e^+e^- (Bhabha-Streuung)	4772,2	583,3	88,9	88,9	88,9	72,2	55,6	16,8
$\mu^+\mu^-$	893,1	328,7	22,8	22,8	22,8	8,9	7,9	6,9
$\tau^+\tau^-$	1851,5	1239,4	22,2	7,1	7,1	4,0	4,0	4,0
$\gamma\gamma$	41,2	26,8	5,2	5,2	5,2	3,1	2,1	2,1
$q\overline{q}$ und ISR	2651,3	2558,7	324,7	97,3	97,3	29,0	17,3	17,3
$D\overline{D}$	14,2	14,2	0,3	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Charmonium plus leichte Hadronen	9,2	9,2	1,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2
Zwei-Photon-Prozesse	445,3	179,5	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Summe	10678,0	4939,8	465,3	221,5	221,5	117,4	87,1	47,2

Tabelle 4.6: Übersicht über die jeweiligen Ereigniszahlen bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,36\,\text{GeV}$ nach Anwendung der einzelnen Selektionskriterien. Die Anzahl der Untergrundereignisse wurden bereits mit den Skalierungsfaktoren multipliziert

Datensatz	$N_{\text{Multiplizität}}$	N_{Cluster}	N_{ϕ}	$N_{\pi^0-\text{Veto}}$	$N_{m_{\text{miss}}}$	$N_{\chi^2_{1C}}$	$N_{E_{\text{EMC}}}$	$N_{\theta(\pi p)}$
Daten	20485	6959	1308	867	867	748	696	639
e^+e^- (Bhabha-Streuung)	2886,2	300,0	55,2	51,7	51,7	41,4	13,8	6,9
$\mu^+\mu^-$	639,8	237,9	16,8	16,8	16,8	8,7	6,8	6,8
$\tau^+\tau^-$	1545,1	990,9	17,0	2,6	2,6	0,7	0,7	0,7
$\gamma\gamma$	30,0	16,9	4,4	4,4	4,4	2,5	0,0	0,0
$q\overline{q}$ und ISR	854,6	825,2	110,6	29,8	29,8	7,0	4,0	4,0
$D\overline{D}$	17,6	17,3	0,7	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Charmonium plus leichte Hadronen	10,5	10,5	0,4	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
Zwei-Photon-Prozesse	235,4	96,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Summe	6219,2	2494,8	205,1	105,4	105,4	60,4	25,4	18,5

Tabelle 4.7: Übersicht über die jeweiligen Ereigniszahlen bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,42\,\text{GeV}$ nach Anwendung der einzelnen Selektionskriterien. Die Anzahl der Untergrundereignisse wurden bereits mit den Skalierungsfaktoren multipliziert

Datensatz	$N_{\text{Multiplizität}}$	N_{Cluster}	N_{ϕ}	$N_{\pi^0-\text{Veto}}$	$N_{m_{\text{miss}}}$	$N_{\chi^2_{1C}}$	$N_{E_{\text{EMC}}}$	$N_{\theta(\pi p)}$
Daten	41782	13671	2345	1640	1640	1383	1271	1163
e^+e^- (Bhabha-Streuung)	3300,0	286,7	53,3	53,3	53,3	20,0	6,7	0,0
$\mu^+\mu^-$	1716,0	616,3	29,7	29,0	29,0	8,7	6,3	6,3
$\tau^+\tau^-$	4650,5	3064,5	46,2	7,3	7,3	2,3	2,3	2,3
$\gamma\gamma$	22,0	12,3	3,0	3,0	3,0	1,7	0,3	0,3
$q\overline{q}$ und ISR	2576,6	2481,3	328,4	106,7	106,7	36,8	14,0	13,7
$D\overline{D}$	35,5	35,5	1,7	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Charmonium plus leichte Hadronen	26,1	26,1	1,2	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Zwei-Photon-Prozesse	707,8	336,4	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Summe	13034,5	6859,1	463,5	199,3	199,3	69,5	29,6	22,6

Tabelle 4.8: Übersicht über die jeweiligen Ereigniszahlen bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,60\,\text{GeV}$ nach Anwendung der einzelnen Selektionskriterien. Die Anzahl der Untergrundereignisse wurden bereits mit den Skalierungsfaktoren multipliziert

Datensatz	$N_{\text{Multiplizität}}$	N_{Cluster}	N_{ϕ}	$N_{\pi^0-\text{Veto}}$	$N_{m_{\text{miss}}}$	$N_{\chi^2_{1C}}$	$N_{E_{\text{EMC}}}$	$N_{\theta(\pi p)}$
Daten	26055	7272	1125	758	758	631	547	516
e^+e^- (Bhabha-Streuung)	1923,3	166,7	20,0	20,0	20,0	16,7	0,0	0,0
$\mu^+\mu^-$	820,2	324,3	32,0	31,2	31,2	14,2	2,8	2,8
$\tau^+\tau^-$	3012,6	2038,6	39,8	4,9	4,9	1,6	1,6	1,6
$\gamma\gamma$	11,0	6,3	1,3	1,3	1,3	1,0	0,0	0,0
$q\overline{q}$ und ISR	611,0	543,9	92,7	53,7	53,7	22,0	3,7	3,7
$D\overline{D}$	10,0	10,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Charmonium plus leichte Hadronen	3,2	3,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Zwei-Photon-Prozesse	219,8	105,2	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$\Lambda_c^+\overline{\Lambda}_c^-$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Summe	6611,1	3198,1	185,8	111,1	111,1	55,5	8,1	8,1

Um die verbliebenen Reaktionen in den generischen Monte-Carlo-Datensätze zu extrahieren, wurde eine entwickelte $C++$-Klasse verwendet, welche die selektierten Topologien erfasst, aufsummiert und dem Benutzer anschaulich darstellt [51]. Alle Untergrundereignisse, welche auf die integrierte Luminosität des jeweiligen Datensatzes skaliert mit mindestens einem Ereignis beitragen, sind in den Tabellen 4.9 und 4.10 dargestellt.

Tabelle 4.9: Übersicht über die Topologien der verbliebenen Untergrundereignisse nach allen Selektionsschritten bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,23\,\text{GeV}$, 4,26 GeV, 4,36 GeV und 4,42 GeV. Die Anzahl $N_{\text{Untergrund}}$ der Untergrundereignisse wurden bereits mit den Skalierungsfaktoren multipliziert

Schwerpunktsenergie E_{cms} [GeV]	Untergrundprozess	$N_{\text{Untergrund}}$
4,23	$\mu^+\mu^- \to \mu^+\mu^-\gamma\gamma$	2,0
	$q\overline{q} \to \overline{\Delta}^0\pi^-\pi^+\ (\overline{\Delta}^0 \to \overline{n}\gamma)$	2,0
	$q\overline{q} \to \gamma\rho^0(\rho^0 \to \pi^-\pi^+)$	2,0
	$q\overline{q} \to \overline{p}p\pi^0$	1,7
	$q\overline{q} \to \overline{\Delta}^0\pi^-\pi^+\ (\overline{\Delta}^0 \to \overline{n}\pi^0)$	1,3
	$q\overline{q} \to \overline{p}\rho^+n\ (\rho^+ \to \pi^+\pi^0)$	1,3
	$q\overline{q} \to \overline{n}\pi^-\Delta^+\ (\Delta^+ \to \gamma p)$	1,3
	$\tau^+\tau^- \to \pi^+\overline{\nu_\tau}\pi^-\nu_\tau\pi^0$	1,1
4,26	$e^+e^- \to e^+e^-6\gamma$	5,6
	$e^+e^- \to e^+e^-3\gamma$	5,6
	$e^+e^- \to e^+e^-2\gamma$	5,6
	$q\overline{q} \to \overline{p}p\pi^0$	2,7
	$\gamma\gamma \to 3\gamma$	2,1
	$\mu^+\mu^- \to \mu^+\mu^-\gamma\gamma$	2,0
	$\mu^+\mu^- \to \mu^+\mu^-\gamma\gamma\gamma$	2,0
	$q\overline{q} \to \gamma\rho^0\ (\rho^0 \to \pi^+\pi^-)$	2,0
	$q\overline{q} \to \overline{\Delta}^0\pi^-\pi^+\ (\overline{\Delta}^0 \to \overline{n}\gamma)$	1,7
	$q\overline{q} \to \Delta^0\overline{p}\pi^+\ (\Delta^0 \to n\gamma)$	1,7
	$\tau^+\tau^- \to \pi^-\nu_\tau\overline{\nu_\tau}\pi^0\pi^+$	1,0
	$\tau^+\tau^- \to \pi^-\nu_\tau\overline{\nu_\tau}\pi^0\pi^+$	1,0
	$\tau^+\tau^- \to \pi^-\nu_\tau\pi^0\overline{\nu_\tau}\mu^+\nu_\mu$	1,0
	$\tau^+\tau^- \to \pi^-\nu_\tau\pi^0\pi^+\overline{\nu_\tau}\pi^0$	1,0
4,36	$e^+e^- \to e^+e^-3\gamma$	3,4
	$e^+e^- \to e^+e^-2\gamma$	3,4
	$\mu^+\mu^- \to \mu^+\mu^-\gamma\gamma\gamma$	2,4
	$\mu^+\mu^- \to \mu^+\mu^-\gamma\gamma$	1,9
	$q\overline{q} \to \overline{p}p\pi^0$	1,3
4,42	$\mu^+\mu^- \to \mu^+\mu^-\gamma\gamma$	3,0
	$q\overline{q} \to \gamma\rho^0\ (\rho^0 \to \pi^+\pi^-)$	2,3
	$q\overline{q} \to \overline{\Delta}^0\pi^-\pi^+\ (\overline{\Delta}^0 \to \overline{n}\gamma)$	1,3
	$\mu^+\mu^- \to \mu^+\mu^-\gamma$	1,0
	$\mu^+\mu^- \to \mu^+\mu^-\gamma\gamma\gamma$	1,0

Tabelle 4.10: Übersicht über die Topologien der verbliebenen Untergrundereignisse nach allen Selektionsschritten bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,42\,\text{GeV}$ und 4,60 GeV. Die Anzahl $N_{\text{Untergrund}}$ der Untergrundereignisse wurden bereits mit den Skalierungsfaktoren multipliziert

Schwerpunktsenergie E_{cms} [GeV]	Untergrundprozess	$N_{\text{Untergrund}}$
4,42	$q\overline{q} \to \pi^-\pi^0\rho^+$ $(\rho^+ \to \pi^+\pi^0)$	1,0
	$q\overline{q} \to \overline{n}\rho^- p$ $(\rho^- \to \pi^-\pi^0)$	1,0
4,60	$q\overline{q} \to p\overline{p}\gamma\gamma\gamma$	2,4
	$\gamma J/\psi \to \gamma p\overline{p}$	1,2

4.13 Ergebnisse

Die nach Anwendung aller Selektionskriterien und nach Anwendung der kinematischen Anpassung erhaltenen Viererimpulse der selektierten Ereignisse wurden verwendet, um die in den Abbildungen 4.9 und 4.10 gezeigten Spektren der invarianten pn-Masse für unterschiedliche Schwerpunktsenergien darzustellen. Bei allen Datensätzen ist am Anfang des zur Verfügung stehenden Phasenraums und somit an der Produktionsschwelle eines Proton-Neutron-Paares eine deutliche Erhöhung zu erkennen. Die Erhöhung befindet sich einem Bereich von $1,9\,\text{GeV}/c^2$ bis zu $2,3\,\text{GeV}/c^2$ und könnte auf den erhöhten Wirkungsquerschnitt an der Produktionsschwelle zurückzuführen sein. Ab einer invarianten pn-Masse größer als $2,3\,\text{GeV}/c^2$ flachen die Spektren deutlich ab. Sowohl weitere schmale Resonanzen als auch die $Z_c(3900)^{\pm}$-Resonanz bei einer Masse von $(3886,6 \pm 2,4)\,\text{MeV}/c^2$ liefern keinen offensichtlichen Beitrag.

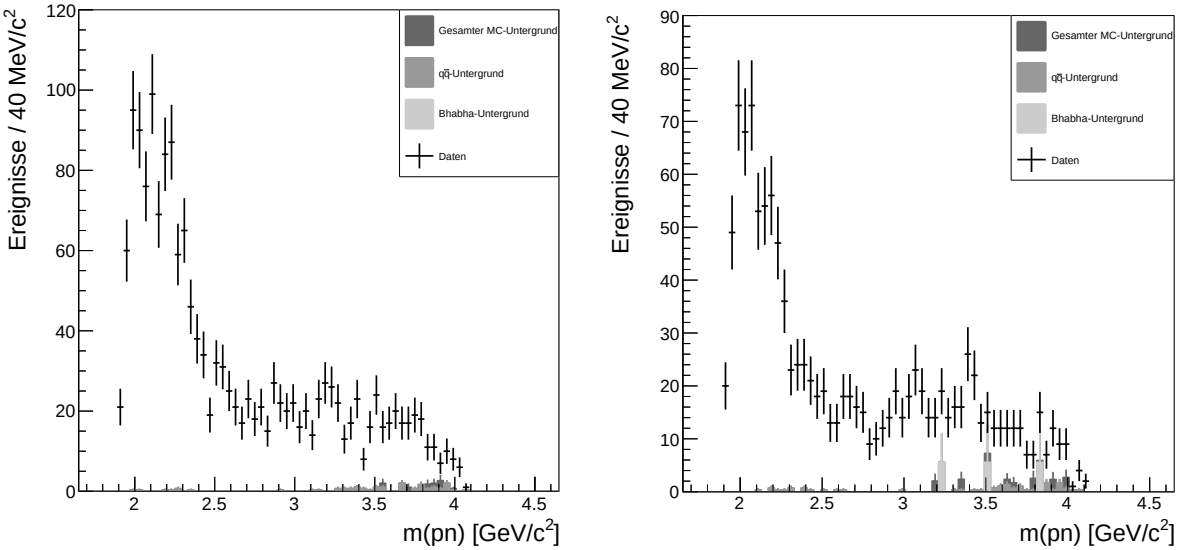


Abbildung 4.9: Verteilung der invarianten pn-Masse bei einer Schwerpunktsenergie von (a) $E_{\text{cms}} = 4,23\,\text{GeV}$ und (b) $E_{\text{cms}} = 4,26\,\text{GeV}$

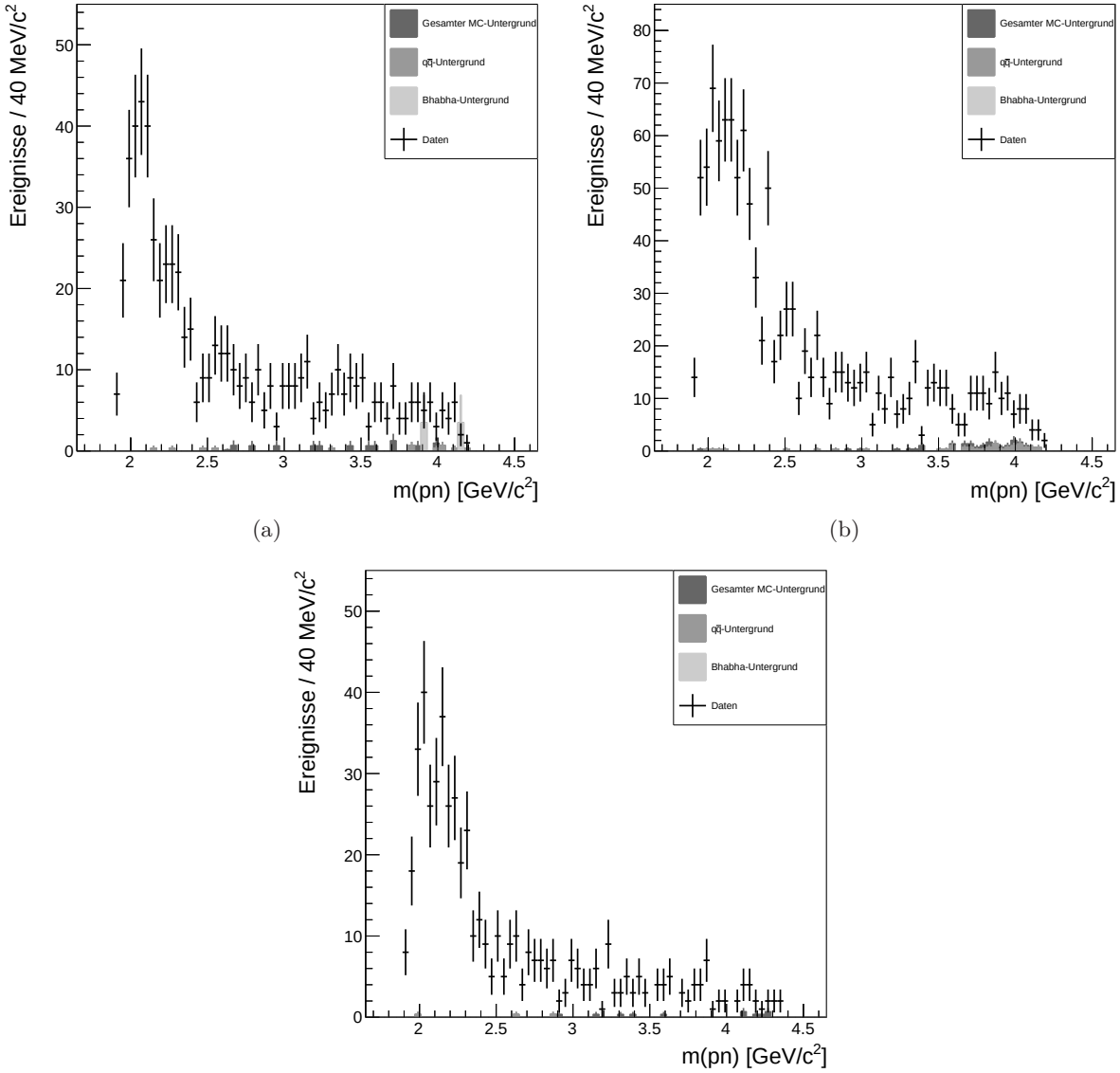


Abbildung 4.10: Verteilung der invarianten pn-Masse bei einer Schwerpunktsenergie von (a) $E_{\text{cms}} = 4,36\,\text{GeV}$, (b) $E_{\text{cms}} = 4,42\,\text{GeV}$ und (c) $E_{\text{cms}} = 4,60\,\text{GeV}$

Aus diesem Grund wird im Folgenden zunächst eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n)$ diskutiert.

Kapitel 5

Bestimmung einer oberen Grenze für die Produktion des $Z_c(3900)^{\pm}$

Das Ziel dieser Analyse ist die erstmalige Bestimmung einer oberen Grenze sowohl für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \to Z_c(3900)^{\pm}\pi^{\mp}) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900)^{\pm} \to p\overline{n}/\overline{p}n)$ bei verschiedenen Schwerpunktsenergien in einem Bereich von 4,23 GeV bis 4,60 GeV als auch für das Verhältnis der Zerfallsbreiten $\frac{\Gamma(Z_c(3900)^{\pm}\to p\overline{n}/\overline{p}n)}{\Gamma(Z_c(3900)^{\pm}\to J/\psi\pi^{\pm})}$ bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,26\,\text{GeV}$. Darüber hinaus wird erstmals eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(p\overline{n}/\overline{p}n \to Z_c(3900)^{\pm})$ für die Produktion der $Z_c(3900)^{\pm}$-Resonanz in einer Baryon-Antibaryon-Kollision ermittelt.
Durch die Anpassung einer geeigneten Signalfunktion an ein hypothetisches, mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen generiertes $Z_c(3900)^{\pm}$-Signal können Funktionsparameter ermittelt werden, welche anschließend genutzt werden, um eine Anpassung an die rekonstruierten und selektierten Daten vorzunehmen. Um abschließend eine obere Grenze zu bestimmen, werden eine Vielzahl von Anpassungen unter Abtastung des Signalinhalts durchgeführt.

5.1 Ermittlung der Signalfunktion

Zur Bestimmung der Signalfunktion der $Z_c(3900)^{\pm}$-Resonanz wurden mehrere Signal-Monte-Carlo-Datensätze der Reaktion $e^+e^- \to Z_c(3900)^{\pm}\pi^{\mp} \to p\overline{n}\pi^-/\overline{p}n\pi^+$ mit jeweils $1 \cdot 10^6$ Ereignissen bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien generiert. Um die Form des $Z_c(3900)^{\pm}$-Signals zu beschreiben, wird an die Verteilung der invarianten Masse $m(pn)$ der nach Rekonstruktion und Selektion verbliebenen Signal-Monte-Carlo-Ereignisse mit Hilfe des Softwarepakets RooFit [52] eine ungebinnte Maximum-Likelihood-Anpassung durchgeführt. Als Anpassungsfunktion dient eine Voigt-Funktion $V(x; m, \sigma, \Gamma)$, eine Faltung aus einer Gauß-$G(x; m, \sigma)$ und einer Breit-Wigner-Funktion $B(x; m, \Gamma)$, mit

$$\begin{aligned} V(x; m, \sigma, \Gamma) &= (G \circledast B)(x) \\ G(x; m, \sigma) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot e^{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}} \\ B(x; m, \Gamma) &= \frac{\Gamma}{\pi((x-m)^2 + \Gamma^2/4)}. \end{aligned}$$

Hierbei beschreibt m den Erwartungswert und σ bzw. Γ die Breite der Gauß- bzw. Breit-Wigner-Funktion. Die rekonstruierten Signal-Monte-Carlo-Ereignisse der Reaktion $e^+e^- \to Z_c(3900)^{\pm}\pi^{\mp} \to p\overline{n}\pi^-/\overline{p}n\pi^+$ sowie die Anpassungsfunktion sind in den Abbildungen 5.1 und 5.2 dargestellt. Das Anpassungsintervall entspricht dem abgebildeten Bereich von $3,74\,\text{GeV}/c^2$ bis $4,04\,\text{GeV}/c^2$. Die erhaltenen Funktionsparameter der jeweiligen Signalfunktion sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Da die reine Beschreibung der Signalform des $Z_c(3900)^{\pm}$-Zustandes

im Vordergrund steht, wird auf eine Fixierung der Breite Γ auf die bei der Monte-Carlo-Simulation angegebene Breite verzichtet. Hierdurch kann diese nicht mehr als physikalische Breite angesehen werden.

Tabelle 5.1: Ergebnisse der ungebinnten Maximum-Likelihood-Anpassung bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,23\,\text{GeV}$, $4,26\,\text{GeV}$, $4,36\,\text{GeV}$, $4,42\,\text{GeV}$ und $4,60\,\text{GeV}$

Schwerpunktsenergie E_{cms} [GeV]	Parameter	Anpassungswert
4,23	m_{Voigt}	$(3892,03 \pm 0,05)\,\text{MeV}/c^2$
	σ_{Voigt}	$(2,8 \pm 0,3)\,\text{MeV}/c^2$
	Γ_{Voigt}	$(35,0 \pm 0,2)\,\text{MeV}$
4,26	m_{Voigt}	$(3890,35 \pm 0,05)\,\text{MeV}/c^2$
	σ_{Voigt}	$(1,9 \pm 0,6)\,\text{MeV}/c^2$
	Γ_{Voigt}	$(35,3 \pm 0,2)\,\text{MeV}$
4,36	m_{Voigt}	$(3889,96 \pm 0,04)\,\text{MeV}/c^2$
	σ_{Voigt}	$(3,3 \pm 0,3)\,\text{MeV}/c^2$
	Γ_{Voigt}	$(34,6 \pm 0,2)\,\text{MeV}$
4,42	m_{Voigt}	$(3892,37 \pm 0,04)\,\text{MeV}/c^2$
	σ_{Voigt}	$(3,5 \pm 0,3)\,\text{MeV}/c^2$
	Γ_{Voigt}	$(34,0 \pm 0,2)\,\text{MeV}$
4,60	m_{Voigt}	$(3888,71 \pm 0,04)\,\text{MeV}/c^2$
	σ_{Voigt}	$(4,3 \pm 0,3)\,\text{MeV}/c^2$
	Γ_{Voigt}	$(34,3 \pm 0,2)\,\text{MeV}$

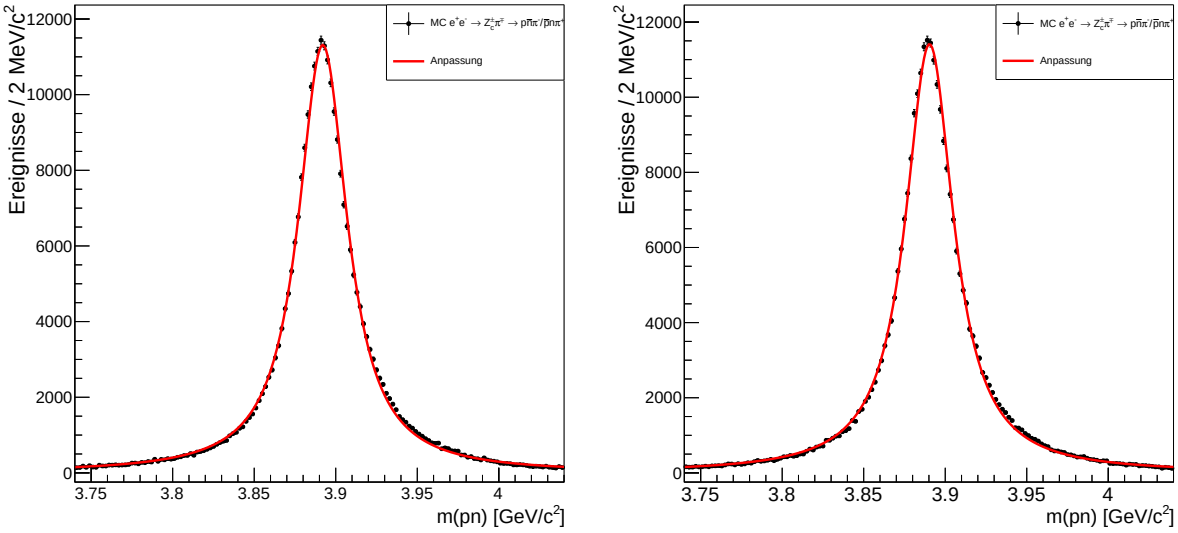
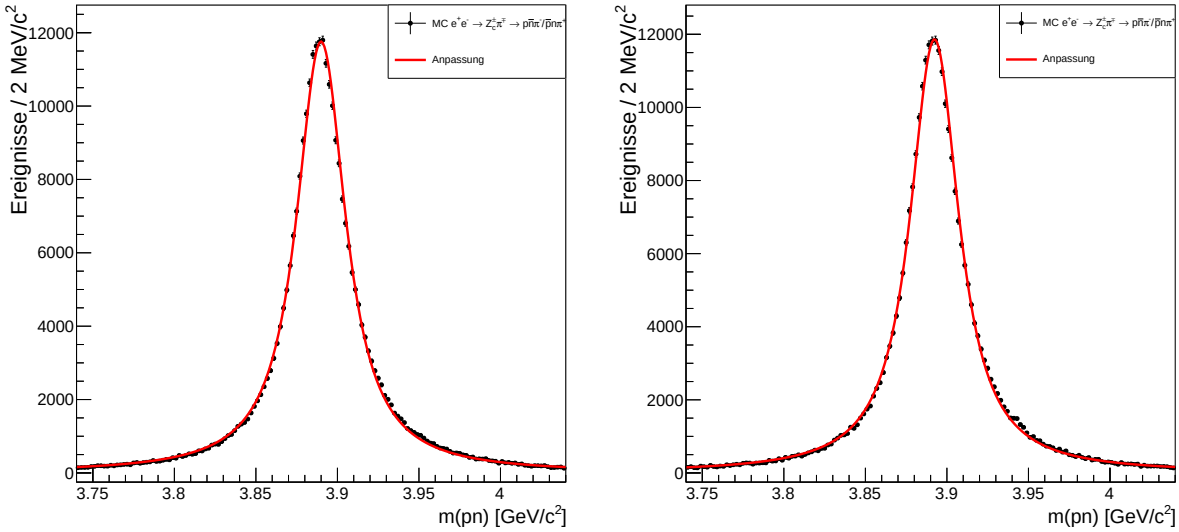
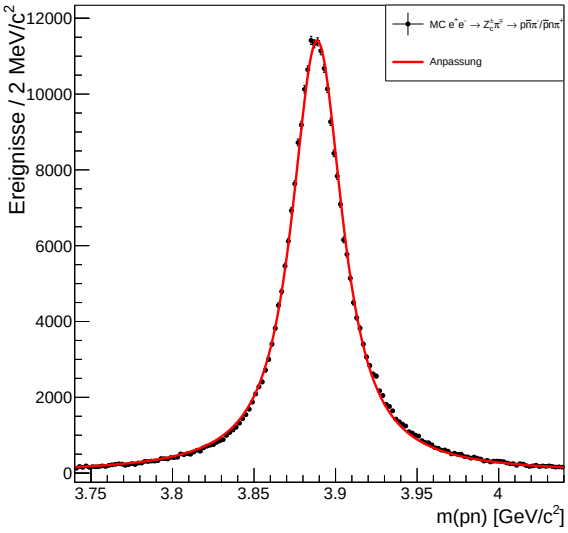


Abbildung 5.1: Ungebinnte Maximum-Likelihood-Anpassung an die Verteilung der invarianten pn-Masse von $Z_c(3900)^{\pm}$-Signal-Monte-Carlo-Ereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von (a) $E_{\text{cms}} = 4,23\,\text{GeV}$ und (b) $E_{\text{cms}} = 4,26\,\text{GeV}$



(a) (b)



(c)

Abbildung 5.2: Ungebinnte Maximum-Likelihood-Anpassung an die Verteilung der invarianten pn-Masse von $Z_c(3900)^{\pm}$-Signal-Monte-Carlo-Ereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von (a) $E_{\text{cms}} = 4,36\,\text{GeV}$, (b) $E_{\text{cms}} = 4,42\,\text{GeV}$ und (c) $E_{\text{cms}} = 4,60\,\text{GeV}$

5.2 Anpassung an die rekonstruierten Daten

Mit Hilfe dieser Funktionsparameter kann eine ungebinnte Maximum-Likelihood-Anpassung an die rekonstruierten Daten vorgenommen werden. Der Untergrund wird mit einer Argus-Funktion $A(x; m_0, c, p)$ [53], welche als

$$A(x; m_0, c, p) = \mathcal{N} \cdot x \cdot \left[1 - \left(\frac{x}{m_0}\right)^2\right]^p \cdot \exp\left[c \cdot \left(1 - \left(\frac{x}{m_0}\right)^2\right)\right]$$

definiert ist, parametrisiert. Hierbei beschreibt $\mathcal{N}$ einen Vorfaktor, der u.a. die Gamma-Funktion $\Gamma(x)$ beinhaltet, m_0 den maximal zur Verfügung stehenden Phasenraum, c die Krümmung und p die Potenz. Um den Untergrund gut zu beschreiben, wird das Anpassungsintervall in einem Bereich um 700 MeV von der maximal möglichen invarianten pn-Masse gewählt. Zur Anpassung werden die Parameter der Signalfunktion fixiert, die Likelihood minimiert und der Signalinhalt N bestimmt. In Abbildung 5.3 sind die Ergebnisse samt der Residuen dargestellt. Die Signalinhalte N_{i} mit ihren statistischen Fehlern ergeben sich zu

$$\begin{aligned}
N_{4{,}23\,\mathrm{GeV}} &= -1,5 \pm 5,4 \\
N_{4{,}26\,\mathrm{GeV}} &= -3,0 \pm 6,1 \\
N_{4{,}36\,\mathrm{GeV}} &= 3,4 \pm 4,3 \\
N_{4{,}42\,\mathrm{GeV}} &= 7,7 \pm 6,9 \\
N_{4{,}60\,\mathrm{GeV}} &= 5,5 \pm 3,8.
\end{aligned}$$

Mit Hilfe der erhaltenen Signalinhalte N_{i} kann das Produkt des Wirkungsquerschnittes $\sigma(e^+e^- \to Z_c(3900)^{\pm}\pi^{\mp}) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900)^{\pm} \to p\overline{n}/\overline{p}n)$ über die Gleichung

$$\sigma(e^+e^- \to Z_c(3900)^{\pm}\pi^{\mp}) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900)^{\pm} \to p\overline{n}/\overline{p}n) = \frac{N_{\mathrm{i}}}{\int \mathcal{L} \cdot \epsilon \cdot \mathcal{B}} \tag{5.1}$$

bestimmt werden. Die integrierte Luminosität $\int \mathcal{L}$ kann Tabelle 4.1 entnommen werden. $\mathcal{B}$ ist das Verzweigungsverhältnis und beschreibt mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Teilchen in einen gewissen Endzustand zerfällt. Da kein weiterer Zerfall, wie z.B. der Zerfall neutraler Pionen in ein $\gamma\gamma$-Paar, betrachtet wird, kann das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}$ gleich eins gesetzt werden. Zusätzlich wird jedoch die Rekonstruktionseffizienz ϵ benötigt, welche das Verhältnis $N_{\mathrm{rek}}/N_{\mathrm{gen}}$ aus rekonstruierten und generierten Signal-Monte-Carlo-Ereignissen angibt. Die jeweilige Effizienz wurde mit den in Kapitel 5.1 erwähnten $1 \cdot 10^6$ Signal-Monte-Carlo-Ereignissen der Reaktion $e^+e^- \to Z_c(3900)^{\pm}\pi^{\mp} \to p\overline{n}\pi^-/\overline{p}n\pi^+$ bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien ermittelt und ist in Tabelle 5.2 aufgeführt. Für die Bestimmung einer oberen Grenze fehlt aber noch die Abtastung der Likelihood und der daraus resultierende Signalinhalt N_{up} bei einem Konfidenzniveau von 90 %. Darüber hinaus müssen noch die systematischen Unsicherheiten und weitere Korrekturfaktoren berücksichtigt werden.

Tabelle 5.2: Rekonstruktionseffizienz ϵ bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien

Schwerpunktsenergie E_{cms} [GeV]	N_{gen}	N_{rek}	Effizienz ϵ
$4,23$	$1 \cdot 10^6$	303140	$\sim 0,30$
$4,26$	$1 \cdot 10^6$	305232	$\sim 0,31$
$4,36$	$1 \cdot 10^6$	318368	$\sim 0,32$
$4,42$	$1 \cdot 10^6$	318686	$\sim 0,32$
$4,60$	$1 \cdot 10^6$	315119	$\sim 0,32$

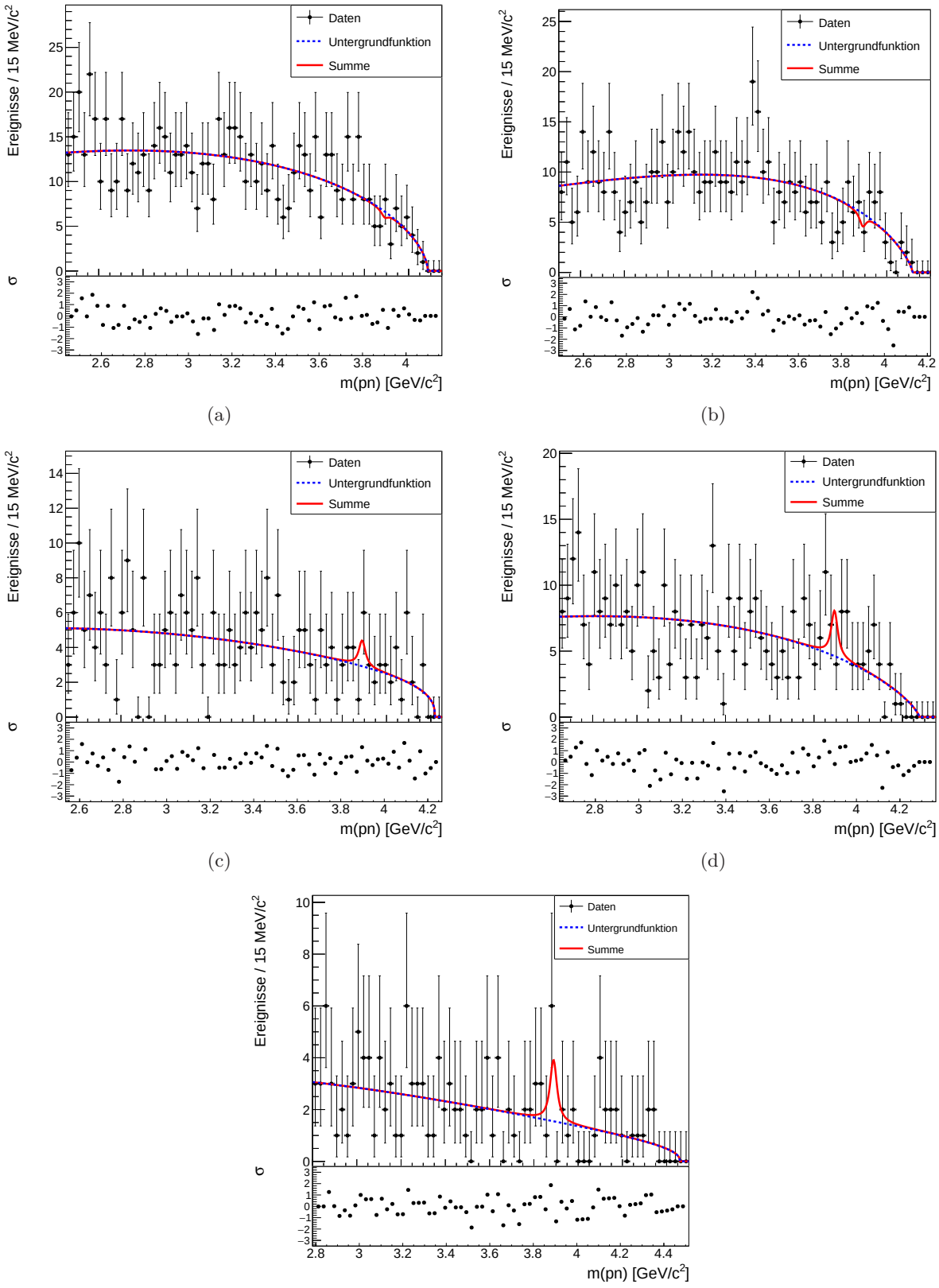


Abbildung 5.3: Ungebinnte Maximum-Likelihood-Anpassung an die Verteilung der invarianten Masse der rekonstruierten *pn*-Daten bei einer Schwerpunktsenergie von (a) $E_{\mathrm{cms}} = 4,23\,\mathrm{GeV}$, (b) $E_{\mathrm{cms}} = 4,26\,\mathrm{GeV}$, (c) $E_{\mathrm{cms}} = 4,36\,\mathrm{GeV}$, (d) $E_{\mathrm{cms}} = 4,42\,\mathrm{GeV}$ und (e) $E_{\mathrm{cms}} = 4,60\,\mathrm{GeV}$

5.3 Systematische Unsicherheiten

Für die Bestimmung einer oberen Grenze des Wirkungsquerschnittes $\sigma(e^+e^- \to Z_c(3900)^{\pm}\pi^{\mp})$ $\cdot\mathcal{B}(Z_c(3900)^{\pm} \to p\overline{n}/\overline{p}n)$ bei verschiedenen Schwerpunktsenergien von 4,23 GeV bis 4, 60 GeV müssen neben den bereits berücksichtigten statistischen Fehlern auch systematische Fehler abgeschätzt werden. Systematische Fehlerquellen stellen die Wahl der Selektionskriterien des Winkels ϕ zwischen dem Neutronkandidaten und dem nächstliegenden Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter, des π^0-Vetos, der fehlenden Masse m_{miss}, des $\chi^2_{1\text{C}}$-Wertes der kinematischen Anpassung, der im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie E_{EMC} des Neutronkandidaten sowie des Winkels $\theta(\pi p)$ zwischen den Spuren beider geladener Teilchen dar. Die systematischen Fehler der integrierten Luminosität $\int \mathcal{L}$ der verwendeten Datensätze sowie der Rekonstruktion und der Identifikation geladener Teilchen wurden bereits von der BESIII-Kollaboration abgeschätzt.

5.3.1 Winkel ϕ zwischen Neutronkandidat und Cluster

Die Grenze für das Selektionskriterium des Winkels ϕ zwischen dem Neutronkandidaten und dem nächstliegenden Cluster im EMC von $\phi < 5\,^{\circ}$ wird um $\pm 10\,\%$ variiert, was zu einer neuen Grenze von $\phi < 4,5\,\%$ bzw. $< 5,5\,\%$ führt. Durch die Variation der Grenze des Kriteriums ändert sich neben der Rekonstruktionseffizienz ϵ auch der Signalinhalt N. Beide müssen zunächst neu bestimmt werden. Die maximale prozentuale Abweichung des Wirkungsquerschnittes, welche letztendlich nur aus dem Verhältnis N/ϵ resultiert, vom zuvor bestimmten Wert wird als systematische Unsicherheit angesehen. Die für jeden Datensatz erhaltenen systematischen Fehler bezüglich des Winkels ϕ sind in der ersten Spalte von Tabelle 5.3 zu sehen.

5.3.2 π^0-Veto

Durch das π^0-Veto werden alle Ereignisse, bei denen die invariante Masse $m(\gamma\gamma)$ mindestens einer $\gamma\gamma$-Kombination im Bereich von

$$110\,\text{MeV}/c^2 < m(\gamma\gamma) < 150\,\text{MeV}/c^2$$

liegt, verworfen. Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit des π^0-Vetos werden die Grenzen jeweils um $\pm 10\,\text{MeV}/c^2$ variiert, was zu folgenden Intervallen führt:

$$\begin{aligned}
100\,\text{MeV}/c^2 &< m(\gamma\gamma) < 140\,\text{MeV}/c^2\\
120\,\text{MeV}/c^2 &< m(\gamma\gamma) < 160\,\text{MeV}/c^2\\
120\,\text{MeV}/c^2 &< m(\gamma\gamma) < 140\,\text{MeV}/c^2\\
100\,\text{MeV}/c^2 &< m(\gamma\gamma) < 160\,\text{MeV}/c^2
\end{aligned}$$

Für jedes Intervall wird anschließend durch eine erneute Anpassung, wie in Kapitel 5.2 beschrieben, der Signalinhalt N ermittelt. Des Weiteren wird auch die Rekonstruktionseffizienz ϵ neu bestimmt. Die resultierende maximale Abweichung des Wirkungsquerschnittes dient als systematischer Fehler und ist in der zweiten Spalte der Tabelle 5.3 vermerkt.

5.3.3 Fehlende Masse m_{miss}

Ausgehend vom bisherigen Intervall des Kriteriums für die fehlende Masse m_{miss}

$$0,85\,\text{GeV}/c^2 < m_{\text{miss}} < 1,05\,\text{GeV}/c^2$$

wird dieses analog zu Kapitel 5.3.2 jeweils um $\pm 10\,\text{MeV}/c^2$ im Bereich von

$$\begin{aligned}
0,84\,\text{GeV}/c^2 &< m_{\text{miss}} < 1,04\,\text{GeV}/c^2\\
0,86\,\text{GeV}/c^2 &< m_{\text{miss}} < 1,06\,\text{GeV}/c^2\\
0,86\,\text{GeV}/c^2 &< m_{\text{miss}} < 1,04\,\text{GeV}/c^2\\
0,84\,\text{GeV}/c^2 &< m_{\text{miss}} < 1,06\,\text{GeV}/c^2
\end{aligned}$$

variiert. Auch hier ergibt sich die systematische Unsicherheit aus der maximalen Abweichung des neu bestimmten Verhältnisses N/ϵ vom zuvor bestimmten Wert. In der dritten Spalte von Tabelle 5.3 ist dieser aufgelistet.

5.3.4 $\chi^2_{1\text{C}}$-Wert der kinematischen Anpassung

Die Grenze des $\chi^2_{1\text{C}}$-Wertes der kinematischen Anpassung wird vom ursprünglichen Wert von $\chi^2_{1\text{C}} < 30$ um $\pm 10\,\%$ variiert. Dies entspricht $\chi^2_{1\text{C}} < 27$ bzw. < 33. Daraufhin wird der Signalinhalt N und die Rekonstruktionseffizienz ϵ neu bestimmt. Die systematische Unsicherheit ergibt sich aus der maximalen Abweichung und ist in der vierten Spalte von Tabelle 5.3 aufgeführt.

5.3.5 Im EMC deponierte Energie E_{EMC} des Neutronkandidaten

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers wird die Grenze der im EMC deponierten Energie E_{EMC} des Neutronkandidaten von $E_{\text{EMC}} < 1,9\,\text{GeV}$ auf $E_{\text{EMC}} < 1,8\,\text{GeV}$ bzw. $< 2,0\,\text{GeV}$ gesetzt, was einer Variation von $\pm 100\,\text{MeV}$ entspricht. Auch hier wird der Signalinhalt N und die Rekonstruktionseffizienz ϵ neu ermittelt. Die maximale Abweichung ist der systematischen Unsicherheit gleichzusetzen. Die dazugehörigen Werte sind in der fünften Spalte von Tabelle 5.3 angegeben.

5.3.6 Winkel $\theta(\pi p)$ zwischen den geladenen Spuren

Die Grenze des Winkels $\theta(\pi p)$ zwischen dem Pion- und Protonkandidaten wird um $\pm 5\,^\circ$ ($\theta(p\pi) < 165\,^\circ$ bzw. $< 175\,^\circ$) verändert, um durch die maximale Abweichung des neu bestimmten Verhältnisses aus N/ϵ einen systematischen Fehler zu ermitteln. Dieser ist in Spalte 6 von Tabelle 5.3 zu sehen.

5.3.7 Integrierte Luminosität $\int \mathcal{L}$

Für die integrierte Luminosität $\int \mathcal{L}$ der Datensätze wurde durch die BESIII-Kollaboration basierend auf einer Analyse von Bhabha-Ereignissen $e^+e^- \to (\gamma)e^+e^-$ in [54] der systematische Fehler zu 1,0 % bestimmt.

5.3.8 Rekonstruktion von geladenen Teilchen

Der systematische Fehler für die Rekonstruktion eines Protons und Pions wurde mit Hilfe des Kanals $J/\psi \to p\overline{p}\pi^+\pi^-$ zu 1 % bestimmt [55]. Für die untersuchte Reaktion $e^+e^- \to Z_c(3900)^{\pm}\pi^{\mp}$ mit dem Zerfall $Z_c(3900)^{\pm} \to p\overline{n}/\overline{p}n$ beträgt die systematische Unsicherheit insgesamt 2,0 %.

5.3.9 Identifikation von geladenen Teilchen

Auf Grundlage der Reaktion $\psi(2S) \to p\overline{p}\pi^+\pi^-$ wurde in [56] der systematische Fehler der Teilchenidentifikation des Protons bzw. Antiprotons zu 1,0 % abgeschätzt. Für geladene π-Mesonen wurde der Fehler in [57] ebenfalls zu 1,0 % pro Pion bestimmt. Dies führt zu einem gesamten systematischen Fehler von 2,0 %.

Tabelle 5.3: Übersicht über die relativen systematischen Fehler für die Bestimmung der oberen Grenzen

	relativer Fehler δ [%]									
Datensatz	ϕ	π^0-Veto	m_{miss}	χ^2_{1C}-Wert	E_{EMC}	$\theta(p\pi)$	$\int \mathcal{L}$	Rekonstruktion	Identifikation	$\sqrt{\sum x_i^2}$
4230	106,8	227,6	0,0	90,6	137,4	204,6	1,0	2,0	2,0	363,5
4260	25,1	100,2	0,0	6,3	61,7	21,5	1,0	2,0	2,0	122,4
4360	12,2	30,1	0,0	6,5	27,5	60,1	1,0	2,0	2,0	74,0
4420	13,2	46,1	0,0	22,0	25,2	33,5	1,0	2,0	2,0	67,5
4600	9,9	33,7	0,0	7,0	7,5	20,3	1,0	2,0	2,0	42,0

5.4 Bayesscher Ansatz

Aufgrund der Tatsache, dass bei den verschiedenen Datensätzen im Spektrum der invarianten pn-Masse kein offensichtlicher Beitrag des $Z_c(3900)^{\pm}$ zu erkennen ist, wird mit Hilfe des Bayesschen Ansatzes eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \to Z_c(3900)^{\pm}\pi^{\mp}) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900)^{\pm} \to p\overline{n}/\overline{p}n)$ bestimmt. Der Bayessche Ansatz ist ausführlich in [2] erklärt und besagt, dass die A-posteriori-Wahrscheinlichkeitsverteilung $p(\theta|x)$ eines unbekannten, zu bestimmenden Parameters θ bei einem bereits gegebenen Datensatz x durch

$$p(\theta|x) = \frac{P(x|\theta) \cdot \pi(\theta)}{\int P(x|\theta')\pi(\theta')d\theta'} \tag{5.2}$$

gegeben ist. Hierbei beschreibt $P(x|\theta)$ die Likelihood-Funktion $\mathcal{L}$ und stellt die A-posteriori-Wahrscheinlichkeit für das Eintreten von x, wenn θ bereits eingetreten ist, dar. $\pi(\theta)$ gibt die A-priori-Wahrscheinlichkeit an. In diesem Fall kann der Parameter θ als Signalinhalt N und der Datensatz x als invariante Masse $m(pn)$ angesehen werden. Für die Bestimmung einer oberen Grenze für den Parameter θ bei einem gewünschten Konfidenzniveau $1-\alpha$ in einem Bayesschen Intervall von $[\theta_{\text{low}}, \theta_{\text{up}}]$ gilt:

$$1-\alpha = \int_{\theta_{\text{low}}}^{\theta_{\text{up}}} p(\theta|x)d\theta = \int_{\theta_{\text{low}}}^{\theta_{\text{up}}} \frac{P(x|\theta) \cdot \pi(\theta)}{\int P(x|\theta')\pi(\theta')d\theta'}d\theta = \int_{\theta_{\text{low}}}^{\theta_{\text{up}}} \frac{\mathcal{L} \cdot \pi(\theta)}{\int P(x|\theta')\pi(\theta')d\theta'}d\theta. \tag{5.3}$$

Da der Parameter θ den Signalinhalt N widerspiegelt und dieser nicht negativ werden kann, gilt:

$$\pi(N) = \begin{cases} 0, \text{ für } N < 0 \\ 1, \text{ für } N \geq 0 \end{cases} \tag{5.4}$$

Aus dieser Bedingung lässt sich Gleichung 5.3 als

$$1 - \alpha = \int_0^{N_{\text{up}}} \frac{\mathcal{L}}{P(x|N')\pi(N')dN'} dN \tag{5.5}$$

schreiben. Letztendlich erfolgt die Bestimmung der oberen Grenze bei einem Konfidenzniveau von 90 % durch:

$$0,9 = \int_0^{N_{\text{up}}} \frac{\mathcal{L}}{P(x|N')\pi(N')dN'} dN = \frac{\int_0^{N_{\text{up}}} \mathcal{L} dN}{\int_0^{\infty} \mathcal{L} dN} \tag{5.6}$$

5.5 Abtastung der Likelihood

Um eine Abtastung des Likelihood-Wertes vorzunehmen, werden im Gegensatz zu Kapitel 5.2 eine Vielzahl von Anpassungen mit fixierten Parametern der $Z_c(3900)^{\pm}$-Signalfunktion in Schritten des Signalinhalts N von $\Delta N = 0,1$ durchgeführt und der dazugehörige Likelihood-Wert bestimmt. In Abbildung 5.4 sind die normalisierten Likelihood-Werte nLL_{norm} bei verschiedenen Schwerpunktsenergien gegen den Signalinhalt N aufgetragen. Wie zuvor erwähnt, ist jeder Datenpunkt das Ergebnis einer ungebinnten Maximum-Likelihood-Anpassung mit verschiedenem Signalinhalt, welche mittels $nLL' = e^{-nLL+nLL_{\text{max}}}$ normiert wurden. Hierbei entspricht nLL_{max} der Anpassung mit dem besten Likelihood-Wert und somit dem Maximum der Kurve, welches durch die blaue senkrechte Linie gekennzeichnet ist. Um neben dem bereits berücksichtigten statistischen Fehler den systematischen Fehler zu betrachten, wird die normalisierte Likelihood-Kurve mit einer Gauß-Kurve numerisch gefaltet, deren Breite durch den ermittelten systematischen Fehler δ gegeben ist [58]:

$$nLL'(N) \approx \sum_{N'=N-5\delta}^{N+5\delta} nLL(N') \cdot \frac{1}{\delta \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(N'-N)^2}{2\delta^2}\right). \tag{5.7}$$

Diese ist ebenfalls in Abbildung 5.4 als schwarze Kurve eingezeichnet. Letztendlich ist die Grenze für 90 % des Integrals von nLL' für $N > 0$ durch den schwarzen Pfeil gekennzeichnet. Die so erhaltenen Werte

$$\begin{aligned} N_{\text{up, 4,23 GeV}} &= 13,3 \\ N_{\text{up, 4,26 GeV}} &= 11,9 \\ N_{\text{up, 4,36 GeV}} &= 12,1 \\ N_{\text{up, 4,42 GeV}} &= 21,4 \\ N_{\text{up, 4,60 GeV}} &= 13,0 \end{aligned}$$

können nun für die Berechnung einer oberen Grenze bei einem Konfidenzniveau von 90 % benutzt werden. [58]

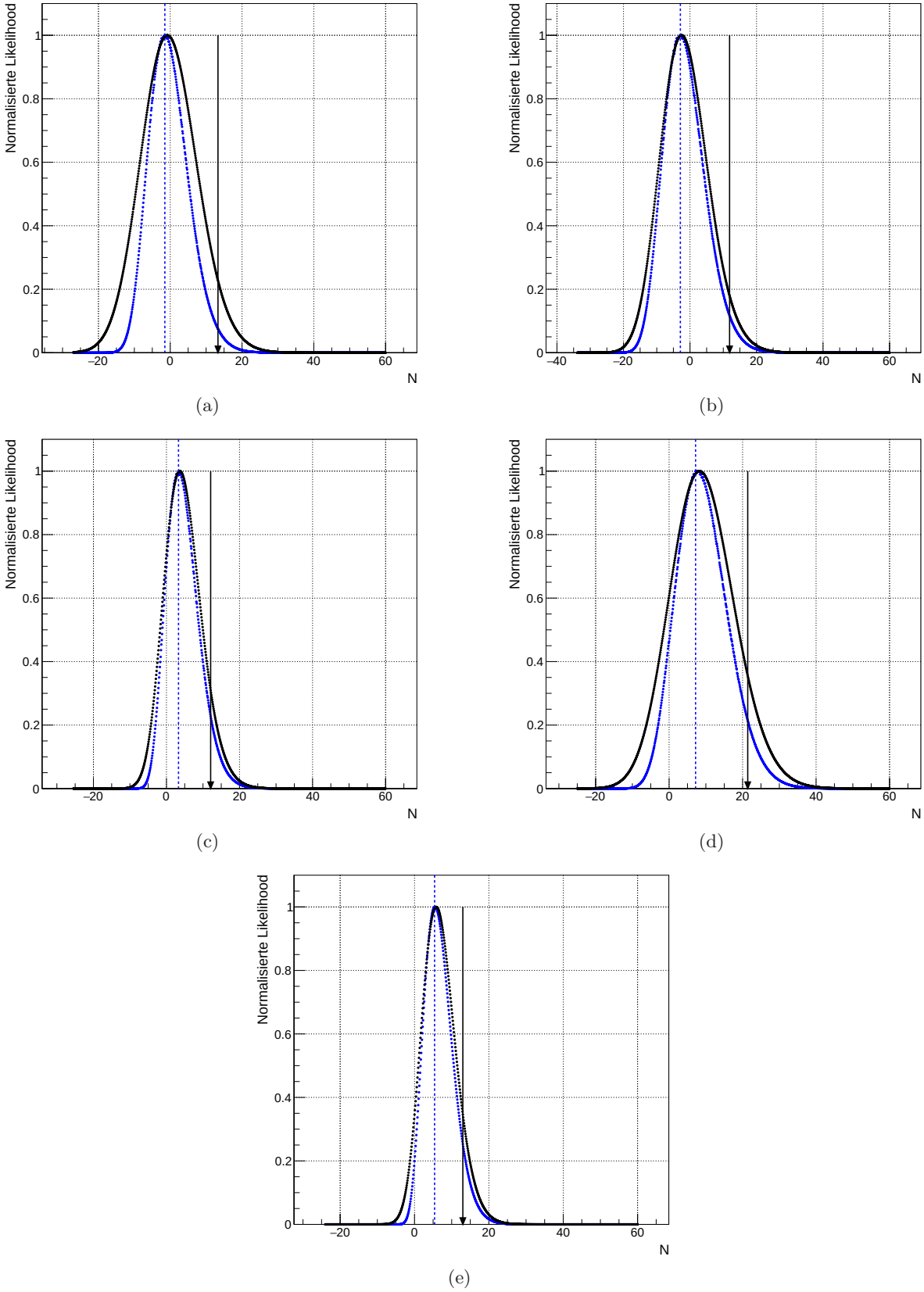


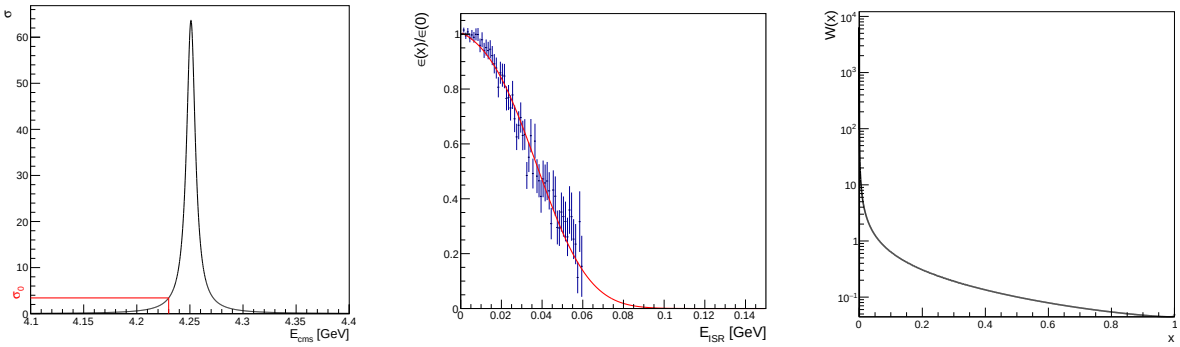
Abbildung 5.4: Normalisierte Likelihood nLL_{norm} der ungebinnten Maximum-Likelihood-Anpassungen bei einer Schwerpunktsenergie von (a) $E_{\text{cms}} = 4,23\,\text{GeV}$, (b) $E_{\text{cms}} = 4,26\,\text{GeV}$, (c) $E_{\text{cms}} = 4,36\,\text{GeV}$, (d) $E_{\text{cms}} = 4,42\,\text{GeV}$ und (e) $E_{\text{cms}} = 4,60\,\text{GeV}$

5.6 Strahlungskorrektur

Bedingt durch die Emission von Bremsstrahlungsphotonen führen Initial-State-Radiation-Prozesse zu einem Energieverlust und somit zu einer nicht zu vernachlässigenden Reduzierung der anfänglichen Schwerpunktsenergie des e^+e^--Zustandes. Daher besitzt das verbleibende e^+e^--System nicht die in Tabelle 4.1 gezeigten, festen Schwerpunktsenergien, sondern diese bewegen sich durch den ISR-Prozess bedingt in einem gewissen Bereich.
Da eine kinematische Anpassung (1C-Fit) der Viererimpulse der rekonstruierten und selektierten Endzustandsteilchen vorgenommen wird, werden Ereignisse, die von der nominellen Schwerpunktsenergie abweichen, mit höherer Wahrscheinlichkeit verworfen. Aus diesem Grund ist die Rekonstruktionseffizienz zusätzlich noch vom Wert $x = 2 \cdot E_{\mathrm{ISR}}/E_{\mathrm{cms}} = E_{\mathrm{ISR}}/E_{\mathrm{Strahl}}$ abhängig, welcher das Verhältnis aus der emittierten Energie E_{ISR} der ISR-Photonen und der Strahlenergie E_{Strahl} beschreibt. Die Werte von x sind nach der sogenannten Radiator-Funktion $W(x)$, wie in [59] definiert, verteilt (siehe Anhang B).
Die Anzahl der beobachteten Ereignisse für einen bestimmten Zerfallskanal mit einem Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}$ ist durch

$$N = \int \mathcal{L} \cdot \mathcal{B} \cdot \int_0^1 \sigma(x)\epsilon(x)W(x)dx \tag{5.8}$$

gegeben. Hierbei ist $\int \mathcal{L}$ die integrierte Luminosität des verwendeten Datensatzes, $\sigma(x)$ der Wirkungsquerschnitt einer zugrunde liegenden Resonanz und $\epsilon(x)$ die Rekonstruktionseffizienz jeweils in Abhängigkeit von x.



(a) (b) (c)

Abbildung 5.5: (a) Linienform $\sigma(x)$ der zugrunde liegenden Resonanz $Y(4260)$ mit σ_0 für eine Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,23\,\mathrm{GeV}$
(b) Auf $\epsilon(0)$ normierte Rekonstruktionseffizienz $\epsilon(x)$ als Funktion von $x = E_{\mathrm{ISR}}/E_{\mathrm{cms}}$ für den Datensatz bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,23\,\mathrm{GeV}$
(c) Radiator-Funktion $W(x)$ bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,23\,\mathrm{GeV}$

In Abbildung 5.5 sind die drei Bestandteile des Integranden dargestellt. Abbildung 5.5(a) zeigt den Wirkungsquerschnitt bzw. die Linienform $\sigma(x)$ einer zugrunde liegenden Resonanz, z.B. wird angenommen, dass die $Y(4260)$-Resonanz in direkter Formation produziert wird und nachfolgend in $Z_c(3900)^{\pm}\pi^{\mp}$ zerfällt. Als konservativer Ansatz kann für z.B. den

$Y(4260)$-Zustand, falls der Wirkungsquerschnitt der Resonanz nicht bekannt ist, eine Breit-Wigner-Verteilung mit einer Masse von $m_0 = 4,251\,\mathrm{GeV}/c^2$ und einer Breite von $\Gamma = 10\,\mathrm{MeV}$ angenommen werden. Des Weiteren ist in Abbildung 5.5(b) bzw. 5.5(c) die Rekonstruktionseffizienz $\epsilon(x)/\epsilon(0)$ bzw. die Radiator-Funktion $W(x)$ exemplarisch bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,23\,\mathrm{GeV}$ gezeigt. Mit Hilfe des Born-Wirkungsquerschnittes σ_{Born} (siehe Anhang B) und der Effizienz $\epsilon_0 = \epsilon(x = 0)$ bei der nominellen Schwerpunktsenergie kann Gleichung 5.8 unter Einführung des radiativen Korrekturfaktors κ zu

$$N = \int \mathcal{L} \cdot \mathcal{B} \cdot \sigma_{\mathrm{Born}} \cdot \epsilon_0 \cdot \int_0^1 \frac{\sigma(x)}{\sigma_{\mathrm{Born}}} \frac{\epsilon(x)}{\epsilon_0} W(x) dx \tag{5.9}$$

mit

$$\kappa = \int_0^1 \frac{\sigma(x)}{\sigma_{\mathrm{Born}}} \frac{\epsilon(x)}{\epsilon_0} W(x) dx \tag{5.10}$$

umgeschrieben werden. Daraus folgt, dass Gleichung 5.8 zu

$$N = \int \mathcal{L} \cdot \mathcal{B} \cdot \sigma_{\mathrm{Born}} \cdot \epsilon_0 \cdot \kappa \tag{5.11}$$

umformuliert werden kann. Zur Berechnung des radiativen Korrekturfaktors κ muss sowohl die Verteilung von $\epsilon(x)$ als auch die Rekonstruktionseffizienz ϵ_0 im Fall keiner ISR-

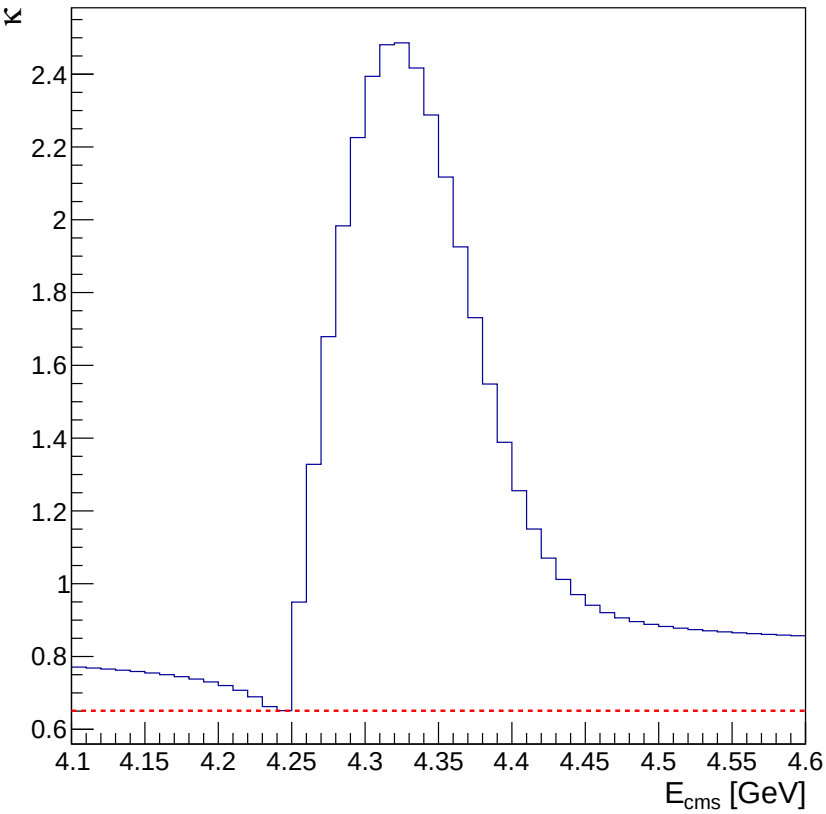


Abbildung 5.6: Radiativer Korrekturfaktor κ gegen die Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,23\,\mathrm{GeV}$ aufgetragen. Das Minimum der Funktion gibt den Wert für den radiativen Korrekturfaktor κ an. Das Minimum ist in Rot eingezeichnet

Effekte bestimmt werden. Hierzu können mit Hilfe des Generators KKMC Signal-Monte-Carlo-Ereignisse erzeugt werden, bei denen ISR-Prozesse berücksichtigt bzw. nicht berücksichtigt werden. Da die Radiator-Funktion $W(x)$ sowie der Born-Wirkungsquerschnitt σ_{Born} von der Schwerpunktsenergie E_{cms} abhängen, gilt dies somit auch für den radiativen Korrekturfaktor κ. Dies wird abschließend in Abbildung 5.6 verdeutlicht, in der der radiative Korrekturfaktor κ gegen die Schwerpunktsenergie E_{cms} aufgetragen ist. Für die Abschätzung einer oberen Grenze wird das Worst-Case-Szenario, also das Minimum der Funktion, für die Strahlungskorrektur verwendet. Die erhaltenen radiativen Korrekturfaktoren κ sind für die jeweiligen Datensätze in Tabelle 5.4 zu sehen. [60]

Tabelle 5.4: Übersicht über die radiativen Korrekturfaktoren κ

Schwerpunktsenergie E_{cms} [GeV]	Korrekturfaktor κ
4,23	0,645739
4,26	0,644686
4,36	0,644724
4,42	0,644812
4,60	0,644941

5.7 Vakuumpolarisation

Bisher wurde angenommen, dass das e^+e^--System ohne Berücksichtigung weiterer QED-Korrekturen durch ein virtuelles Photon an eine gesuchte Resonanz koppelt. Nichtsdestotrotz wird der Photonpropagator durch die spontane Erzeugung und Vernichtung virtueller Teilchen-Antiteilchen-Paare modifiziert. Dieser Prozess wir Vakuumpolarisation genannt. Um die Vakuumpolarisation in die Berechnung des Wirkungsquerschnittes miteinzubeziehen, wird ein zusätzlicher Korrekturfaktor δ_{VP} benötigt. Die Berechnung des Korrekturfaktor der Vakuumpolarisation bei verschiedenen Schwerpunktsenergien ist in [61] beschrieben und die Werte, welche aus [62] stammen, sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst.

Tabelle 5.5: Übersicht über die Korrekturfaktoren δ_{VP} der Vakuumpolarisation

Schwerpunktsenergie E_{cms} [GeV]	Korrekturfaktor δ_{VP}
4,23	1,056
4,26	1,054
4,36	1,051
4,42	1,053
4,60	1,055

5.8 Bestimmung der oberen Grenze

Eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n)$ bei einem Konfidenzniveau von 90 % kann letztendlich mit Hilfe der durch die Ab-

tastung der Likelihood erhaltenen Werte von $N_{\text{up, i}}$ mittels

$$\sigma(e^+e^- \to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n) < \frac{N_{\text{up, i}}}{\int \mathcal{L} \cdot \kappa \cdot \delta_{\text{VP}} \cdot \epsilon} \tag{5.12}$$

bestimmt werden. Die erhaltenen Ergebnisse sind

$$\begin{aligned}
\sigma_{\text{Born}}(e^+e^- \to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n) &< 0,06\,\text{pb bei } E_{\text{cms}} = 4,23\,\text{GeV}\\
\sigma_{\text{Born}}(e^+e^- \to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n) &< 0,07\,\text{pb bei } E_{\text{cms}} = 4,26\,\text{GeV}\\
\sigma_{\text{Born}}(e^+e^- \to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n) &< 0,10\,\text{pb bei } E_{\text{cms}} = 4,36\,\text{GeV}\\
\sigma_{\text{Born}}(e^+e^- \to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n) &< 0,09\,\text{pb bei } E_{\text{cms}} = 4,42\,\text{GeV}\\
\sigma_{\text{Born}}(e^+e^- \to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n) &< 0,11\,\text{pb bei } E_{\text{cms}} = 4,60\,\text{GeV}
\end{aligned}$$

In [13] wurden Ergebnisse sowohl für den Born-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{Born}}(e^+e^- \to J/\psi\pi^+\pi^-)$ von $(62,9 \pm 1,9)$ pb als auch für das Produktionsverhältnis $R = \frac{\sigma(e^+e^- \to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp \to J/\psi\pi^+\pi^-)}{\sigma(e^+e^- \to J/\psi\pi^+\pi^-)}$ von $(21,5 \pm 3,3)$ % bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,26$ GeV veröffentlicht. Mit diesen Werten kann der Born-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{Born}}(e^+e^- \to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp \to J/\psi\pi^+\pi^-)$ zu etwa 13,5 pb berechnet werden. Insgesamt ergibt sich somit ein Verhältnis der Zerfallsbreiten von

$$\frac{\mathcal{B}(Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n)}{\mathcal{B}(Z_c(3900)^\pm \to J/\psi\pi^\pm)} = \frac{\Gamma(Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n)}{\Gamma(Z_c(3900)^\pm \to J/\psi\pi^\pm)} < 0,51\,\%\ \text{bei } E_{\text{cms}} = 4,26\,\text{GeV}$$

Um eine obere Grenze für die Produktion des $Z_c(3900)^\pm$ in einer Baryon-Antibaryon-Kollision zu erhalten, wird die Formel für den Breit-Wigner-Wirkungsquerschnitt [63]

$$\sigma_{\text{BW}}(E_{\text{cms}}) = \frac{(2J+1)}{(2S+1)^2} \frac{4\pi(\hbar c)^2}{E_{\text{cms}}^2 - 4(m_n c^2)^2} \frac{\Gamma_{\text{R}}^2 B_{\text{in}} B_{\text{out}}}{(E_{\text{cms}} - M_{\text{R}} c^2)^2 + \Gamma_{\text{R}}^2/4} \tag{5.13}$$

verwendet. J ist der Spin und M_{R} die Masse der Resonanz. Für $Z_c(3900)^\pm$ ist $J = 1$ und $M_R = 3886,6\,\text{MeV}/c^2$. Γ_{R} ist die totale Breite der Resonanz, erzeugt z.B. in der Reaktion $\overline{p}n \to Z_c(3900)^\pm$. S gibt den Spin des Neutrons mit $S = 1/2$ an. B_{in} und B_{out} beschreiben die Verzweigungsverhältnisse, also $B = \Gamma_{\text{partiell}}/\Gamma_{\text{R}}$, sowohl für die Reaktion, in der die Resonanz erzeugt wird, als auch für den Zerfallskanal. Für den Fall, dass die Schwerpunktsenergie E_{cms} gleich der Masse M_{R} der Resonanz ist, ergibt sich

$$\sigma_{\text{peak}} = \frac{(2J+1)}{(2S+1)^2} \frac{16\pi\hbar^2 B_{\text{in}} B_{\text{out}}}{(M_{\text{R}}^2 - 4m_n^2)c^2}. \tag{5.14}$$

Bei den Annahmen, dass $B_{\text{in}} = 0,0051 \cdot \Gamma(Z_c(3900)^\pm \to J/\psi\pi^\pm)$, $\Gamma_{\text{out}} = \Gamma(Z_c(3900)^\pm \to J/\psi\pi^\pm)$ und 90 % der totalen Breite Γ_R durch $\Gamma(Z_c(3900)^\pm \to J/\psi\pi^\pm)$ gegeben ist, ergibt sich

$$\sigma_{\text{peak}}(p\overline{n}/\overline{p}n \to Z_c(3900)^\pm) < 5,3\,\mu\text{b}$$

Dieser Wert schließt nicht aus, dass der Prozess möglich ist. Durch eine in Zukunft steigende integrierte Luminosität bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 4,26$ GeV kann der Wert weiter verringert werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Rahmen des ersten Teiles dieser Arbeit wurden Daten, welche mit dem sich am BEPCII-Beschleuniger befindenden BESIII-Detektor aufgenommen wurden, analysiert. Basierend auf fünf Datensätzen bei Schwerpunktsenergien in einem Bereich von $4,23\,\mathrm{GeV}$ bis zu $4,60\,\mathrm{GeV}$ und mit integrierten Luminositäten zwischen $539\,\mathrm{pb}^{-1}$ und $1091\,\mathrm{pb}^{-1}$ pro Datensatz wurde die Reaktion $e^+e^- \to p\overline{n}\pi^-$ bzw. $e^+e^- \to \overline{p}n\pi^+$ untersucht. Es konnten je nach Datensatz zwischen 516 und 1663 Ereignisse der zuvor genannten Topologie rekonstruiert und selektiert werden.
Das Hauptaugenmerk dieses Teiles der Arbeit lag auf der Suche nach dem $Z_c(3900)^\pm$ und der damit verbundenen Untersuchung des Zerfalls $Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n$. Da in den invarianten Massenspektren sowohl des $p\overline{n}$- als auch des $\overline{p}n$-Systems kein offensichtlicher Beitrag des $Z_c(3900)^\pm$ zu erkennen war, wurde erstmals für den Zerfall des $Z_c(3900)^\pm$ in ein Baryon-Antibaryon-Paar die Bestimmung einer oberen Grenze für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp)\cdot\mathcal{B}(Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n)$ bei einem Konfidenzniveau von $90\,\%$ angestrebt. Die ermittelten oberen Grenzen des Born-Wirkungsquerschnittes σ_{Born} liegen in einem Bereich von $0,06\,\mathrm{pb}$ bis zu $0,11\,\mathrm{pb}$.
Weiterhin konnte ebenso erstmals das Verhältnis $\frac{\Gamma(Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n)}{\Gamma(Z_c(3900)^\pm \to J/\psi\pi^\pm)}$ der Zerfallswahrscheinlichkeiten bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,26\,\mathrm{GeV}$ ermittelt werden. Mit Hilfe der in [13] veröffentlichten Ergebnisse konnte das Verhältnis bestimmt werden und zeigt, dass die Zerfallsbreite von $Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n$ kleiner als $0,51\,\%$ von der des Zerfalls des $Z_c(3900)^\pm$ in $J/\psi\pi^\pm$ ist.
Durch die Nicht-Beobachtung von $Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n$ kann darauf geschlossen werden, dass die Annihilation des $c\overline{c}$-Paares im $Z_c(3900)^\pm$ unterdrückt ist, woraus nützliche Rückschlüsse auf die Natur des $Z_c(3900)^\pm$ gezogen werden können.
Abschließend konnte erstmals der Produktionswirkungsquerschnitt des $Z_c(3900)^\pm$ in einer Baryon-Antibaryon-Kollision, wie sie beim zukünftigen $\overline{\mathrm{P}}$ANDA-Experiment durchgeführt werden kann, bestimmt werden. Bei der Annahme, dass die Zerfallsbreite $\Gamma(Z_c(3900)^\pm \to J/\psi\pi^\pm)$ $90\,\%$ der totalen Resonanzbreite des $Z_c(3900)^\pm$ ausmacht und die Schwerpunktsenergie gleich der Resonanzmasse ist, konnte der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\overline{p}n/\overline{p}n \to Z_c(3900)^\pm)$ zu kleiner als $5,3\,\mu\mathrm{b}$ bestimmt werden. Da typische $c\overline{c}$-Resonanzen wie χ_{c0} bereits einen Wirkungsquerschnitt von etwa $347\,\mathrm{nb}$ [64] in $p\overline{p}$-Kollisionen besitzen, kann bei solch einem Ergebnis nicht ausgeschlossen werden, dass der Prozess möglich ist. In Zukunft wird eine Erhöhung der integrierten Luminosität bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\mathrm{cms}} = 4,26\,\mathrm{GeV}$ von der BESIII-Kollaboration angestrebt, wodurch eine weitere Verringerung der oberen Grenze des Produktionsquerschnittes $\sigma(Z_c(3900)^\pm \to p\overline{n}/\overline{p}n)$ erzielt werden kann.

Teil II

Entwicklungen für die Photodetektoren des elektromagnetischen Kalorimeters des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes

Kapitel 7

Motivation

Das $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment (Antiproton Annihilations at Darmstadt) wird eines von vier Schlüsselexperimenten an der sich im Aufbau befindenden Beschleunigeranlage FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt sein. Mit Hilfe des Antiprotonen-Speicherrings HESR (High Energy Storage Ring) können Antiprotonen auf Impulse zwischen $1,5\,\text{GeV}/c$ und $15,0\,\text{GeV}/c$ beschleunigt werden und innerhalb des $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektors mit einem ruhenden Wasserstofftarget zur Kollision gebracht werden. Der Beginn der Datennahme von Annihilationsereignissen ist für das Jahr 2025 vorgesehen. Ein großer Vorteil der $p\overline{p}$-Annihilation gegenüber der im vorherigen Teil betrachteten e^+e^--Annihilation beim BESIII-Experiment ist, dass die Quantenzahlen J^{PC} der in Formation erzeugten Zustände nicht auf $J^{PC} = 1^{--}$ beschränkt sind und somit alle nicht-exotischen Quantenzahlen direkt erzeugt werden können.
Einer der wichtigsten Subdetektoren des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes ist ein homogenes, aus Bleiwolframat-Szintillationskristallen aufgebautes Kalorimeter: das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) des Targetspektrometers. Es dient zur Positions- und Energiebestimmung von Elektronen, Positronen sowie Photonen, die bei der Proton-Antiproton-Annihilation oder anschließenden Subzerfällen entstanden sind. Um die angestrebten hochpräzisen Messungen durchführen zu können, wird ein Kalorimeter mit herausragender Energieauflösung und niedriger Energieschwelle für die Rekonstruktion von Photonen benötigt. Der Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum ist federführend an der Entwicklung und dem Aufbau der Vorwärtsendkappe dieses EMC beteiligt. Die Vorwärtsendkappe wird aufgrund der Charakteristik eines Fixed-Target-Experimentes (Lorentz-Boost) den höchsten Teilchenraten ausgesetzt sein, wodurch zwei unterschiedliche Typen von Photodetektoren, Vakuumphototetroden (VPTT) und Avalanche-Photodioden, in der Vorwärtsendkappe benötigt werden.
Die Charakteristika der VPTTs spielen bei solch einem Experiment eine entscheidende Rolle. Neben der Quanteneffizienz η sowie der Kathodensensitivität Sk_b zählen hierzu unter anderem die Verstärkung M und der Dunkelstrom I_Dunkel. Mit Hilfe eines weiterentwickelten Teststandes wird sowohl die Verstärkung als auch der Dunkelstrom aller 900, von der japanischen Firma Hamamatsu gefertigten Vakuumphototetroden bei einer Versorgungsspannung von 750 V gemessen und mit den Herstellerangaben verglichen. Um die Parameter der VPTTs auch für den finalen Betrieb im $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektor zu bestimmen, werden die Messungen zusätzlich bei einer Versorgungsspannung von 1000 V durchgeführt. Diese Messungen dienen auch zur Auswahl der 768 zum Einbau benötigten VPTTs.
Um den gesamten Energiebereich des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes bis zu einer im Kristall deponierten Energie von 12 GeV abzudecken und dabei die maximal mögliche Ausgangsspannung der Vorverstärker auszunutzen, muss die Verstärkung der Vorverstärker angepasst werden. Basierend auf den Ergebnissen einer Strahlzeit an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA und den einer Messung unter Verwendung kosmischer Myonen kann zunächst eine Vorver-

stärkerausgangsspannung in Abhängigkeit von der im Kristall deponierten Energie bestimmt werden. Auf Grundlage dieses Wertes und weiteren Parametern, wie z.B. der Lichtausbeute der Kristalle, wird eine mögliche Verteilung von Photodetektor-Kristall-Einheiten auf der Vorwärtsendkappe präsentiert und abschließend die benötigten Verstärkungen der Vorverstärker berechnet.
Darüber hinaus werden mögliche Fehlerquellen, die dazugehörigen Optimierungen und der finale Vorgang zum Zusammenbau eines mit Vakuumphototetroden bestückten Submoduls vorgestellt.

Kapitel 8

Das $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment

Das folgende Kapitel beschäftigt sich zunächst mit der physikalischen Motivation und den Zielen des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes und anschließend mit der Beschleunigeranlage FAIR sowie dem allgemeinen Aufbau des $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektors. Insbesondere wird auf die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des Targetspektrometers des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes eingegangen.

8.1 Physikalische Motivation und Ziele des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes

Die $\overline{\text{P}}$ANDA-Kollaboration, bestehend aus mehr als 500 Wissenschaftlern aus 20 Ländern, beabsichtigt, Grundlagenforschung auf unterschiedlichen Themengebieten zu betreiben, um so zum besseren Verständnis der schwachen und starken Wechselwirkung sowie der exotischen Materie und der Struktur von Hadronen beizutragen [66]. Durch die Kollision von Antiprotonen mit einem ruhenden Wasserstofftarget bei Impulsen von $1,5\,\text{GeV}/c$ bis zu $15,0\,\text{GeV}/c$ und die daraus resultierende Proton-Antiproton-Annihilation können viele für die Forschung interessante Zustände direkt erzeugt werden. In Abbildung 8.1 ist die Masse verschiedener

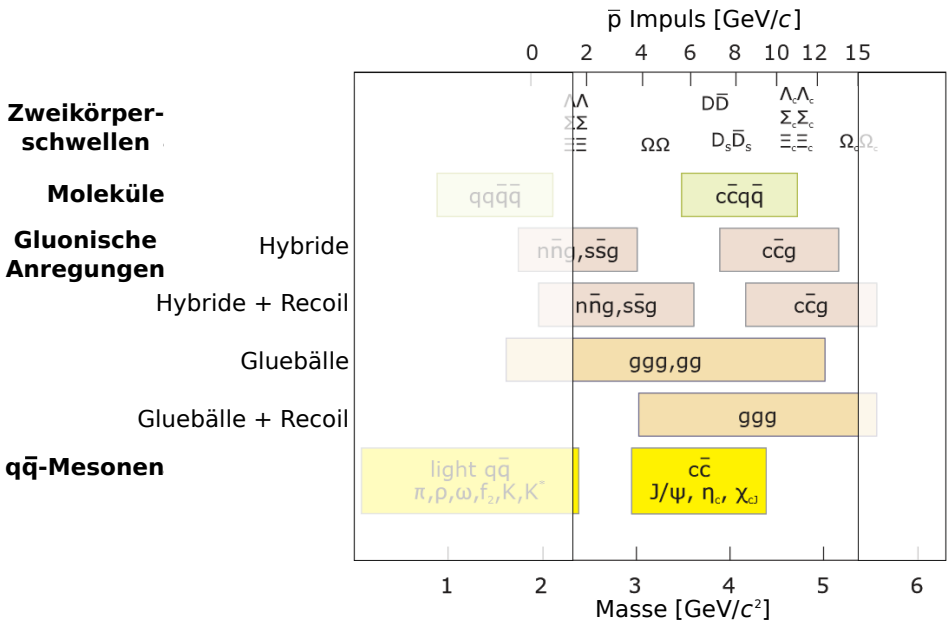


Abbildung 8.1: Bei $\overline{\text{P}}$ANDA erzeugbare Hadronen in Abhängigkeit vom Impuls der Antiprotonen (in Anlehnung an [65])

hadronischer Zustände, wie Molekülen, gluonischen Anregungen und Mesonen, in Abhängigkeit vom Antiprotonenimpuls dargestellt. Der Massenbereich der bei $\overline{\text{P}}$ANDA produzierbaren Hadronen ist hervorgehoben.
$\overline{\text{P}}$ANDA verfolgt unter anderem Ziele im Bereich der Charmonium-Spektroskopie, bei der Suche nach gluonischen Anregungen, Hyperkernen und Multiquark-Zuständen sowie bei der Untersuchung der Struktur von Kernen über elektromagnetische Prozesse.

Charmonium-Spektroskopie: Das Charmonium-Spektrum kann sowohl durch nicht-relativistische störungstheoretische Näherungen als auch neuerdings mit der Gitter-QCD beschrieben werden. Eine präzise Vermessung aller Zustände über- als auch unterhalb der Open-Charm-Schwelle ist daher für das bessere Verständnis der Quantenchromodynamik von fundamentaler Bedeutung. Kürzliche Entdeckungen bei einer Masse um $4,0\,\text{GeV}/c^2$ (siehe Abbildung 8.2), wie z.B. $X(3872)$ [67], $Y(4260)$ [68] oder $Z_c(3900)$ [13, 17] zeigen, dass das Charmonium-Spektrum nicht so gut verstanden ist, wie bisher gedacht.

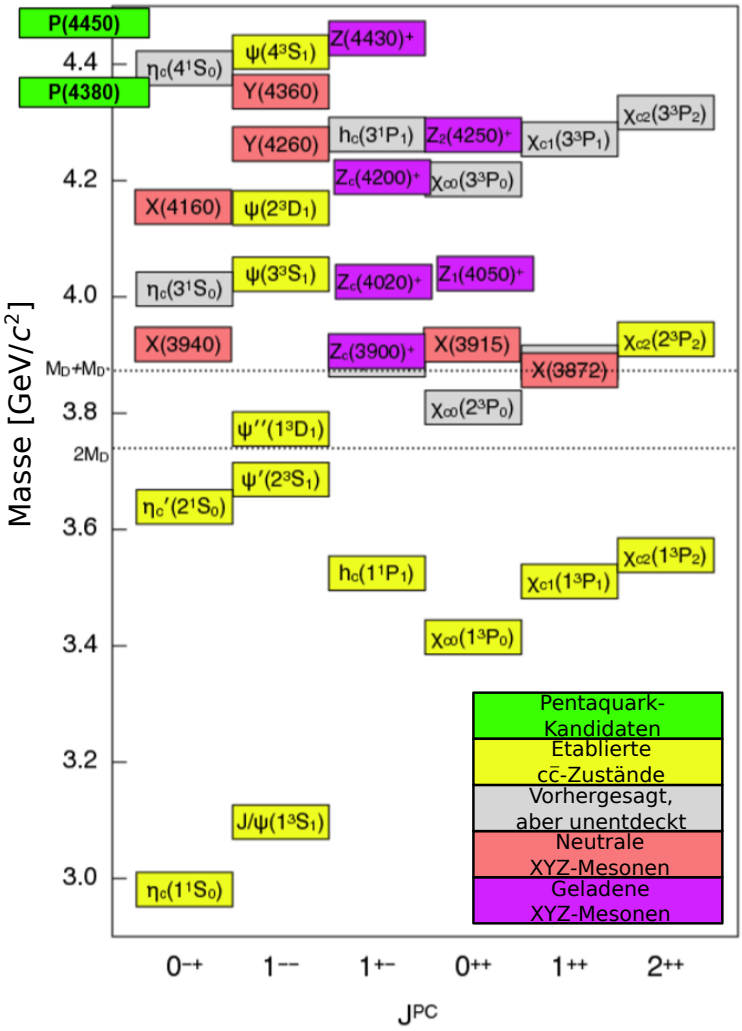


Abbildung 8.2: Spektrum der Charmonium- und charmoniumähnlichen Zustände in Abhängigkeit von den Quantenzahlen J^{PC} (in Anlehnung an [69])

Die meisten Charmonium-Zustände wurden an e^+e^--Beschleunigern entdeckt. Hierbei ist ein großer Nachteil, dass nur Zustände mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ (J/ψ, $\psi(2S)$, ...) direkt erzeugt werden können und Zustände mit anderen Quantenzahlen nur in den Zerfällen ersterer entstehen.
Alle Zustände mit nicht-exotischen Quantenzahlen können jedoch mit Hilfe der Proton-Antiproton-Annihilation direkt erzeugt werden. Bei voller Luminosität wird es $\overline{\text{P}}$ANDA möglich sein, tausende solcher $c\bar{c}$-Zustände pro Tag zu produzieren. [65]

Gluonische Anregungen: Eine der größten Herausforderungen der Hadronenspektroskopie ist die Suche nach Zuständen mit gluonischen Freiheitsgraden. Dies bedeutet, dass die Quantenzahlen des Zustandes nicht vollständig durch die Quarks beschrieben werden können.
Diese können in zwei Hauptkategorien unterteilt werden: Gluebälle, welche rein gluonische Zustände (gg, ggg, ...) sind, und Hybride, welche neben einem $q\bar{q}$-Paar noch gluonische Anregungen ($q\bar{q}g$, $q\bar{q}gg$, ...) enthalten.
Die zusätzlichen Freiheitsgrade von Gluebällen und Hybriden erlauben auch Zustände mit exotischen Quantenzahlen (vgl. Kapitel 1.1.4). [70]

Hyperkerne: Hyperkerne sind Atomkerne, bei denen mindestens ein u- oder d-Quark eines Nukleons durch ein s-Quark ersetzt wurde. Hierdurch wird eine neue Quantenzahl, die Strangeness, in den Kern eingebracht. Das Forschungsgebiet der Hyperkerne ist bisher kaum erforscht und bietet viel Raum für neue Entdeckungen. [70]

Multiquark-Zustände: Multiquark-Zustände können weder den aus drei Quarks bestehenden Baryonen noch den aus einem Quark-Antiquark-Paar bestehenden Mesonen zugeordnet werden. Diese können als hadronische Moleküle, Hadrocharmonia, Tetra- oder Pentaquarks interpretiert werden. [65]

Elektromagnetische Prozesse: Zusätzlich zu den oben genannten Studien im Bereich der Spektroskopie, wird es $\overline{\text{P}}$ANDA auch möglich sein, die Struktur von Kernen über elektromagnetische Prozesse wie Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS) und den Prozess $p\bar{p} \to e^+e^-$ zu untersuchen, was die Bestimmung des zeitartigen elektromagnetischen Formfaktors des Protons ermöglichen wird. [71]

8.2 Die Beschleunigeranlage FAIR

Auf dem Gelände des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung[1] entsteht derzeit mit FAIR, der Facility for Antiproton and Ion Research, eine neue internationale Beschleunigeranlage. Abbildung 8.3 zeigt eine schematische Darstellung des Aufbaus des gesamten FAIR-Komplexes. Hierbei sind in Blau die bereits bestehenden Beschleuniger Universal Linear Accelerator (UNILAC), Schwerionen-Synchrotron 18 (SIS18) und Experimental Storage Ring (ESR) zu erkennen, wohingegen der zukünftige Teil mit weiteren Beschleunigern, wie dem proton-Linear Accelerator (p-LINAC), SIS100, Collector Ring (CR), HESR, und Experimenten in Rot abgebildet ist.
FAIR wird über 3000 Wissenschaftlern aus insgesamt 50 Ländern die Möglichkeit bieten, mit Antiprotonen und Ionen Grundlagenforschung im Bereich der vier physikalischen Hauptfelder zu betreiben [72].

[1] früher als Gesellschaft für Schwerionenforschung bekannt

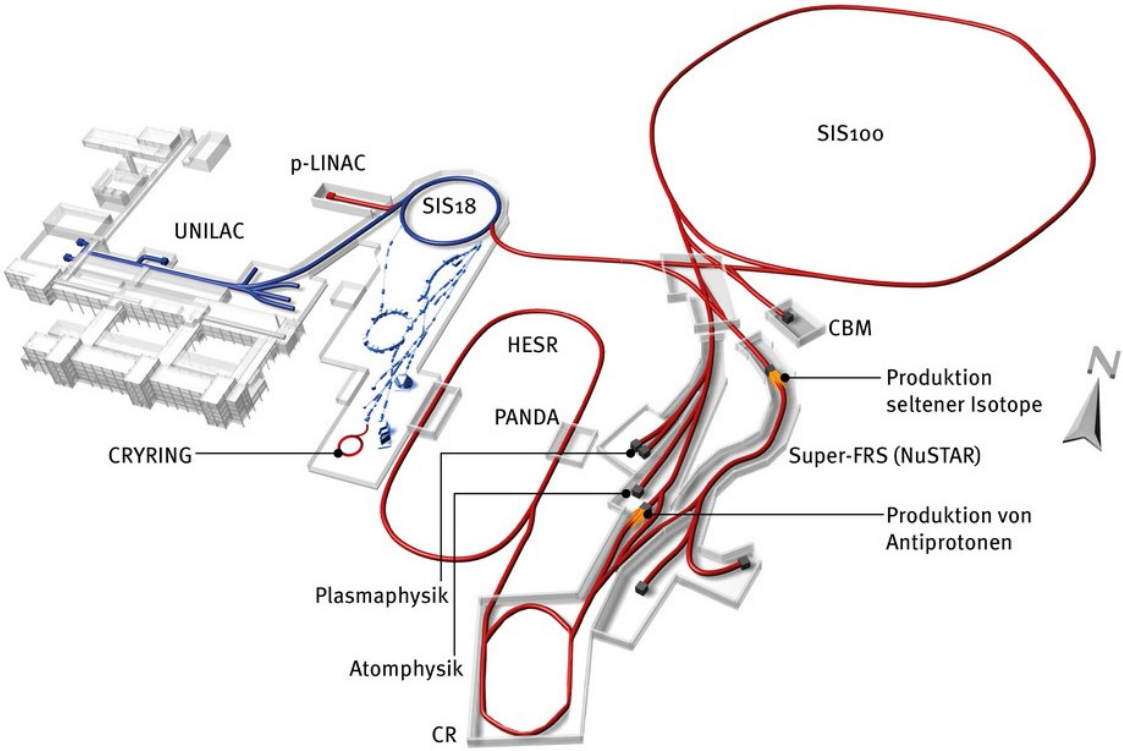


Abbildung 8.3: Schematische Darstellung des gesamten Aufbaus der Beschleunigeranlage FAIR [73]

Atomic, Plasma Physics and Applications (APPA) ist ein Zusammenschluss aus verschiedenen Projekten aus dem Gebiet der Atom- und Plasmaphysik. Die Experimente sind BIOMAT (Biology and Material Science), FLAIR (Facility for Low-Energy Antiproton and Heavy Ion Research), HED@FAIR (High Energy Density Science at FAIR) und SPARC (Stored Particles Atomic Research Collaboration). Diese beschäftigen sich z.B. mit Plasmen bei niedrigen Temperaturen und hohen Drücken wie sie im Inneren von Planeten vorkommen, mit den Auswirkungen von kosmischer Strahlung auf Mensch und Technik und mit starken elektromagnetischen Feldern, die bei der Beinahe-Kollision von hoch geladenen Schwerionen entstehen. [74]

Compressed Baryonic Matter (CBM) untersucht fundamentale Aspekte der Quantenchromodynamik und der Astrophysik, wie z.B. die Herkunft der Hadronenmassen, das Confinement von Quarks in Hadronen und die Struktur von Neutronensternen. [75]

Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions (NuSTAR) ist ein Zusammenschluss von zahlreichen Experimenten. Diese sind u.a. HISPEC/DESPEC (High-Resolution Spectroscopy/Decay Spectroscopy), ELISe (Electron-Ion Scattering in a Storage Ring), ILIMA (Isomeric Beams, Lifetimes and Masses), LaSpec (Laser Spectroscopy), MATS (Measurements of very short-lived nuclei with Advanced Trapping System) und R^3B (Reactions with Relativistic Radioactive Beams). Diese beschäftigen sich im Wesentlichen mit dem nuklearen Aufbau verschiedener Isotope und versuchen zum besseren Verständnis zum Vorkommen schwerer Elemente beizutragen. [76]

$\overline{\text{P}}$ANDA ist im Bereich der Hadronenphysik anzusiedeln und wird näher in Kapitel 8.1 vorgestellt. $\overline{\text{P}}$ANDA wird Studien im Bereich der Quantenchromodynamik durchführen.

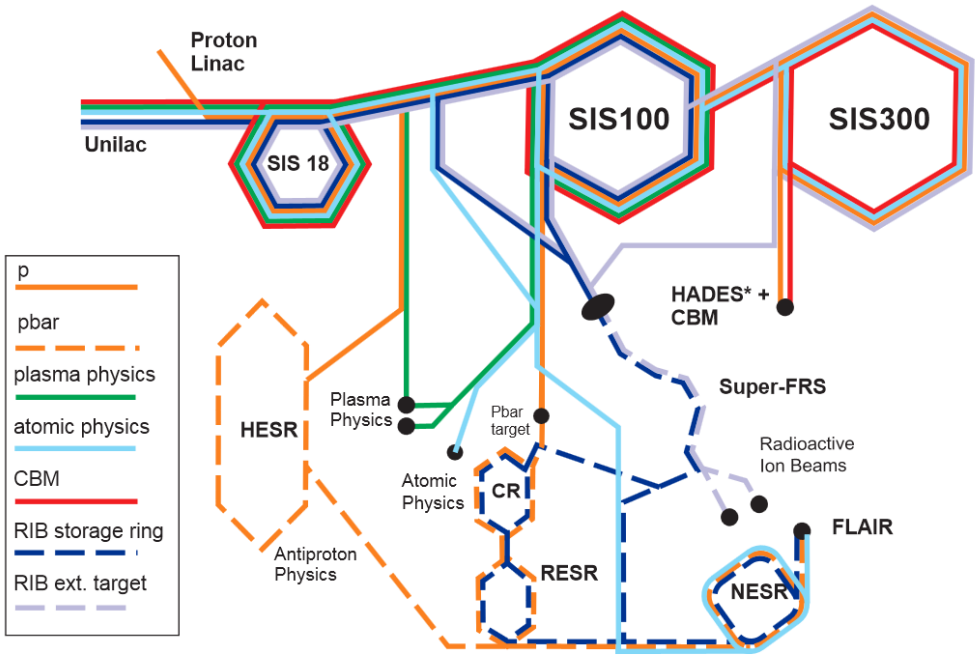


Abbildung 8.4: Schematische Darstellung der Strahlverläufe bei FAIR [77]

In Abbildung 8.4 ist der geplante Strahlverlauf bei FAIR dargestellt. Hierbei entfallen die Verläufe für die vorerst nicht gebauten New Experimental Storage Ring (NESR), Recuperated Experimental Storage Ring (RESR) und SIS300.
Nachdem die Protonen im p-LINAC und SIS18 vorbeschleunigt wurden, werden sie in das mit supraleitenden Magneten ausgestattete Schwerionen-Synchrotron SIS100 mit einem Umfang von 1100 m und einer magnetischen Steifigkeit von 100 Tm injiziert. Protonen können im SIS100 auf Energien von 29 GeV gebracht werden, während Schwerionen Energien bis zu $2,7\,\text{GeV}/u$ erreichen können [78]. Um die für $\overline{\text{P}}$ANDA benötigten Antiprotonen bereitzustellen, müssen die Protonen aus dem SIS100 auf ein aus einem Metall bestehendes Produktionstarget treffen. Die über die Reaktion

$$p + p \rightarrow p + p + p + \overline{p} \tag{8.1}$$

entstandenen Antiprotonen werden daraufhin im CR gesammelt und stochastisch gekühlt.
Der $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektor befindet sich am in Abbildung 8.5 dargestellten HESR, welcher einen Umfang von 575 m besitzt. Hier werden die Antiprotonen auf Impulse in einem Bereich von $1{,}5\,\text{GeV}/c$ bis zu $15{,}0\,\text{GeV}/c$ beschleunigt, um Physik oberhalb der $c\overline{c}$-Schwelle zu ermöglichen. Hierzu stehen zwei unterschiedliche Betriebsmodi, der High Luminosity Modus und der High Resolution Modus, zur Verfügung.

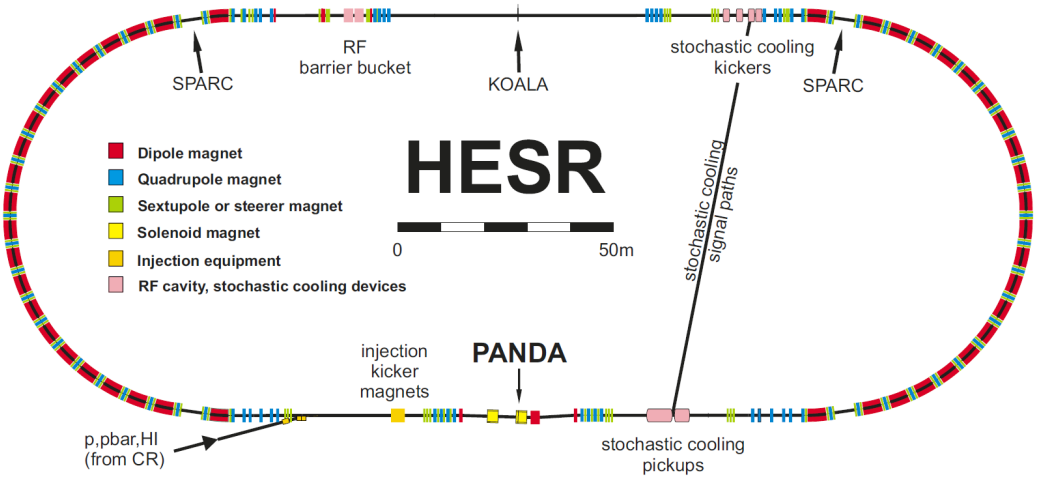


Abbildung 8.5: Schematische Darstellung des HESR [79]

High Luminosity Modus (HL): Der HL deckt den Impulsbereich zwischen $1,5\,\text{GeV}/c$ und $15,0\,\text{GeV}/c$ ab. Bei diesem Modus und einer angenommenen Targetdichte von $\rho_{\text{Target}} = 4 \cdot 10^{15}\,\text{Atomen/cm}^2$ beträgt die maximale Luminosität $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32}\,\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für 10^{11} Antiprotonen im HESR. Die Impulsunschärfe liegt hier bei $\sigma_p/p \sim 10^{-4}$. [71]

High Resolution Modus (HR): Der HR zeichnet sich durch eine gegenüber dem HL geringere Impulsunschärfe von $\sigma_p/p \leq 4 \cdot 10^{-5}$ aus. Dies wird durch eine um den Faktor 10 geringere Anzahl an Antiprotonen (10^{10}) und dementsprechend eine bei gleicher Targetdichte geringere Luminosität von $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{31}\,\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erkauft. Des Weiteren wird beim HR nur ein Impulsbereich zwischen $1,5\,\text{GeV}/c$ und $8,9\,\text{GeV}/c$ abgedeckt. [71]

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

Da es sich beim $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment um ein Fixed-Target-Experiment handelt, bei dem ein Antiprotonenstrahl mit einem ruhenden Wasserstofftarget kollidiert, wird aufgrund der Impulserhaltung ein Großteil der bei der Kollision entstandenen Teilchen in Strahlrichtung fliegen (Lorentz-Boost). Um der daraus resultierenden asymmetrischen Verteilung Rechnung zu tragen, ist der $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektor, wie in Abbildung 8.6 zu sehen, aus einem Target- und einem Vorwärtsspektrometer aufgebaut. Die Hauptziele beim Design des $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektors sind eine möglichst hohe 4π-Akzeptanz, eine hohe Auflösung für Spurrekonstruktion, Teilchenidentifikation und Kalorimetrie, eine Verarbeitung hoher Raten und eine vielseitige Auslese bzw. Ereignisselektion [71]. Im Folgenden wird näher auf das Target- und Vorwärtsspektrometer eingegangen.

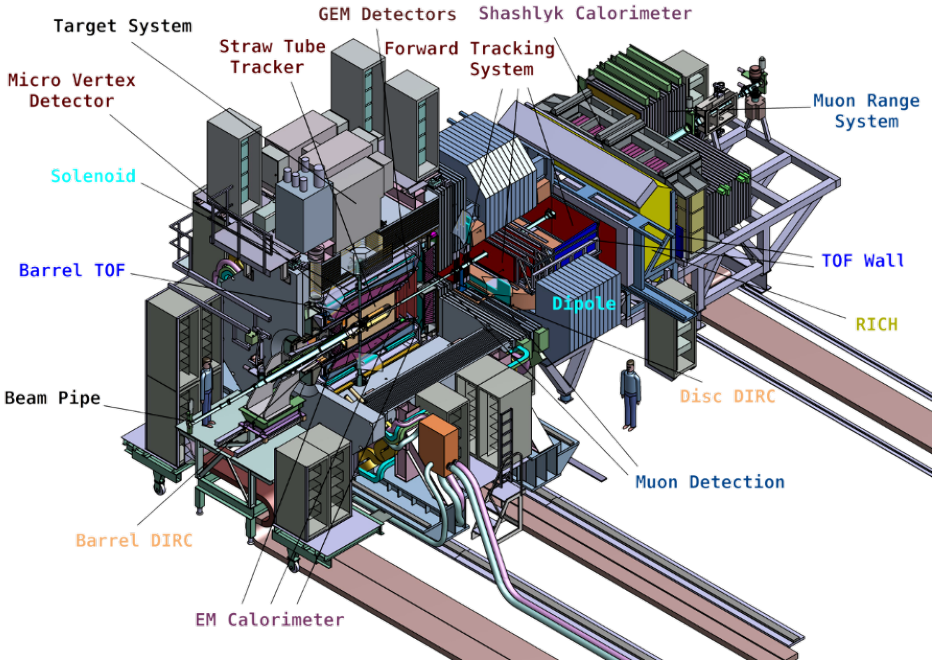


Abbildung 8.6: Schnittansicht des $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektors [80]

8.3.1 Targetspektrometer

Das Targetspektrometer, welches in Abbildung 8.7 dargestellt ist, wird den Interaktionspunkt zylindrisch umgeben und ist zwiebelschalenartig aus einer Vielzahl von Subdetektoren aufgebaut.
Insgesamt wird es aus drei Teilen bestehen. Ein fassförmiger Teil, das sogenannte Barrel, deckt einen Winkelbereich zwischen 22 ° und 140 ° ab und mit Hilfe der Vorwärtsendkappe wird die Winkelabdeckung auf $> 5\,°$ in vertikaler und $> 10\,°$ in horizontaler Richtung erhöht. Die Rückwärtsendkappe deckt einen Bereich von 145 ° bis 170 ° ab [71].

Solenoidmagnet: Der supraleitende Solenoidmagnet des Targetspektrometers, welcher eine Länge von 2, 8 m und einen inneren Radius von 90 cm besitzt, soll ein homogenes Magnetfeld mit der Stärke von 2 T liefern. Hierbei wird eine Feldhomogenität angestrebt, die über das Volumen des Vertex-Detektors und des zentralen Spurdetektors besser als 2 % ist. Darüber hinaus soll die transversale Komponente des Magnetfeldes so klein wie möglich sein; dies wird durch die Grenze $\int B_r/B_z dz < 2\,\text{mm}$ ausgedrückt. [65]

Target-Systeme: Um die Designvorgaben des HL (siehe Kapitel 8.2) zu erfüllen, wird eine Flächendichte von $4 \cdot 10^{15}$ Wasserstoffatomen pro Quadratzentimeter vonnöten sein. Zur Zeit werden zwei unterschiedliche Konzepte entwickelt: ein Cluster-Jet- und ein Pellet-Target [71]. Diese beiden Optionen werden im Folgenden kurz erläutert.
Beim Cluster-Jet-Target wird gekühltes, unter Druck stehendes Wasserstoffgas durch eine Lavaldüse ins Vakuum gepresst. Durch die Expansion und die anschließende Kondensation des Gases entstehen sogenannte Cluster, deren Größe je nach Eintrittsdruck und Düsentemperatur zwischen 10^3 und 10^6 Wasserstoffmolekülen variiert. Der Vorteil beim Cluster-Jet-Target ist, dass es eine homogene Dichte besitzt, wodurch eine konstante Luminosität garantiert werden kann. [65, 81]

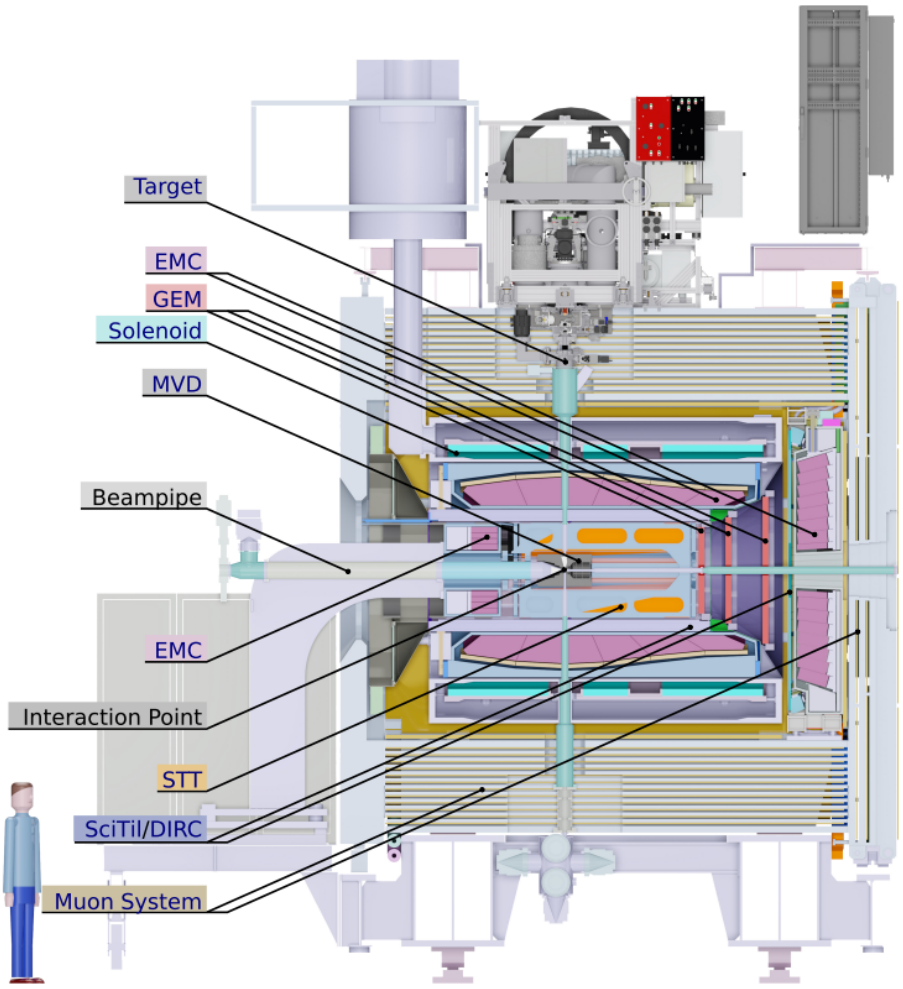


Abbildung 8.7: Targetspektrometer des $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektors [82]

Das Pellet-Target besteht aus einem Strom 24 µm bis 40 µm großer, gefrorener Wasserstofftröpfchen, welche den Antiprotonenstrahl senkrecht mit einer Geschwindigkeit von 60 m/s und einer Rate von $(1,0 - 1,5) \cdot 10^4\,\mathrm{s}^{-1}$ durchqueren. Am Interaktionspunkt schwankt sowohl der Pelletstrom in der Breite um 1 mm als auch der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pellets zwischen 0,5 mm bis 5 mm, was insgesamt zu einer nicht konstanten Luminosität führt. Ein Vorteil des Pellet-Systems ist jedoch, dass neben Wasserstoff auch Deuterium oder Helium-3 verwendet werden kann. [65, 81]

Micro-Vertex-Detektor: Der Micro-Vertex-Detektor (MVD) ist der am nächsten zum Interaktionspunkt befindliche Subdetektor und sein Design ist sowohl für die Detektion von Spuren geladener Teilchen als auch für die exakte Bestimmung von Sekundärvertices, wie sie beim Zerfall von D-Mesonen oder Hyperonen[2] auftreten, optimiert.
Der MVD besteht aus Siliziumpixel- und -streifensensoren, welche über strahlenharte ASICs (Application Specific Integrated Circuits) ausgelesen werden. Die Detektoren befinden sich einerseits vierlagig in einem Radius von 2,5 cm bis 13,0 cm rotationssymmetrisch um den Interaktionspunkt und andererseits sind diese sechslagig in Vorwärts-

[2] Baryon mit mindestens einem s-Quark, aber keinem c- oder b-Quark

richtung angebracht.
Die angestrebte Vertexauflösung liegt in einem Bereich von 100 µm. [71, 83]

Straw-Tube-Tracker: Außerhalb des MVD kommt zur weiteren Spurverfolgung ein Straw-Tube-Tracker (STT) zum Einsatz.
Der Detektor besteht insgesamt aus 4636 mit Argon-CO_2 gefüllten, aluminiumbeschichteten Mylar-Röhren, sogenannten Straws, welche einen Durchmesser von 10 mm, eine Länge von 150 cm und eine Wandstärke von 27 µm besitzen. Darüber hinaus ist jede Röhre mit einem 20 µm dicken vergoldeten Wolframdraht als Anode für die Hochspannung versehen. Die Straws sind in 27 Lagen, wobei 8 Lagen gegenüber den anderen verkippt ($\pm 3\,^\circ$) sind, in einem Bereich zwischen 15, 0 cm und 41,8 cm um das Strahlrohr angeordnet.
Beim Durchqueren eines geladenen Teilchens kann es die Gasmoleküle entlang seiner Bahn ionisieren, wodurch ein elektrisches Signal erzeugt wird.
Aufgrund der Orts- als auch Zeitinformation ist es möglich, eine präzise Spurrekonstruktion durchzuführen. Hierbei wird erwartet, dass die Auflösung in der x-y-Ebene weniger als 150 µm betragen wird. [71]

Gas-Electron-Multiplier: Für Teilchen, welche unter einem Winkel kleiner als 22 ° zur Strahlachse emittiert werden und somit nicht vom STT detektiert werden können, werden in einem Abstand von ca. 1,1 m, 1,4 m und 1,9 m vom Interaktionspunkt drei Gas-Electron-Multiplier (GEM) positioniert.
Die Ortsauflösung liegt im Bereich von 100 µm. Wegen der hohen Teilchenzählraten, welche aufgrund des bereits erwähnten relativistischen Boosts in Vorwärtsrichtung herrschen, können keine herkömmlichen Driftkammern eingesetzt werden. Der erwartete Teilchenfluss im ersten GEM in einem Durchmesser von 5 cm um das Strahlrohr wird $3 \cdot 10^4\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ betragen. [71]

Time-of-Flight-System: Das Time-of-Flight-System (TOF-System) ist bei langsamen und unter einem großen Winkel emittierten Teilchen für die Teilchenidentifikation verantwortlich, indem es die Flugzeit der Teilchen misst. Mit Hilfe der Zeitmessung kann die Geschwindigkeit und in Verbindung mit der Impulsmessung aus dem STT die Masse des Teilchens bestimmt werden.
Der Detektor besteht im Fassteil aus 5760 (28,5x28,5) mm^2 großen Szintillatoren, welche jeweils über zwei Silizium-Photomultiplier ausgelesen werden. Diese Anordnung kann um etwa 1000 weitere Szintillatoren in Vorwärtsrichtung erweitert werden.
Da die Flugstrecke innerhalb des Targetspektrometers nur 50 cm bis 100 cm beträgt, muss die angestrebte Zeitauflösung zwischen 50 ps und 100 ps betragen. [70, 71, 84]

Cherenkov-Detektor: Ein weiterer Bestandteil des Targetspektrometers stellen die beiden Detection of Internally Reflected Cherenkov Light-Detektoren (DIRC) dar: der Barrel-DIRC und der Disc-DIRC.
Der Barrel-DIRC besteht aus 1,7 cm dicken Quarz-Scheiben, welche das Strahlrohr in einem Abstand von 45 cm bis 54 cm zylindersymmetrisch umgeben. Dabei wird ein Winkelbereich zwischen 22 ° und 140 ° abgedeckt. Das entstehende Cherenkovlicht wird durch Linsen auf Micro-Channel-Plate Photomultiplier Tubes (MCP PMTs) fokussiert und detektiert.
Der Disc-DIRC befindet sich hingegen in Vorwärtsrichtung nahe der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters und benutzt eine 2 cm dicke Quarz-Scheibe mit

einem Radius von 110 cm. Diese deckt einen Bereich zwischen 5 ° und 22 ° ab.
Die Funktionsweise ist bei beiden identisch: Cherenkov-Strahlung wird emittiert, falls ein geladenes Teilchen durch ein Medium mit dem Brechungsindex n fliegt und dessen Geschwindigkeit β größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist. Der Winkel Θ_C, unter dem die Strahlung emittiert wird, berechnet sich zu

$$\Theta_C = \arccos(\frac{1}{n\beta}) \tag{8.2}$$

Die DIRC-Detektoren vermessen den reflektierten Öffnungswinkel. [65, 71, 85]

Elektromagnetisches Kalorimeter: Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) besteht aus einem zylindrischen Fass, welches durch zwei Endkappen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung abgeschlossen wird. Insgesamt besteht das EMC des Targetspektrometers aus ca. 16000 Bleiwolframat-Kristallen, welche mit dem Ziel einer höheren Lichtausbeute auf eine Temperatur von −25 °C heruntergekühlt werden. Auf das EMC wird in Abschnitt 8.4 nochmals näher eingegangen.

Myonendetektor: Der Myonendetektor befindet sich innerhalb des Eisenjochs des Solenoidmagneten. Dieser ist aus 3 cm dicken sensitiven Schichten aufgebaut, welche sich mit 3 cm dicken, aus Eisen bestehenden Absorberschichten abwechseln. Die insgesamt 13 sensitiven Schichten bestehen aus Mini-Drift-Tubes (MDTs). Insgesamt wird der Myonendetektor aus 3300 MDTs bestehen. [71, 86]

8.3.2 Vorwärtsspektrometer

Das Vorwärtsspektrometer (siehe Abbildung 8.8) kann alle Teilchen, welche unter einem vertikalen bzw. horizontalen Winkel von $< \pm 5\,°$ bzw. $< \pm 10\,°$ emittiert werden, detektieren. Hierzu werden ein Dipolmagnet, Driftkammern, Cherenkov-Detektoren, Kalorimeter und Myonendetektoren verwendet, um eine Spurrekonstruktion und Identifikation von allen Teilchenarten zu garantieren.

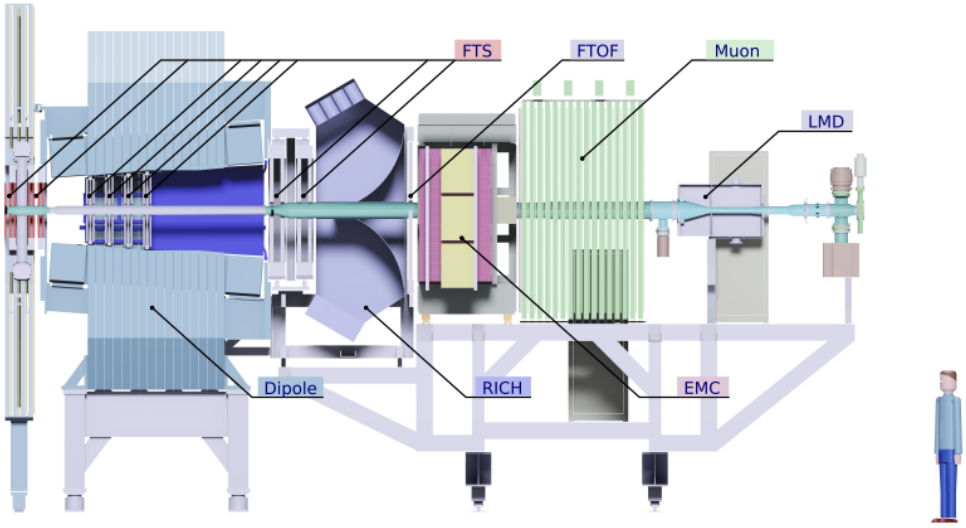


Abbildung 8.8: Vorwärtsspektrometer des $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektors [82]

Dipolmagnet: Für die Impulsbestimmung geladener Teilchen wird im Vorwärtsspektrometer ein Dipolmagnet mit einer magnetischen Steifigkeit von 2 Tm benutzt. [71]

Driftkammern: Zur Spurrekonstruktion wird die Krümmung der Teilchenbahnen innerhalb des Dipolmagnetfeldes mit drei Paaren von Driftkammern (Forward Tracking System, FTS) bestimmt. Jeweils ein Paar wird vor, innerhalb und hinter dem Dipolmagneten angebracht. Jedes Paar besitzt zwei autonome Detektoren, wobei jeder wiederum aus vier doppellagigen Straw-Tubes besteht. Zwei mit vertikalen Anodendrähten und zwei mit Drähten, die um ein paar Grad gekippt sind. Der Aufbau und die Funktionsweise der hier verwendeten Straw-Tubes ist denen in Kapitel 8.3.1 ähnlich. Die geplante Anordnung wird es ermöglichen, Spuren in jedem Paar separat zu rekonstruieren, auch im Fall von Ereignissen mit mehreren Spuren. [71]

Forward-Time-of-Flight-System: Das Forward-Time-of-Flight-System (FTOF-System) besteht aus Plastikszintillatoren, welche an beiden Seiten von Photoröhren ausgelesen werden. Die erwartete Zeitauflösung liegt im Bereich von 50 ps, was eine gute π/K- bzw. K/p-Trennung im Impulsbereich zwischen 2,8 GeV/c und 4,7 GeV/c ermöglicht. [71]

Cherenkov-Detektor: Um auch eine Unterscheidung von π/K- bzw. K/p in einem Impulsbereich von $2,0\,\mathrm{GeV}/c$ bis $15,0\,\mathrm{GeV}/c$ zu gewährleisten, kommen Ring-Imaging-Cherenkov-Counter (RICH) zum Einsatz. Als aktives Medium wird Aerogel und Decafluorobutan (C_4F_{10}) verwendet. [71]

Elektromagnetische Kalorimeter: Beim EMC des Vorwärtsspektrometers handelt es sich um ein Shashlyk-Kalorimeter, welches aus 351 sich abwechselnden Schichten aus Blei und Szintillatoren besteht. Mit ähnlich aufgebauten Kalorimetern konnte bei vorherigen Experimenten eine Energieauflösung von $4\,\%/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}$ erreicht werden. [71]

Myonendetektor: Analog zum Targetspektrometer besitzt das Vorwärtsspektrometer auch einen Myonendetektor, welcher sich 9 m vom Kollisionspunkt entfernt befindet. Aufgebaut ist der Myonendetektor wie der im Targetspektrometer. Dieser besteht aus Driftröhren, die sich mit einem Absorbermaterial abwechseln. [71]

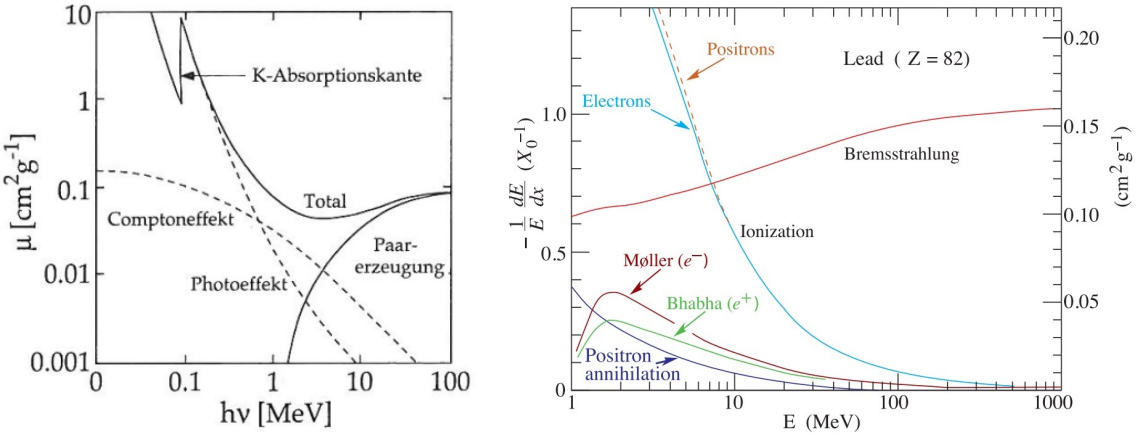
Luminositätsmonitor: Zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte muss die integrierte Luminosität bekannt sein. Hierzu dient ein Luminositätsmonitor (LMD). Dieser misst den Winkel der Antiprotonen zur Strahlachse, welche an dem Wasserstofftarget elastisch gestreut wurden. Zur Auslese werden dabei sehr dünne Siliziumpixeldetektoren verwendet. [71]

8.4 Elektromagnetisches Kalorimeter des Targetspektrometers

Ein elektromagnetisches Kalorimeter dient im Wesentlichen zur Messung der Energien von Photonen sowie von Elektronen und Positronen. Im Folgenden wird näher auf den Aufbau des homogenen elektromagnetischen Kalorimeters des $\overline{\mathrm{P}}$ANDA-Targetspektrometers eingegangen.

8.4.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Für den Energieverlust von Teilchen in Materie sind drei verschiedene Mechanismen verantwortlich, welche unabhängig davon sind, ob es sich um ein homogenes oder ein Shashlyk-Kalorimeter handelt. Welche Art der Wechselwirkung von Photonen mit Materie dominiert, ist von der Photonenenergie abhängig. Die Absorptionskoeffizienten der drei unterschiedlichen Prozesse sind in Abbildung 8.9(a) gezeigt.



(a) (b)

Abbildung 8.9: (a) Absorptionskoeffizient μ von Photonen in Abhängigkeit von ihrer Energie $h\nu$ in Blei [87]
(b) Relativer Energieverlust $\frac{dE}{dx}/E$ pro Strahlungslänge X_0 bzw. in cm^2/g von Elektronen und Positronen in Blei [2]

Für eine Photonenenergie unterhalb von 1 MeV dominiert der photoelektrische Effekt. Bei genügend großer Energie kann das eintreffende Photon ein gebundenes Elektron aus der inneren Schale des Atoms herauslösen. Hierbei wird die komplette Energie des Photons an das Elektron abgegeben, sodass die kinetische Energie des Elektrons gleich der Energie des Photons minus der zur Ionisation benötigten Energie ist.
In einem Energiebereich von 1 MeV bis 5 MeV ist der Comptoneffekt dominant. Hierbei wird das eintreffende Photon an einem Elektron der Atomhülle gestreut und gibt einen Teil seiner Energie an das Elektron ab. Die abgegebene Energie bzw. die daraus resultierende Wellenlängenänderung $\Delta\lambda$ des Photons ist vom Winkel θ zwischen Photon und Elektron abhängig und wird über die Formel

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\theta) \tag{8.3}$$

beschrieben. h ist das Plancksche Wirkungsquantum und m_e ist die Masse des Elektrons.
Bei Energien größer als 5 MeV tritt Paarbildung auf. Bei diesem Prozess produziert das Photon ein Elektron-Positron-Paar, wenn es in die Nähe des Atomkerns und somit in dessen Coulombfeld gelangt. Die benötigte Energie, um solch ein Elektron-Positron-Paar zu bilden, wird durch die Formel

$$E_{\text{Schwelle}} = 2m_e c^2 \cdot (1 + \frac{1}{m_{\text{N}}}) \tag{8.4}$$

beschrieben, wobei m_{N} die Masse des Atomkerns ist.
Im Falle von leichten, geladenen Teilchen wie Elektronen oder Positronen, die in ein dichtes

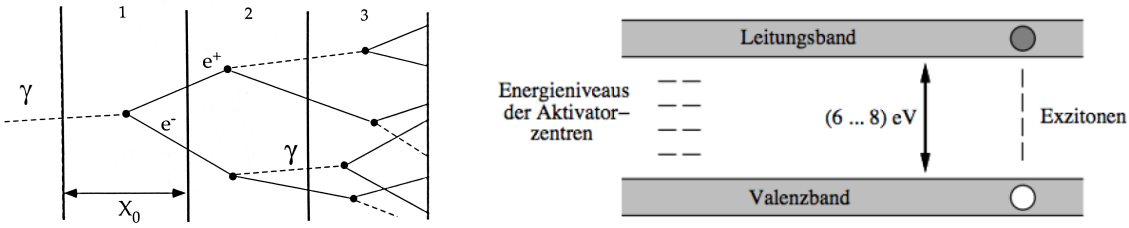
Material eintreten, treten zwei andere Effekte auf: Ionisation und Bremsstrahlung. Für Energien unter 10 MeV verlieren Elektronen und Positronen hauptsächlich Energie durch Stöße mit Elektronen des Atoms, wodurch dieses ionisiert wird. Bei höheren Energien wird der Verlust durch Bremsstrahlung immer dominanter. Wenn ein Elektron bzw. Positron im Coulombfeld des Atomkerns abgebremst wird, führt der Energieverlust zur Abstrahlung von Photonen. In Abbildung 8.9(b) ist der Energieverlust sowohl durch Ionisation als auch durch Bremsstrahlung zu sehen. Zusätzlich sollte beachtet werden, dass bei schweren geladenen Teilchen wie z.B. Protonen oder Myonen andere Prozesse eine Rolle spielen. Dieser Energieverlust kann mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \tag{8.5}$$

beschrieben werden.

8.4.2 Szintillationsprozess

Die durch Paarbildung erzeugten Elektronen und Positronen verlieren ebenfalls aufgrund der oben beschriebenen Prozesse Energie in Materie. Falls die Energie dieser Teilchen groß genug ist, werden sie Bremsstrahlungsphotonen emittieren, welche wiederum Elektron-Positron-Paare erzeugen können. Diese Kaskade von sich abwechselnden Prozessen wird solange fortgesetzt, bis die Energie unter die Schwelle für Paarproduktion fällt (siehe Gleichung 8.4). Somit kann ein einzelnes Photon bzw. geladenes Teilchen eine große Anzahl an Sekundärteilchen erzeugen, was elektromagnetischer Schauer genannt wird und in Abbildung 8.10(a) gezeigt ist.



(a) (b)

Abbildung 8.10: (a) Schematische Darstellung eines elektromagnetischen Schauers [87]
(b) Bandstruktur eines dotierten anorganischen Szintillators [88]

Grob kann die Anzahl an Sekundärteilchen in elektromagnetischen Schauern durch eine charakteristische Eigenschaft des Materials, der Strahlungslänge X_0, angegeben werden. Die Strahlungslänge X_0 gibt an, nach welcher Strecke die Energie des einfallenden Elektrons oder Positrons auf $1/e$ der Anfangsenergie gefallen ist. Für hochenergetische Photonen wird die mittlere freie Weglänge bis Paarproduktion auftritt mit $9/7\, X_0$ angegeben. Die Anzahl an Sekundärteilchen bei einem elektromagnetischen Schauer verdoppelt sich somit etwa pro Strahlungslänge.
Die Hauptaufgabe eines elektromagnetischen Kalorimeters ist es, die Energie der einfallenden Photonen bzw. Elektronen/Positronen vollständig zu messen. Hierbei muss beachtet werden,

dass der erzeugte Schauer im aktiven Volumen des EMC gehalten wird. Typischerweise werden für homogene Kristallkalorimeter Kristalle mit einer Strahlungslänge von $20\,X_0$ verwendet.
Neben der Strahlungslänge X_0 existiert mit dem Moliére-Radius R_M eine zweite charakteristische Eigenschaft, welche die laterale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers angibt. Der Moliére-Radius wird durch den Radius des Zylinders bestimmt, in dem sich 90 % der Anfangsenergie des einfallenden Teilchens befindet. Beispielsweise beinhaltet ein Zylinder mit einem Radius von $r = 3,5 \cdot R_\mathrm{M}$ 95 % der anfänglichen Energie. In den meisten Fällen werden die Kristalle so gewählt, dass sie in einem Bereich von ca. $1\,R_\mathrm{M}$ liegen.
Um die Energie eines Teilchens, welches im Kalorimeter detektiert wurde, zu bestimmen, müssen mehrere Kristalle zu Grunde gelegt werden. Solch eine Gruppe von Kristallen wird Cluster genannt und trägt zur Energiebestimmung von einem Teilchen bei.
Die in Kapitel 8.4.1 beschriebenen Prozesse sind für den Energieverlust von Teilchen in Materie verantwortlich, jedoch erklären diese nicht, wie Signale erzeugt werden, die letztendlich gemessen werden können. Die besondere Eigenschaft von Szintillationskristallen ist, dass die Anzahl von Lumineszenzphotonen proportional zu der im Kristall deponierten Energie ist. Im Falle von anorganischen Kristallen kann dieser Effekt, wie in Abbildung 8.10(b) dargestellt, mit Hilfe der Bandstruktur von Festkörpern beschrieben werden. Aufgrund von Ionisation werden Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband gehoben, wodurch Elektron-Loch-Paare entstehen. Die sogenannten Exzitonen können durch das Kristallgitter wandern bis sie annihilieren. In den meisten Fällen erfolgt diese Annihilation durch die Kollision von einem Exziton mit einem Phonon (Gitterschwingung) im Kristallgitter. Jedoch besteht auch eine geringe Wahrscheinlichkeit, dass diese Annihilation durch die Emission einen Photons erfolgt. Um die Wahrscheinlichkeit hierfür zu erhöhen, werden bei der Produktion Verunreinigungen in den Kristall eingebracht. Durch das Hinzufügen solcher Verunreinigungen (Doping), werden metastabile Aktivatorzustände erzeugt, welche sich zwischen dem Valenz- und Leitungsband befinden. Hierdurch können sich die Exzitonen dann unter Emission von Photonen abregen. Die Wellenlänge des Szintillationslichtes liegt meistens im Bereich von Ultraviolett bis zum sichtbaren Bereich, wodurch die Notwendigkeit der optischen Transparenz der Kristalle erklärt wird. Das erzeugte Szintillationslicht kann dann mit Hilfe von Photodetektoren gemessen werden, in denen das Licht in elektrische Signale umgewandelt wird. [1, 10, 89]

8.4.3 Bleiwolframat als Szintillatormaterial

Beim $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC wird Bleiwolframat ($PbWO_4$ oder kurz PWO) als Szintillatormaterial verwendet. PWO eignet sich gut, um die Vorgaben des $\overline{\text{P}}$ANDA-Designs an die Szintillationssignale und die Operationsparameter zu erfüllen. Neben der hohen Strahlenhärte besitzt PWO mit $(10 - 30)$ ns eine sehr kurze Zerfallszeit und mit $8,3\,\mathrm{g/cm^3}$ eine hohe Dichte. Ein Kristall mit einer Länge von 20 cm besitzt bereits 22 Strahlungslängen, sodass die Teilchen mit der bei $\overline{\text{P}}$ANDA erwarteten höchsten Energie von 14,6 GeV erfolgreich gestoppt werden können. Ein Nachteil ist jedoch die geringe Lichtausbeute. Das elektromagnetische Kalorimeter von CMS am Large Hadron Collider ist mit der ersten Generation von Bleiwolframat-Kristallen bestückt, welche nur 0,3 % der Lichtausbeute von Natriumiodid (NaI) erreichen. Um die Lichtausbeute zu erhöhen, wurde das Doping reduziert, wodurch nun ein Wert von 0,6 % erreicht wird. Außerdem können zur weiteren Erhöhung der Lichtausbeute die Kristalle gekühlt werden. Bei niedrigen Temperaturen verringert sich die Phononendichte, sodass die Wahrscheinlichkeit zur Abregung durch die Emission eines Photons weiter ansteigt. Das $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC wird bei einer Temperatur von $-25\,°\mathrm{C}$ betrieben, wodurch sich eine um Faktor

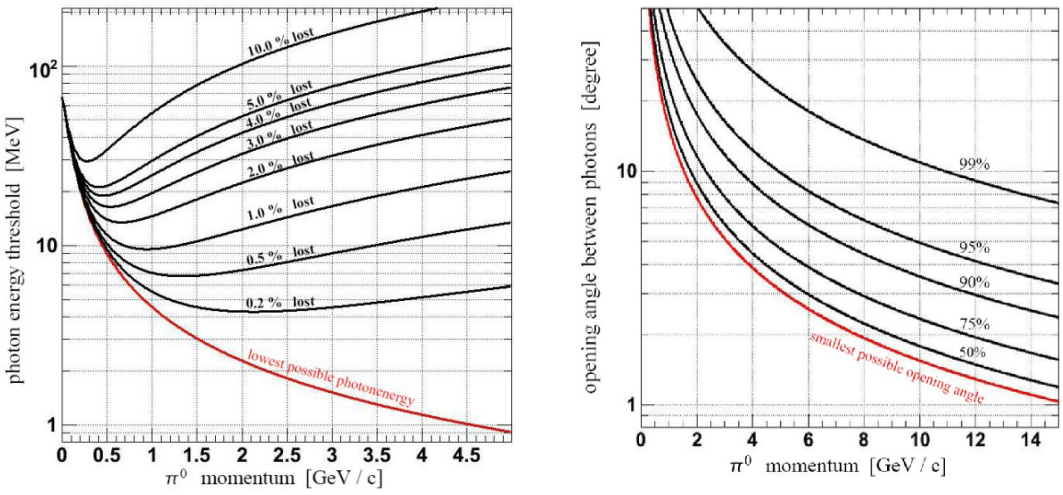
3,5 erhöhte Lichtausbeute ergibt. Da die Temperaturabhängigkeit im Gegensatz zum vorherigen Material stärker wurde, muss die Temperatur stetig reguliert als auch überwacht werden, um die gleichen Bedingung zu schaffen.

Tabelle 8.1: Ausgewählte Eigenschaften von Bleiwolframat [65]

Parameter	PWO-II
Dichte ρ [g/cm^3]	8,3
Strahlungslänge X_0 [cm]	0,89
Molière-Radius R_M [cm]	2,0
λ_max [nm]	420
relative Lichtausbeute gegenüber NaI [%]	0,6 bei RT 2,5 bei $-25\,°$C
dLY/dT [%/°C]	-3,0

8.4.4 Anforderungen an das elektromagnetische Kalorimeter

Aufgrund des breitgefächerten Physikprogramms des $\overline{\mathrm{P}}$ANDA-Experimentes werden hohe Standards an die Performance gesetzt. Signale in einem Energiebereich von 10 MeV bis 14,6 GeV bei einer Einzelkristallrate bis zu $10^6\,\mathrm{s}^{-1}$ müssen detektiert und von der Auslesekette verarbeitet werden.



(a) (b)

Abbildung 8.11: (a) Prozentualer Verlust von π^0-Mesonen [70]
(b) Öffnungswinkel zwischen den aus dem Zerfall des π^0-Mesons stammenden Photonen [70]

Ein großer Themenbereich des $\overline{\mathrm{P}}$ANDA-Experimentes ist, wie bereits in Kapitel 8.1 erwähnt, die Charmonium-Spektroskopie. Hierbei ist es von größter Bedeutung, dass alle aus dem Zerfall eines Charmoniums stammenden Teilchen rekonstruiert werden. Bei solchen Zerfällen entstehen häufig π^0- bzw. η-Mesonen, welche wiederum mit hoher Wahrscheinlichkeit in

zwei Photonen zerfallen. Um eine hohe Effizienz bei der Rekonstruktion dieser Mesonen zu gewährleisten, muss bei einer möglichst großen Raumwinkelabdeckung die Energieschwelle so gering wie möglich sein. Dies wird durch Abbildung 8.11(a) verdeutlicht, welche den prozentualen Verlust von π^0-Mesonen in einem Impulsbereich von $(0-5)\,\text{GeV}/c$ gegenüber der Energieschwelle von Photonen in MeV zeigt. Bei einer Photonenenergieschwelle $E_{\gamma,\,\text{Schwelle}}$ von 10 MeV können schon $(0{,}5-1{,}0)\,\%$ der Photonen nicht mehr rekonstruiert werden. Weitere Studien zeigten, dass sowohl die Einzelkristallschwellen bei $E_{\text{xtal}} = 3\,\text{MeV}$ liegen müssen als auch das Rauschen des Detektors nicht 1 MeV überschreiten darf, um das Ziel einer Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(\leq 2\,\%)}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus (\leq 1\,\%) \tag{8.6}$$

zu erreichen. Der bereits erwähnte dynamische Bereich von 10 MeV bis 14,6 GeV muss nicht von allen Komponenten des $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC abgedeckt werden. Die Bereiche, die durch das Barrel, die Rückwärts- und Vorwärtsendkappe wenigstens abgedeckt werden sollten, sind in Tabelle 8.2 aufgeführt.

Tabelle 8.2: Dynamische Bereiche der einzelnen EMC-Teile [65]

Bauteil	abzudeckender Energiebereich
Rückwärtsendkappe	10 MeV−0,7 GeV
Fassteil	10 MeV−7,3 GeV
Vorwärtsendkappe	10 MeV−14,6 GeV

Da PWO als Szintillatormaterial gewählt wurde, ist eine sehr gute Orts- und Winkelauflösung gegeben. Bei Betrachtung eines π^0-Mesons mit dem bei $\overline{\text{P}}$ANDA maximal erreichbaren Impuls von $15{,}0\,\text{GeV}/c$ beträgt der Öffnungswinkel zwischen den aus dem Zerfall stammenden Photonen rund 0,5 °, sodass diese gerade von den Kristallen der Vorwärtsendkappe detektiert werden können. Der Abstand zwischen den beiden Eintrittspunkten beträgt nur 20 mm, was gerade dem Moliére-Radius von PWO entspricht. [70]

8.4.5 Aufbau des EMC

Insgesamt werden beim elektromagnetischen Kalorimeter des Targetspektrometers 15644 Bleiwolframat-Kristalle in drei unterschiedlichen Teilen verbaut. Das aus 11264 PWO-Kristallen bestehende, den Interaktionspunkt zylinderförmig umgebene Fass wird sowohl durch eine Vorwärtsendkappe aus 3856 als auch durch eine Rückwärtsendkappe aus 524 Kristal- len abgedeckt. Hierbei besitzen alle verwendeten Kristalle eine Länge von 200 mm, was dem 22-fachen der Strahlungslänge von Bleiwolframat entspricht. Die Form der Kristalle ist jedoch je nach Position innerhalb des EMC unterschiedlich. Um die Lichtausbeute noch weiter zu erhöhen, werden alle Kristalle mit einer hoch reflektierenden Folie umhüllt. Hierdurch wird das Szintillationslicht zurück in den Kristall reflektiert, wodurch die Lichtausbeute um einen Faktor 2,3 erhöht werden kann.
Der Fassteil des EMC deckt mit einer Länge von 2,5 m und einem inneren Durchmesser von 1,14 m einen Winkelbereich von 22 °−140 ° ab. Die Vorwärtsendkappe besitzt hierbei einen Überlapp mit der Winkelabdeckung des Fassteils und deckt einen Bereich von 5 °−10 ° bis 23,6 ° ab, um eine Lücke in der geometrischen Akzeptanz zu unterbinden. Die Rückwärtsendkappe deckt einen Bereich zwischen 151,4 ° und 169,7 ° ab, wodurch das gesamte elektro-

magnetische Kalorimeter des Targetspektrometers 93,4 % des Raumwinkels abdeckt. Damit kein Photon zwischen zwei Kristallen verloren gehen kann, wurde besonders darauf geachtet, dass die Symmetrieachse jedes Kristalls neben die Targetposition weist. Für die Kristalle der Vorwärtsendkappe ist dieser Punkt 950 mm gegen die Strahlrichtung gelegen und für die Rückwärtsendkappe liegt der Punkt 200 mm strahlabwärts vom Interaktionspunkt. Der Kristalle des Fasses zeigen auf einen Ring, welcher bei $z = 37$ mm in Richtung der Strahlachse liegt. Im Folgenden wird näher auf das Design, die Konstruktion und Entwicklung der Vorwärtsendkappe eingegangen. [65]

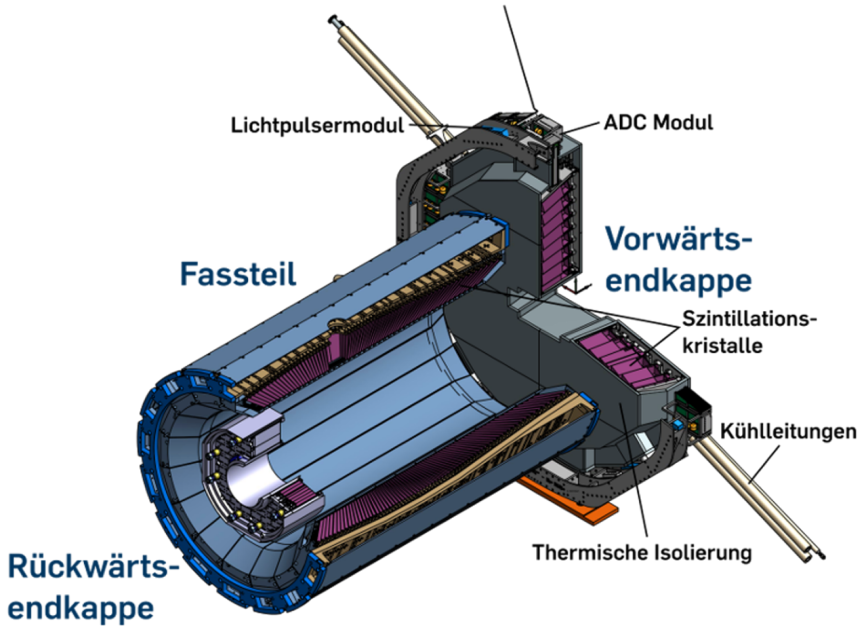
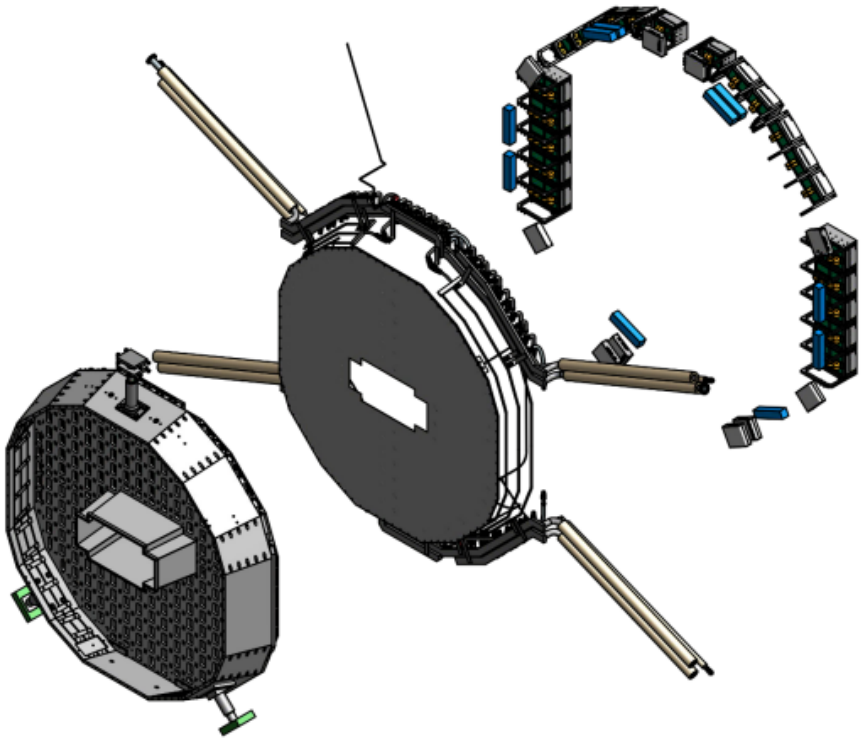


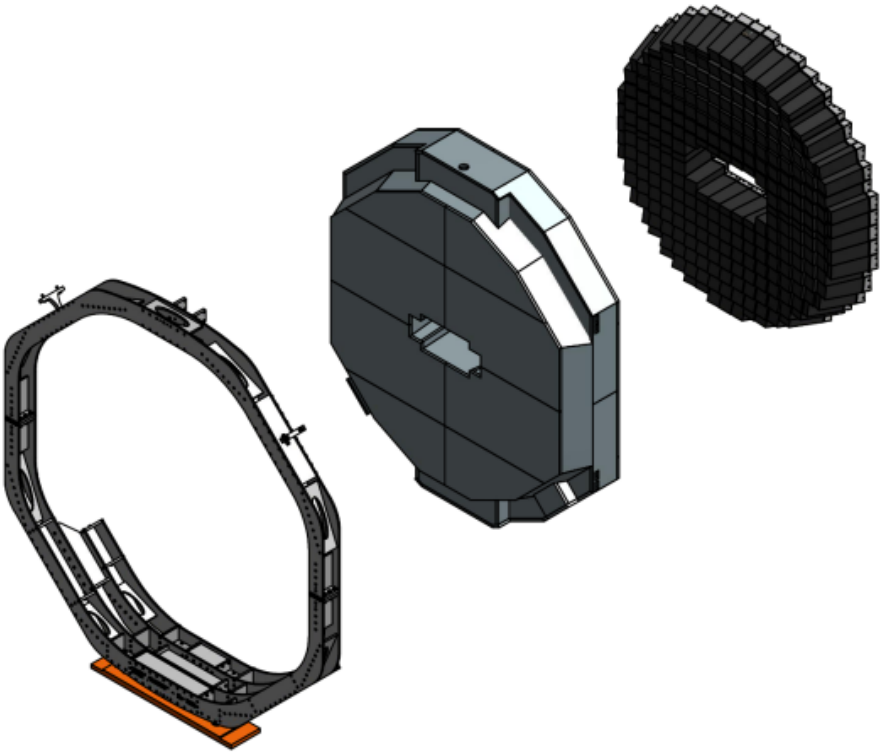
Abbildung 8.12: EMC des Targetspektrometers [80]

8.5 Vorwärtsendkappe des EMC

In Zusammenarbeit mit mehreren europäischen Universitäten ist das Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum federführend an der Entwicklung, dem Design und der Realisierung der Vorwärtsendkappe beteiligt. Die Geometrie der Vorwärtsendkappe entspricht einer Scheibe mit einer asymmetrischen Öffnung, durch welches das Strahlrohr geführt wird. Teilchen, die das EMC unter einem Winkel von 5 ° in vertikaler bzw. 10 ° in horizontaler Richtung verlassen und somit diese Öffnung undetektiert passieren, werden durch das Vorwärtsspektrometer detektiert. Als Hauptbestandteil der Vorwärtsendkappe und zur Halterung der mit PWO-Kristallen bestückten Submodule dient die Backplate, welche 30 mm dick ist, aus Aluminium besteht und einen Durchmesser von 2,1 m besitzt. Der Stiffener-Ring wird an die äußeren Kanten der Backplate geschraubt, um die mechanische Stabilität der Endkappe sicherzustellen, die benötigt wird, wenn die Backplate mit den insgesamt 3856 Kristallen beladen ist. Die Backplate und der Stiffener-Ring sind in Abbildung 8.13(a) zu sehen.



(a)



(b)

Abbildung 8.13: Explosionsansicht der Vorwärtsendkappe [80]

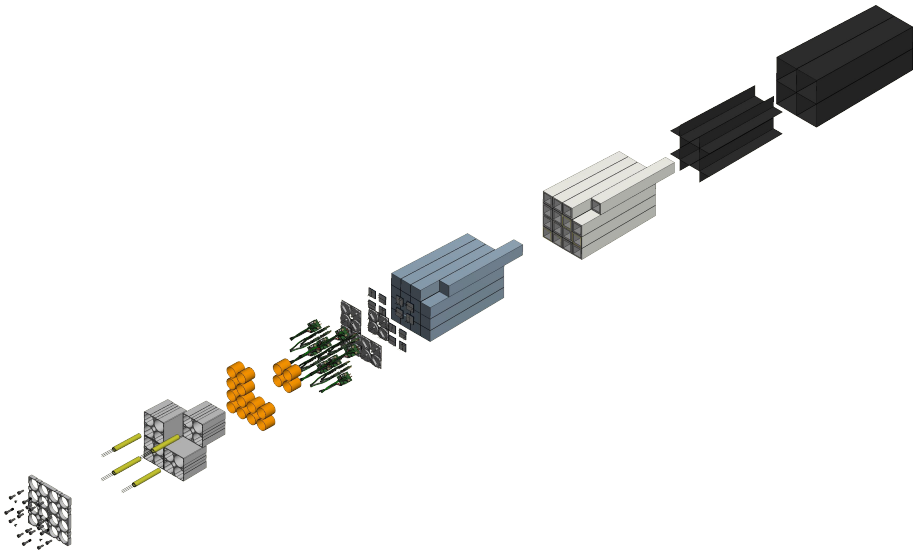


Abbildung 8.14: Explosionsansicht eines Submoduls [80]

Des Weiteren wird die Backplate die Hauptkomponente des zentralen Kühlungssystems der Vorwärtsendkappe sein. Durch die vertikalen Bohrungen innerhalb der Backplate wird ein Kühlmittel aus Wasser und Methanol im Verhältnis von 40 %:60 % fließen. Um die durch die Elektronik entstehende Wärme abzuführen und die Betriebstemperatur von -25 °C zu erreichen, werden die in Abbildung 8.14 gezeigten Submodule mit Hilfe einer aus Aluminium bestehenden Montagestruktur, dem Interface-Piece, an der Backplate befestigt. Zwei weitere Kühlkreisläufe werden in der Vorwärtsendkappe zum Einsatz kommen: Seitenkühlung und Frontkühlung. Die Seitenkühlung besteht aus drei biegbaren, parallel verlaufenden Aluminiumrohren, welche in den Stiffener-Ring eingelassen werden, um die Seiten des Endkappe genügend zu kühlen. Außerdem werden auf der 0,8 mm dünnen Frontplatte zwei Schläuche mäandernd verlegt, welche zur Kühlung der dem Interaktionspunkt zugewandten Seite dienen sollen. Zusätzlich wird zur weiteren Verbesserung der Kühlung und zur Vermeidung von Eisbildung das gesamte Volumen mit getrockneter Luft durchspült [90].
Um die Auslesekette zu testen, die Funktionalität der Detektoren zu prüfen und um die optische Transmissivität der Szintillationskristalle, welche mit zunehmender Strahlenbelastung abnimmt, zu überwachen, wird ein Lichtpulsersystem genutzt. Von diesem werden jeweils vier Quarzfasern zu einem Kristall geführt [91].
Eine weitere Aluminiumplatte mit einer Dicke von 3 mm wird als Rückplatte verwendet, um das kalte Volumen zu schließen. Um das Kalorimeter bei $-25\,°C$ zu betreiben, ist es von Nöten, eine geeignete Isolierung zu wählen. Hierfür werden Vakuum-Isolation-Paneelen verwendet. Die Komposition der Paneele ist in Abbildung 8.13(b) gezeigt [90].

8.5.1 Photodetektoren

Das $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC wird mit zwei unterschiedlichen Photosensoren bestückt. Der Fassteil, die Rückwärtsendkappe und der äußere Teil der Vorwärtsendkappe werden mit Large Area

Avalanche Photo Diodes (LAAPDs oder kurz APDs) ausgestattet, wohingegen im inneren Teil der Vorwärtsendkappe Vakuumphototetroden (VPTTs), zwei-dynodige Photomultiplier, verbaut werden. Diese halten der hohen Strahlungsbelastung und den hohen Zählraten im inneren Bereich stand.

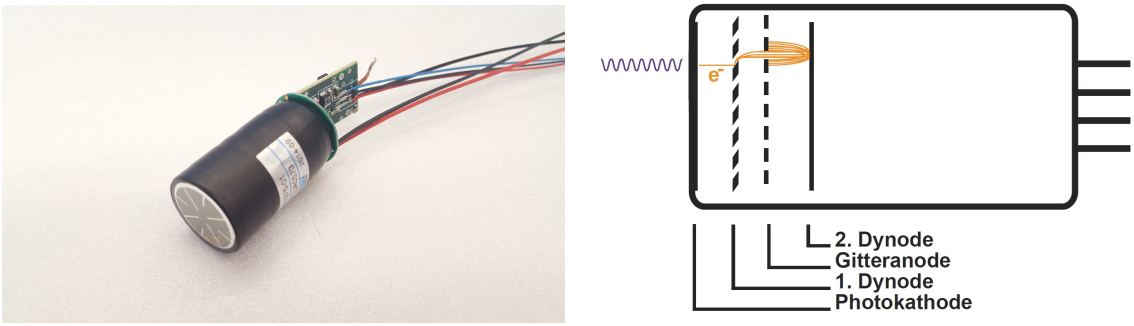
Vakuumphototetroden

Die VPTTs des Typs R11375-MOD wurden extra für das $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment von der japanischen Firma Hamamatsu entwickelt und hergestellt. Die insgesamt 768 innerhalb der Vorwärtsendkappe zum Einsatz kommenden VPTTs bestehen aus einem 40 mm langen, 23,9 mm breiten, evakuierten Glaskörper mit zwei Dynoden und einer Anode, welche, wie in Abbildung 8.15(b) gezeigt, parallel zum Eintrittsfenster angeordnet sind. Zusätzlich sind am Eintrittsfenster dünne Aluminiumstreifen sternförmig angebracht, welche für einen schnelleren Transport der Elektronen zur Photokathode sorgen sollen. Die aktive Fläche beträgt somit rund 200 mm^2.

Die Funktionsweise einer VPTT ähnelt der eines herkömmlichen Photomultipliers. Ein Szintillationsphoton trifft auf die aus Cäsium-Kalium bestehende Photokathode, welche direkt auf die Innenseite des Eingangsfensters gedampft ist. Die nun vom Kathodenmaterial durch die Absorption des Photons aufgenommene Energie führt mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, welche Quanteneffizienz η genannt wird, über den äußeren Photoeffekt zur Emission eines Elektrons aus der Kathode. Im Falle der VPTTs liegt die Quanteneffizienz im Bereich von 23 %. Die herausgelösten Elektronen werden als nächstes zur Gitterdynode hin beschleunigt. Die Elektronen passieren die Gitterdynode und die nachfolgende Gitteranode, jedoch schlagen vereinzelte Elektronen weitere Sekundärelektronen aus den Gittern heraus. Nachdem die Elektronen diese letztendlich durchquert haben, treffen sie auf eine massive Dynode und schlagen wegen ihrer hohen kinetischen Energie weitere Elektronen heraus, die wiederum zur Anode hin beschleunigt und abgeführt werden.

Die erreichbare Verstärkung einer VPTT ist im direkten Vergleich zu einem konventionellen Photomultiplier, welcher einen Verstärkungsfaktor im Bereich von $10^5 - 10^8$, abhängig vom Modell und der angelegten Spannung besitzt, viel geringer. Jedoch sind Photomultiplier aufgrund ihrer Größe und der starken Magnetfeldabhängigkeit für den Einsatz im Kalorimeter nicht zu gebrauchen.

Insgesamt wurden 900 VPTTs geliefert. Sowohl die Verstärkung als auch der Dunkelstrom



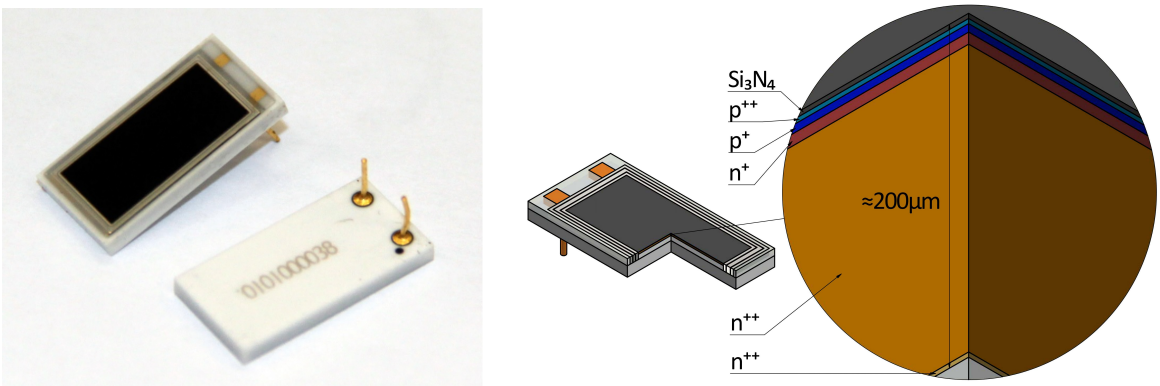
(a) (b)

Abbildung 8.15: (a) VPTT mit Spannungsteiler und Vorverstärker [91]
(b) Schematische Darstellung einer VPTT [92]

wurden vom Hersteller vermessen und am Lehrstuhl nochmal nachgemessen, um die Herstellerangaben zu verifizieren.

Avalanche-Photodioden

Aufgrund der geringen Lichtausbeute der PWO-Kristalle wird ein Photosensor mit einer intrinsischen Verstärkung benötigt, was herkömmliche Photodioden nicht leisten können. Deswegen wurden Dioden mit einem internen Lawineneffekt ausgewählt. Der größte Teil des $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC wird mit APDs bestückt, welche, wie die zuvor beschriebenen VPTTs, extra für das $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment von Hamamatsu entwickelt und hergestellt wurden. Diese rechteckigen, auf Silizium basierenden Halbleiter besitzen eine aktive Fläche von (6,8x14,0) mm^2 (siehe Abbildung 8.16(a)). Um eine vergleichbare aktive Fläche wie bei den VPTTs zu erreichen, werden zwei APDs auf die Rückseite eines PWO-Kristalls geklebt. Abbildung 8.16(b) zeigt eine schematische Darstellung der internen Struktur einer solchen APD. Photonen treffen nach Passieren des optisch transparenten, aus Siliziumnitrat (Si_3N_4) bestehenden Eintrittsfensters auf eine stark dotierte p^{++}-Schicht. Von dort aus gelangen die Photonen in eine schwächer dotierte p^{+}-Schicht, wo sie absorbiert werden und aufgrund des photoelektrischen Effekts ein Elektron-Loch-Paar erzeugen können. Hierbei ist die Quanteneffizienz im Vergleich zu einer VPTT mit 70 % in einem Wellenlängenbereich von 400−900 nm sehr hoch. Da eine Sperrspannung an der APD anliegt, driften die Löcher in Richtung der p^{++}-Schicht, wohingegen sich die Elektronen in Richtung der Kontaktfläche zwischen p^{+} und n^{+} bewegen. Dabei werden die Elektronen in einem starken elektrischen Feld beschleunigt. Durch Stoßionisation können somit weitere Elektron-Loch-Paare gebildet werden. Insgesamt führt dies zu einer lawinenartigen Verstärkung. Nach Durchqueren des *pn*-Übergangs erreichen die Elektronen die stark dotierte n^{++}-Schicht, welche als Anode der APD dient. Über einen Pin an der Anode kann das Messsignal weiterverarbeitet werden. Neben der bereits angesprochenen hohen Quanteneffizienz ist ein weiterer Vorteil, dass APDs nicht durch das umliegende Magnetfeld beeinflusst werden. Jedoch ist die Verstärkung sowohl von der anliegenden Spannung als auch von der Temperatur der APD selbst abhängig. Hierdurch müssen zuvor alle APDs bei unterschiedlichen Spannung vermessen werden. Zusätzlich muss die Temperatur der Vorwärtsendkappe genau gemessen und geregelt werden.



(a) (b)

Abbildung 8.16: (a) Zwei Avalanche-Photodioden [10]
(b) Schichtmodell einer APD [30]

8.5.2 Temperaturüberwachung

Mit Hilfe des am Lehrstuhl für Experimentalphysik I entwickelten Temperature and Humidity Monitoring Board for $\overline{\text{P}}$ANDA (THM$\overline{\text{P}}$) können sowohl die Temperatur als auch die Luftfeuchtigkeit innerhalb des EMC überwacht werden. Da die Lichtausbeute der PWO-Kristalle bzw. die Verstärkung der APDs temperaturabhängig ist, muss die Temperatur in einem Bereich von $\pm 0,05\,°\text{C}$ konstant gehalten werden. Diese Boards werden zur Auslese von selbst entwickelten Temperatursensoren (siehe Abbildung 8.17) und kommerziellen Feuchte- sowie Drucksensoren genutzt. Der THM$\overline{\text{P}}$ besteht aus einer Hauptplatine mit einem Mikrocontroller (AT90CAN128), einem 14bit-ADC21 (MAX1148), aktiven Tiefpassfiltern und acht Steckplätzen für Huckepackplatinen (Piggy Back Boards, kurz PBB). An ein PBB können bis zu acht Sensoren angeschlossen werden, sodass mit einem THM$\overline{\text{P}}$ bis zu 64 Sensoren ausgelesen werden können. Es existieren verschiedene Arten von PBBs: eine Art dient der Auslese von Temperatursensoren, mit der anderen lassen sich Druck- und Feuchtesensoren auslesen. Die mit einer Dicke von $\sim 150\,\mu\text{m}$ ultradünnen Temperatursensoren aus Polyamid und der $25\,\mu\text{m}$ dicke Platindraht werden auf eine Länge von ca. $0,5\,\text{m}$ für $100\,\Omega$ bei $0°\text{C}$ zwecks gleicher Auslese wie kommerzielle Temperatursensoren zugeschnitten. [93]

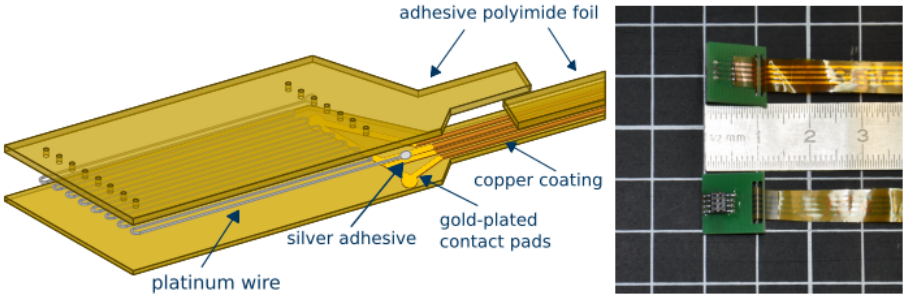


Abbildung 8.17: Schematische Darstellung eines Temperatursensors [91, 93]

Kapitel 9

Messung der Verstärkung der Vakuumphototetroden

Die Vakuumphototetroden wurden für die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes von dem japanischen Hersteller Hamamatsu entwickelt und hergestellt. Insgesamt wurden 900 Vakuumphototetroden des Typs R11375-MOD geliefert.
Um die 768 für die Vorwärtsendkappe benötigten VPTTs auszuwählen, wurde zunächst die Verstärkung und der Dunkelstrom bei einer Versorgungsspannung von 750 V bestimmt und mit den Herstellerangaben der jeweiligen VPTT verglichen. Darüber hinaus wurde die Verstärkung auch bei einer Spannung von 1000 V, bei der die Vakuumphototetroden letztendlich im Experiment betrieben werden, gemessen. Außerdem wurden Kriterien festgelegt, die von den VPTTs erfüllt werden müssen.
Im Folgenden wird näher auf die Definition der Verstärkung und des Dunkelstroms, die Unterschiede zu den von Hamamatsu durchgeführten Messungen, den Messaufbau und die erhaltenen Ergebnisse eingegangen.

9.1 Verstärkung

Die Verstärkung M einer Vakuumphototetrode beruht, wie in Kapitel 8.5.1 bereits beschrieben, auf der durch Sekundärelektronenemission verursachten lawinenartigen Vervielfältigung eines aus der Photokathode gelösten Elektrons. Das Verhältnis aus dem resultierenden Anodenstrom I_A, welcher sich aus der Gesamtanzahl der Sekundärelektronen zusammensetzt, und dem an der Photokathode zu messenden Photostrom I_K, welcher durch die emittierten Photoelektronen bestimmt wird, gibt den Verstärkungsfaktor an.
Zwischen zwei Elektroden ist es möglich, dass Elektronen trotz des elektrischen Feldes innerhalb der Vakuumphototetrode „vom Weg abkommen“ und auf keine Dynode treffen, wodurch diese Elektronen nicht zur Gesamtverstärkung beitragen. Die Sammeleffizienz α beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron auf eine nächstliegende Dynode trifft.
Weiterhin hängt die Verstärkung von dem Sekundäremissionsfaktor δ_i der einzelnen Dynoden ab, welcher sich aus dem Verhältnis aus der Anzahl der an einer Dynode emittierten Sekundärelektronen und der Anzahl der auf die Dynode aufgetroffenen Elektronen ergibt. Dieser Faktor ist sowohl material- als auch spannungsabhängig. Somit ist die Verstärkung auch von der an den einzelnen Dynoden angelegten Spannung U_i abhängig. Insgesamt ergibt sich die Gesamtverstärkung zu

$$M = \frac{I_\text{A}}{I_\text{K}} = \alpha \prod_{\text{i}=1}^{N} \delta_\text{i} = \alpha \prod_{\text{i}=1}^{N} k_\text{i} (U_\text{i})^\beta \tag{9.1}$$

Hierbei gibt N die Anzahl der Dynoden (bei VPTTs ist $N = 2$) an, k_i ist eine Konstante und β ein Faktor, der vom Material und der Anordnung der Dynoden abhängig ist. [94, 95]

9.2 Dunkelstrom

Der Dunkelstrom einer Vakuumphototetrode ist der Strom, welcher gemessen wird, selbst wenn keine Photonen auf die Photokathode treffen.
Einen diskreten Anteil zum Dunkelstrom stellt die thermische Emission von Elektronen aus dem Kathoden- und Dynodenmaterial dar, welche wie Photoelektronen verstärkt und fälschlicherweise als reguläres Signal an der Anode registriert werden. Die benötigte Austrittsarbeit für den Übergang des Elektrons ins Vakuum wird durch Wärmeenergie geliefert. Die thermische Emission kann durch die Richardson-Gleichung

$$J = AT^2 \exp\left(\frac{-W_\mathrm{Austritt}}{k_\mathrm{B}T}\right) \tag{9.2}$$

beschrieben werden. Hierbei ist J die Stromdichte, A die Richardson-Konstante mit $A = 1,20173 \cdot 10^6\,\mathrm{A/(m^2K^2)}$, T die absolute Temperatur, W_Austritt die benötigte Austrittsarbeit eines Elektrons und k_B die Boltzmann-Konstante. Wie an Gleichung 9.2 zu erkennen ist, besitzt die thermische Emission eine starke Temperaturabhängigkeit. Demzufolge kann der Effekt durch eine geringere Umgebungstemperatur reduziert werden, wohingegen dieser bei Raumtemperatur einen großen Bestandteil des gesamten Dunkelstroms bildet.
Des Weiteren führt die Belichtung der Vakuumphototetrode z.B. mit Tageslicht zu einer Anregung der Atome in der Photokathode. Durch die folgende Abregung auf stabile Energieniveaus werden Photonen emittiert, welche ebenfalls Photoelektronen auslösen können. Der durch Belichtung hervorgerufene Anteil des Dunkelstroms ist temporär und klingt kontinuierlich ab.
Weiterhin können Feldemissionen zum Dunkelstrom beitragen. Bei der Feldemission handelt es sich um die Emission von Elektronen aus dem Dynodenmaterial in Anwesenheit von starken elektrischen Feldern. Da die elektrischen Felder innerhalb einer Vakuumphototetrode vergleichsweise schwach sind, können solche Effekte z.B. auf die Rauheit, Kanten oder Spitzen der Elektroden zurückgeführt werden.
Abschließend liefert der Verluststrom einen kontinuierlichen Beitrag zum Dunkelstrom. Aufgrund von nicht-idealen Isolatoren an den Dynodenhalterungen liegt ein elektrischer Fluss an, der über innere Komponenten zur Anode führt. Die Leitfähigkeit wird durch Fett, Staub und Feuchtigkeit auf dem Sockel der VPTT begünstigt und erhöht.
Der Dunkelstrom muss bei der Bestimmung der Verstärkung berücksichtigt werden. [94, 95]

9.3 Messaufbau

Abbildung 9.1 zeigt die schematische Darstellung des zur Bestimmung der Verstärkung einer Vakuumphototetrode verwendeten Messaufbaus.
Nach Gleichung 9.1 muss der Strom sowohl an der Anode als auch an der Photokathode gemessen werden. Zu diesem Zweck werden zwei Multimeter von Keithley Instruments verwendet. Das Multimeter mit der Bezeichnung 617 Programmable Electrometer (Keithley 617) erfüllt mit einer Genauigkeit von $(1,60 - 0,15)\,\%$ in einem Messbereich von 2 pA bis 20 mA bei einer Auflösung von $5 \cdot 10^{-3}\,\%$ die hohen Anforderungen an die Messung des Photokatho-

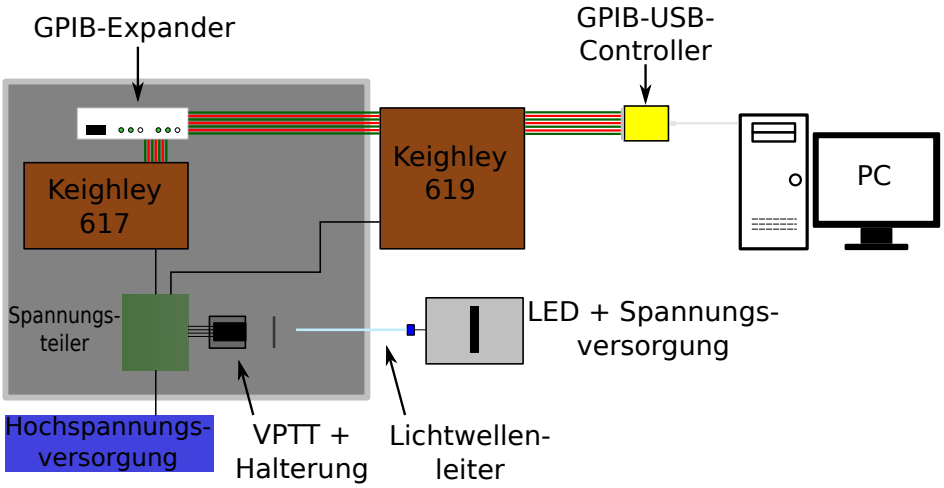
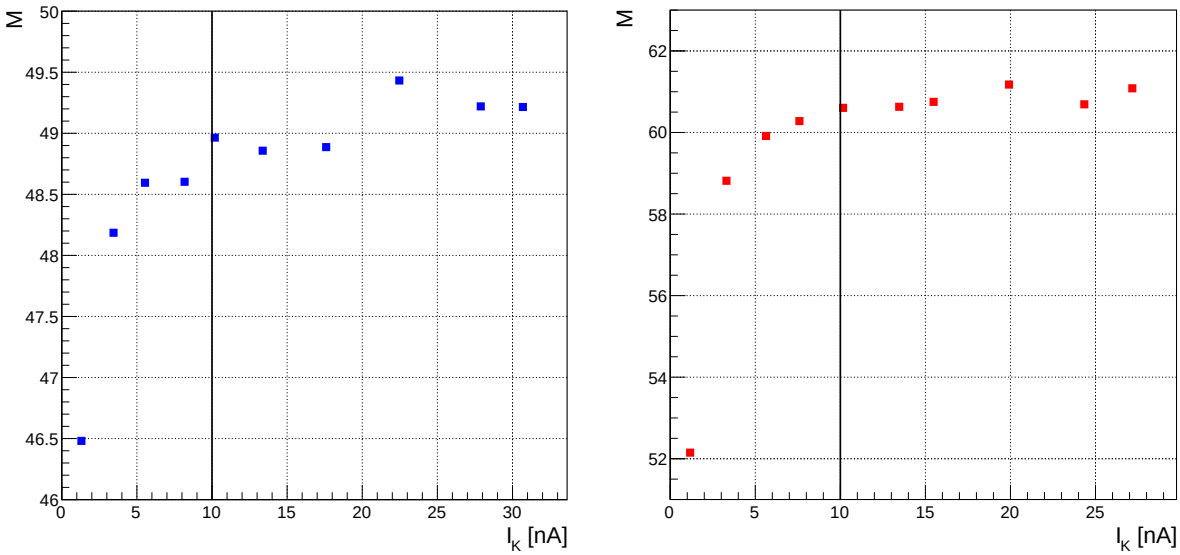


Abbildung 9.1: Schematische Darstellung des zur Messung der Verstärkung verwendeten Aufbaus

denstroms [96]. Währenddessen besitzt das 619 Electrometer/Multimeter (Keithley 619), welches für die Anodenstrommessung zum Einsatz kommt, im Vergleich zum Keithley 617 mit 2 nA bis 2 A einen später beginnenden Messbereich, in diesem Bereich jedoch eine bessere Genauigkeit von $(0,35-0,15)$ % [97]. Diese hohe Genauigkeit wird vor allem für die Messung des Dunkelstroms der VPTT benötigt. Beide Multimeter verfügen für die Kommunikation mit einem Computer ein GPIB-Interface (General Purpose Interface Bus). Mittels eines GPIB-USB-Controllers der Firma Prologix können die Multimeter über einen PC sowohl angesteuert als auch ausgelesen werden. Die gewonnenen Stromwerte werden in einer csv-Datei



(a) (b)

Abbildung 9.2: Änderung der Verstärkung bei variierendem Kathodenstrom sowohl bei einer Versorgungsspannung von (a) $U = -750$ V als auch von (b) $U = -1000$ V

festgehalten und können zu einem späteren Zeitpunkt ausgewertet werden.
Zur Belichtung der Vakuumphototetrode wird das Licht einer LED mit einer Wellenlänge λ_{LED} von etwa 440 nm über einen aus Kunststoff bestehenden Lichtwellenleiter in eine lichtdichte Aluminiumkiste geleitet. Zur Vermeidung von Streulicht innerhalb der Kiste ist der Innenraum schwarz lackiert und die Frontseite der Geräte wird mit schwarzer Folie abgeklebt. Die LED wurde aufgrund ihrer ähnlichen Wellenlänge zum Szintillationslicht der Bleiwolframat-Kristalle ($\lambda_{\mathrm{PWO}} \approx 420\,\mathrm{nm}$) ausgewählt. Bei der dazugehörigen Spannungsversorgung handelt es sich um ein herkömmliches Netzgerät. Die Helligkeit der LED wird zu Beginn jeder Messung so eingestellt, dass der gemessene Photokathodenstrom im Bereich von ungefähr 10 nA liegt. Einerseits hatten bei kleineren Strömen ($<< 10\,\mathrm{nA}$) Kriechströme einen zu großen Einfluss auf die Messung, sodass eine zu geringe Verstärkung bestimmt wurde, und andererseits waren höhere Ströme ($>> 10\,\mathrm{nA}$) im Hinblick auf den späteren Betrieb nicht realistisch. Abbildung 9.2 verdeutlicht die Wahl des Bereiches und zeigt die Änderung der Verstärkung bei unterschiedlichen Intensitäten der LED und somit bei unterschiedlichen Kathodenströmen in einem Bereich bis zu etwa 30 nA. Deutlich ist zu erkennen, dass die Verstärkungsschwankungen ab einem Photokathodenstrom von 10 nA (schwarze Kennzeichnung) relativ klein sind. Ab diesem Punkt bewegen sich die Schwankungen je nach Versorgungsspannung in einem Bereich von $0,5\,\%$ bzw. $0,4\,\%$.
Um einen konstant bleibenden Abstand zwischen Lichtwellenleiter und Vakuumphototetrode zu garantieren, befinden sich beide in aus Trovidur gefertigten Halterungen. Die Vakuumphototetrode wird zusätzlich noch mit einem Gummiband fixiert. Der Abstand beträgt $a = (2,0 \pm 0,1)\,\mathrm{cm}$, damit das Licht, welches sich unter einem Öffnungswinkel von $\alpha = 22\,^\circ$ ausbreitet, eine Fläche von $(2,1 \pm 0,2)\,\mathrm{cm}^2$ ausleuchtet, was ungefähr der sensitiven Frontfläche der Vakuumphototetrode entspricht. Die ausgeleuchtete Fläche sollte bei jeder durchgeführten Messung gleich sein, damit zum einen die bestimmten Verstärkungen untereinander vergleichbar sind und zum anderen können unterschiedlich beleuchtete Flächen zu nicht korrekten Verstärkungen führen, da diese abhängig vom Ort der Photoelektronenerzeugung auf der Kathodenoberfläche sind.
Die VPTT wird durch die Hochspannungsversorgung Nucletron Type NU 1250 B mit einer Spannung von $U = -750\,\mathrm{V}$ bzw. $-1000\,\mathrm{V}$ versorgt. Über einen Spannungsteiler, dessen vereinfachte schematische Darstellung in Abbildung 9.3 zu sehen ist, werden die einzelnen Elektroden der Vakuumphototetrode mit den richtigen Spannungen versorgt. Bei den durchgeführten Messungen liegt die Photokathode auf $U_{\mathrm{K}} = -750\,\mathrm{V}$ bzw. $-1000\,\mathrm{V}$, die Gitterdynode auf $U_{\mathrm{D1}} = -450\,\mathrm{V}$ bzw. $-600\,\mathrm{V}$, die massive Dynode auf $U_{\mathrm{D2}} = -150\,\mathrm{V}$ bzw. $-200\,\mathrm{V}$ und die Gitteranode auf Masse. Die Messungen bei $U = -750\,\mathrm{V}$ werden zum Vergleich mit den von Hamamatsu bestimmten Verstärkungen genutzt, wohingegen die Messung bei $U = -1000\,\mathrm{V}$ für die Auswahl und Positionierung im $\overline{\mathrm{P}}$ANDA-Experiment benötigt wird (siehe Kapitel 10.6).

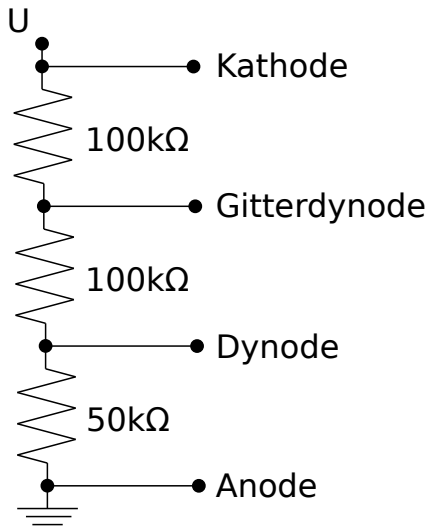


Abbildung 9.3: Schematische Darstellung des verwendeten Spannungsteilers

Zudem muss das Keithley 617 während der Messung mit der Photokathode auf der Hochspannung liegen. Aufgrund dieser hohen Potentialdiffe-

renz des Multimeters gegen Masse ist ein direktes Auslesen nicht möglich und es muss ein GPIB-Expander (Model 4860A GPIB Isolated Bus Expander von ICS Electronics) zwischengeschaltet werden. Dieser trennt das Signal galvanisch bis 2000 V. Die galvanische Trennung wird innerhalb des GPIB-Expanders durch einen Optokoppler realisiert, in dem das empfangene Signal mit einer Diode an eine Photodiode, den Signalempfänger, übermittelt wird. Das Signal am Empfänger kann dann ausgelesen werden. [89]
Insgesamt zeigt Abbildung 9.4 den Messaufbau in Realität:

1. Aufzeichnen der gemessenen Ströme: Computer
2. Versorgungsspannung der LED: Schiller Electronic Netzgerät TSN 2
3. Messung des Anodenstroms: Keithley 619 Electrometer/Multimeter
4. Lichtdichte Aluminiumkiste
5. Versorgungsspannung der VPTT: Nucletron Type NU 1250 B
6. Messung des Kathodenstroms: Keithley 617 Programmable Electrometer
7. Galvanische Trennung: ICS Electronics Model 4860A GPIB Isolated Bus Expander
8. Spannungsteiler
9. Lichtwellenleiter
10. Halterung für Lichtwellenleiter und VPTT

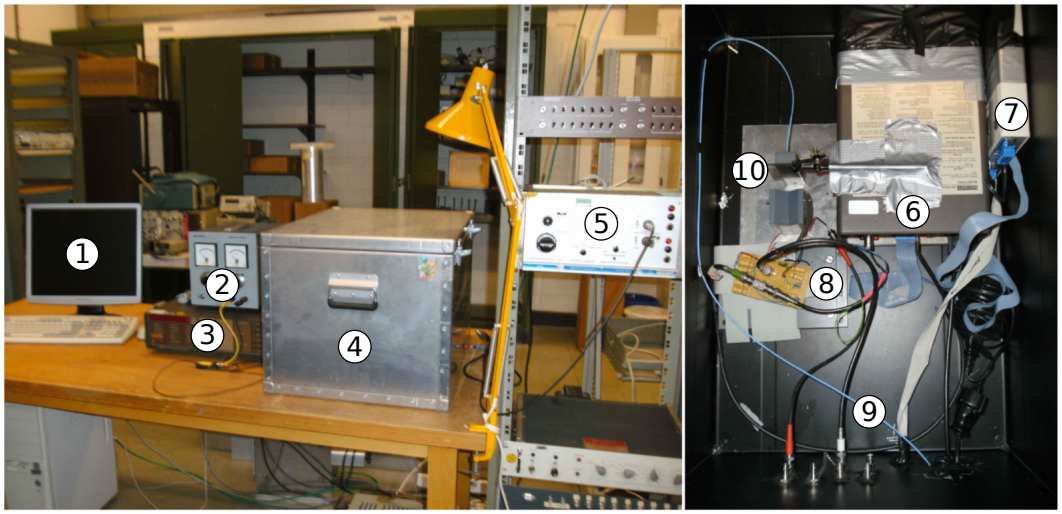


Abbildung 9.4: Aufbau zur Messung der Verstärkung der Vakuumphototetroden außerhalb (links) und innerhalb (rechts) der lichtdichten Aluminiumkiste (in Anlehnung an [89])

9.4 Definition der Verstärkung bei Hamamatsu

Im Vergleich zu der in Kapitel 9.1 vorgestellten Definition der Verstärkung definiert Hamamatsu, der Hersteller der Vakuumphototetroden, die Verstärkung anders. Hamamatsu gibt die Verstärkung als das Verhältnis der Lichtempfindlichkeit der Anode zu der der Photokathode an, sodass sich folgende Gleichung ergibt

$$M = \frac{\text{Lichtempfindlichkeit der Anode}}{\text{Lichtempfindlichkeit der Photokathode}}. \tag{9.3}$$

Die Lichtempfindlichkeit wird als der Ausgangsstrom einer Elektrode geteilt durch den Lichtfluss in Lumen (lm) einer Wolfram-Lampe, welche bei einer Temperatur von 2856 K betrieben wird, beschrieben. 1 lm wiederum gleicht dem Lichtfluss von 1 Lux (lx), der eine Fläche von $1\,\mathrm{m}^2$ ausleuchtet. 1 lx ist die Beleuchtungsstärke in einem Abstand von 1 Meter von einer Punktlichtquelle mit 1 Candela (cd). [95]
Da die Definition der Verstärkung nicht die Sammeleffizienz α enthält, sind die in Kapitel 9.7.1 vorgestellten Messergebnisse geringer.

9.4.1 Lichtempfindlichkeit der Kathode und Anode

Die Lichtempfindlichkeit der Kathode ist als der Photoelektronenstrom der Photokathode pro Lichtfluss definiert. Zur Messung dieser befinden sich, wie in Abbildung 9.5(a) zu sehen, alle Dynoden auf demselben Potential, sodass der Photodetektor als Bipolar-Röhre operiert. Der bei der Messung anfängliche Lichtfluss sollte in einem Bereich von 10^{-5} lm bis 10^{-2} lm liegen. Wird der Lichtfluss zu groß gewählt, kann es aufgrund des Oberflächenwiderstands der Kathode zu Messfehlern kommen. Somit muss der optimale Lichtfluss bezüglich der Größe der Photokathode und dessen Material ausgewählt werden. Um den Photostrom zu messen, wird üblicherweise ein Picoamperemeter verwendet, wobei der Strom von einigen nA bis zu wenigen µA reicht.
Die Lichtempfindlichkeit der Anode ist definiert als der Anodenstrom pro einfallenden Lichtfluss auf der Photokathode. Bei dieser Messung werden die Elektroden, wie in Abbildung 9.5(b) gezeigt, mit einer vorgegebenen Spannungsverteilung versorgt. Obwohl die gleiche Wolfram-Lampe wie bei der Messung der Lichtempfindlichkeit der Kathode verwendet wird, wird hier der Lichtfluss durch einen Filter auf 10^{-10} lm bis 10^{-5} lm reduziert. [95]

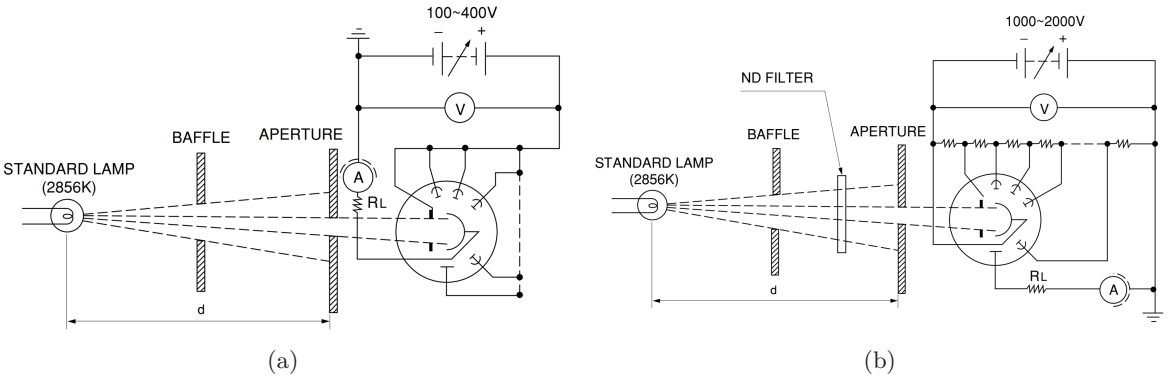


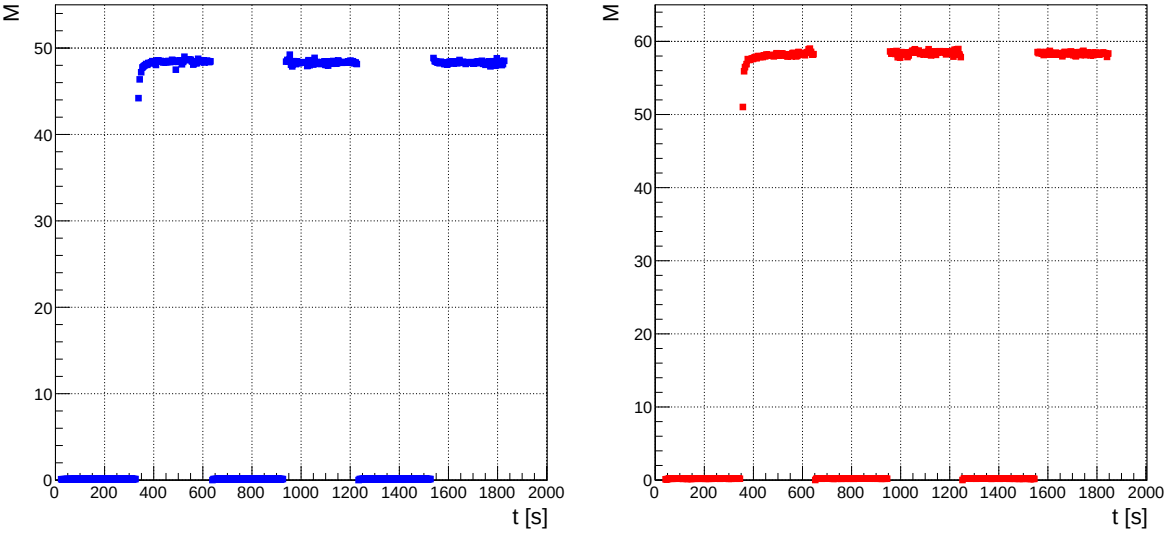
Abbildung 9.5: Aufbau zur Messung der Lichtempfindlichkeit der (a) Photokathode und (b) der Anode [95]

9.5 Durchführung

Vor der eigentlichen Messung der Verstärkung werden die zu vermessenen Vakuumphototetroden mindestens 17 Stunden lang unter einer Spannung von $-750\,\mathrm{V}$ in einer separaten, lichtdichten Aluminiumkiste gelagert. Für die Versorgung der einzelnen Elektroden kommt ein mit denselben Widerständen ausgestatteter Spannungsteiler, wie in Kapitel 9.3 erläutert, zum Einsatz. Die Verbindung zwischen Spannungsversorgung und Vakuumphototetrode wird über 4-polige Leiterplattenklemmen realisiert. Zusätzlich wird das Eintrittsfenster jeder VPTT mit einer Plastikkappe abgedeckt. Dies soll mögliche, lang andauernde Einschalteffekte, die sich bei vorangegangenen Messungen zeigten und die gemessenen Ströme verfälschen könnten, vermieden werden. Weiterhin soll dies auch den in Kapitel 9.2 beschriebenen Anteil am Dunkelstrom unterdrücken, der durch die Belichtung der Photokathode mit Tageslicht oder ähnlichem auftritt.
Um diesen Status aufrecht zu halten, wird während dem Ausbau aus der Aluminiumkiste und dem Einbau in den Messstand in einem verdunkelten Raum gearbeitet. Da die Sensitivität der VPTTs auf rotes Licht gering ist, wird zum besseren Arbeiten eine Rotlichtlampe verwendet. Insgesamt können so jeweils sechs Vakuumphototetroden pro Tag vorbereitet und vermessen werden.
Nachdem die Vakuumphototetrode in den Messstand eingebaut und die Hochspannungsversorgung mit $-750\,\mathrm{V}$ eingeschaltet wurde, werden zunächst zehn Messwerte des Kathoden- und Anodenstroms bei ausgeschalteter LED genommen. Deren Mittelwerte stellen die gemessenen Dunkelströme dar, die vom Kathoden- und Anodenstrom abgezogen werden müssen. Danach wird die LED eingeschaltet und es werden alle fünf Sekunden über zehn Minuten die beiden Ströme ausgelesen. Wie bereits erwähnt, sollte sich der Kathodenstrom während der Messung um $10\,\mathrm{nA}$ bewegen.
Da eine kontinuierliche Bestrahlung der VPTT nicht den Gegebenheiten im späteren Experiment entspricht und trotz der Vorbereitungen ein leicht abfallender Verlauf der Verstärkung über die Messzeit zu erkennen war, wird für die Berechnung der Verstärkung nur der zehnte Messwert einer Messung verwendet. Jedoch wurde eine Messdauer von zehn Minuten gewählt, um sporadisch auftretende Irregularitäten, die auch einen späteren Betrieb beeinträchtigen könnten, zu erkennen. Die Messung wird im Anschluss für eine Spannung von $1000\,\mathrm{V}$ wiederholt.

9.6 Reproduzierbarkeit

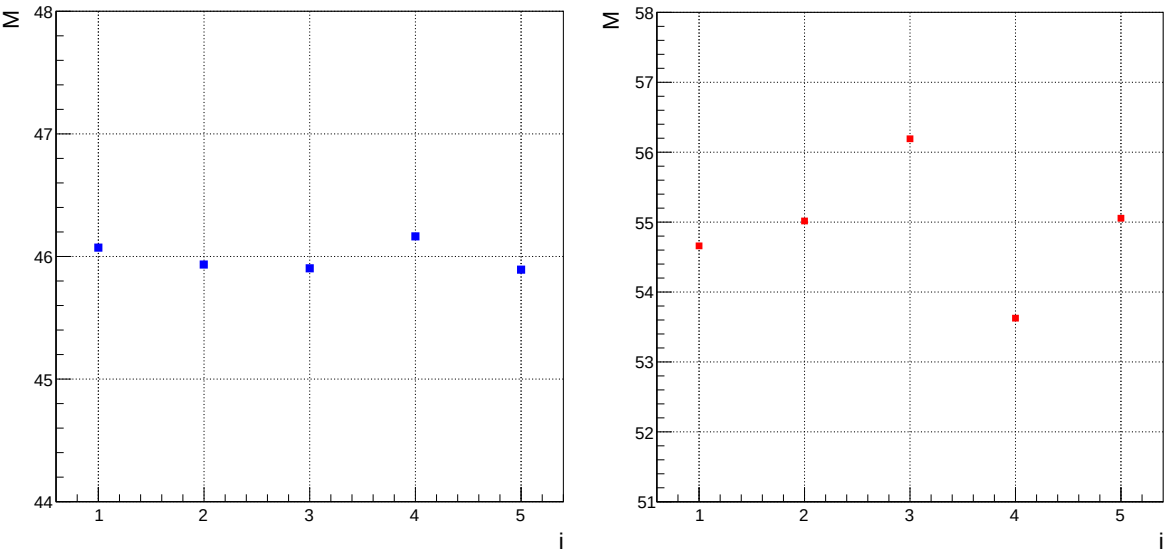
Vor der Messung der Verstärkung aller 900 Vakuumphototetroden wurde die Reproduzierbarkeit des Verfahrens unter verschiedenen Gegebenheiten getestet. Die Vorbereitung gleicht dem in Kapitel 9.5 beschriebenen Ablauf.
Als erstes wurde getestet, ob ein wiederholtes Ein- und Ausschalten der LED einen Einfluss auf die Verstärkung hat. Abbildung 9.6(a) bzw. (b) zeigt die gemessene Verstärkung M bei den beiden Versorgungsspannungen von $-750\,\mathrm{V}$ bzw. $-1000\,\mathrm{V}$ gegen die Zeit t aufgetragen. Sowohl die Laufzeit der Messung bei eingeschalteter als auch die Wartezeit bei ausgeschalteter LED betrug etwa 5 Minuten. Abgesehen von einem Effekt beim erstmaligen Einschalten der LED und somit erstmaliger Belichtung der Photokathode, der nach den ersten sieben bis acht Messpunkten abgeklungen ist, ist kein auffälliges Verhalten zu beobachten. Innerhalb der Messreihe weichen die Mittelwerte bei eingeschalteter LED nur um $0,03$ ($U = -750\,\mathrm{V}$) bzw. $0,11$ ($U = -1000\,\mathrm{V}$) ab.



(a) (b)

Abbildung 9.6: Ergebnisse zur Reproduzierbarkeit beim Ein- und Ausschalten der LED bei einer Versorgungsspannung von (a) $U = -750\,\mathrm{V}$ und (b) $U = -1000\,\mathrm{V}$

Des Weiteren wurde getestet, ob ein mehrmaliges Ein- und Ausbauen der VPTT unter Rotlicht Auswirkungen auf die Bestimmung der Verstärkung hat. In den Abbildungen 9.7(a) und 9.7(b) ist die gemessene Verstärkung M bei unterschiedlicher Versorgungsspannung gegen die Messnummer i aufgetragen. Pro Messung i wurde die VPTT je einmal aus- und wieder eingebaut. Deutlich ist zu erkennen, dass die bei einer Versorgungsspannung von $-1000\,\mathrm{V}$ er-



(a) (b)

Abbildung 9.7: Ergebnisse zur Reproduzierbarkeit beim Ein- und Ausbau der VPTT bei einer Versorgungsspannung von (a) $-750\,\mathrm{V}$ und (b) $-1000\,\mathrm{V}$

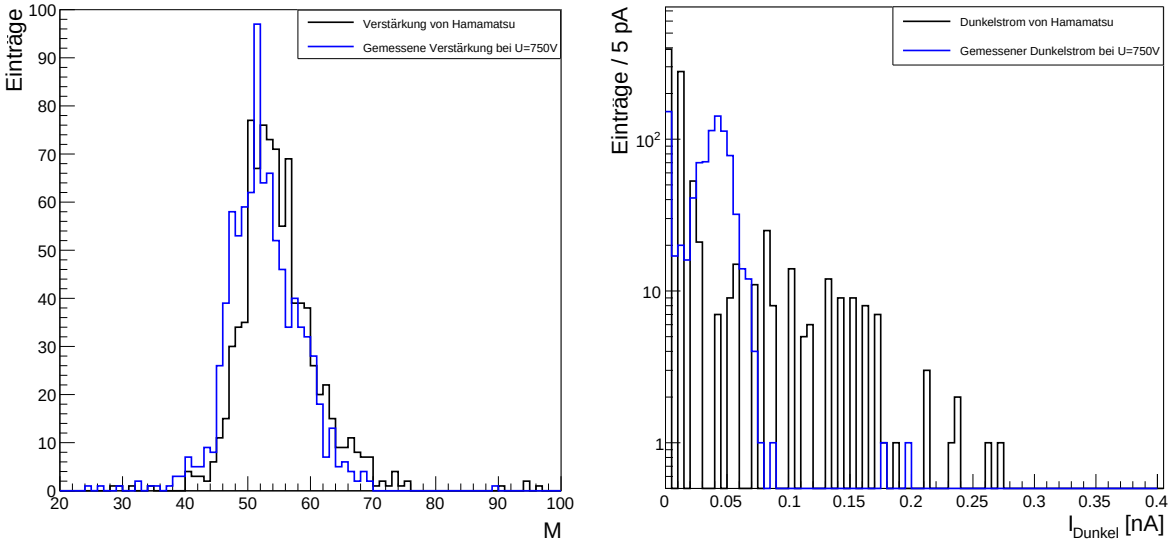
haltenen Ergebnisse stärkeren Schwankungen unterliegen. Die gemessenen Verstärkungen bei $-750\,\mathrm{V}$ weichen nur um $0,1$ vom Mittelwert ab, wohingegen die Verstärkungen bei $-1000\,\mathrm{V}$ eine absolute Abweichung von $0,6$ aufweisen. Aufgrund der höheren Versorgungsspannung und der damit einhergehenden höheren Verstärkung haben Änderungen der Position der VPTT größere Auswirkungen auf die Verstärkung als bei einer niedrigeren Spannung. Im Zuge dessen wird im weiteren Verlauf zur Positionierung der VPTT eine kleine Kante an der Halterung verwendet, an die die Front der VPTT vor jeder Messung geschoben wird. Hierdurch konnten die aufgetretenen Schwankungen minimiert werden.

9.7 Ergebnisse

Im Folgenden werden die erhaltenen Messergebnisse der Verstärkung aller 900 Vakuumphototetroden präsentiert. Eine genaue Auflistung der gemessenen sowie der von Hamamatsu angegebenen Werte ist in Anhang C zu finden. Die von Hamamatsu gelieferten VPTTs lassen sich in eine Vorserie aus 50 VPTTs, deren Seriennummern mit „ZG“ beginnen, und 850 Stück mit der Seriennummernkennzeichnung „UA“ unterteilen.

9.7.1 Verstärkungen bei $U = -750\,\mathrm{V}$

In Abbildung 9.8(a) ist die Verteilung der Verstärkungen aller 900 Vakuumphototetroden bei einer Versorgungsspannung von $-750\,\mathrm{V}$ zu sehen. In Schwarz sind die von Hamamatsu bestimmten Verstärkungen, welche sich aus dem Verhältnis aus der Lichtempfindlichkeit der Photokathode und der der Anode ergeben, und in Blau die bei $-750\,\mathrm{V}$ gemessenen Verstärkungen dargestellt.
Es ist zu erkennen, dass die niedrigste, von Hamamatsu angegebene Verstärkung bei 28,7

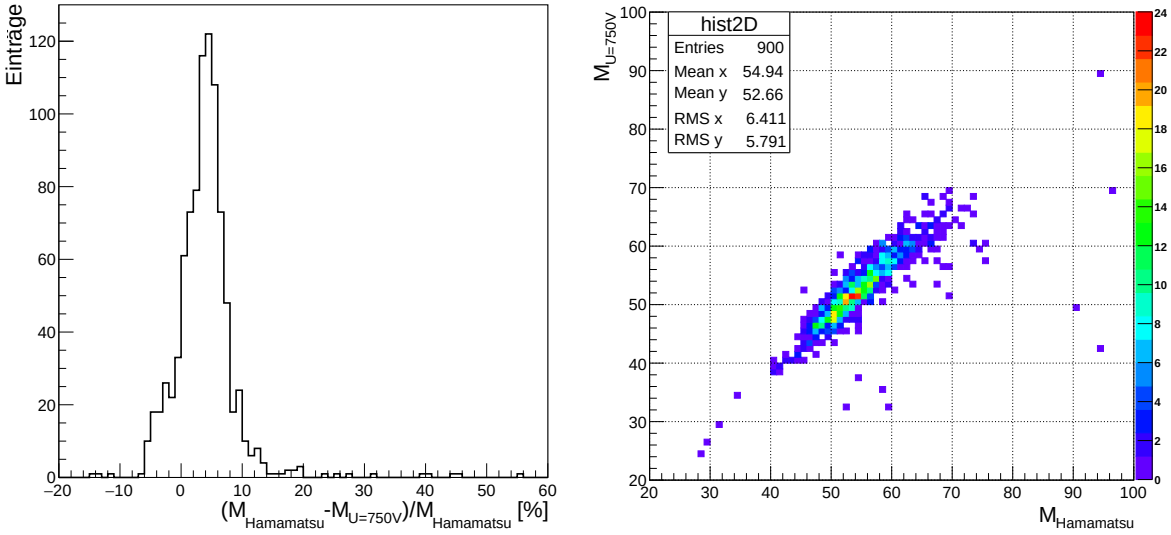


(a) (b)

Abbildung 9.8: (a) Vergleich zwischen der bei $-750\,\mathrm{V}$ gemessenen und der von Hamamatsu angegebenen Verstärkung
(b) Vergleich zwischen des bei $-750\,\mathrm{V}$ gemessenen und des von Hamamatsu angegebenen Dunkelstroms

liegt. Dieser Wert gehört zu der VPTT mit der Seriennummer ZG6006. Wie bereits erwähnt, gehören diese VPTTs zu der Vorserie, d.h. nachfolgend wurden noch Optimierungen der Performance, wie z.B. die Erhöhung der Verstärkung und der Quanteneffizienz, vorgenommen. Letztendlich wurden nach Vermessung der Vorserie Parameter für die weitere Abnahme der Vakuumphototetroden festgelegt, die nicht unterschritten werden dürfen, wie eine Mindestverstärkung von größer 40. Wenn die Vorserie außer Acht gelassen wird, ist die Verstärkung der VPTT UA0388 mit $M = 40,7$ am geringsten, liegt jedoch oberhalb der geforderten Mindestverstärkung.
Laut Hamamatsu sollten vier Vakuumphototetroden eine Verstärkung besitzen, die größer als 90 ist. Die durchgeführten Messungen konnten diese Angaben nicht reproduzieren und zeigten, dass nur die VPTT UA0301 mit einer Verstärkung von 89,4 annähernd an den angegebenen Wert von $M > 90$ kommt. Die drei anderen VPTTs (ZG6005, ZG6007, ZG6053), die wiederum der Vorserie angehören, zeigen relative Abweichungen von bis zu 55 % von der Hamamatsu-Verstärkung. Der Mittelwert der von Hamamatsu angegebenen Verstärkungen liegt bei $\overline{M} = 54,9 \pm 0,2$.
Dagegen zeigt die Verteilung der gemessenen Verstärkung wiederum eine minimale Verstärkung der VPTT ZG6006 von 24,4 bzw. der VPTT UA1382 von 32,2. Insgesamt haben 14 VPTTs eine gemessene Verstärkung von kleiner 40, wobei fünf VPTTs wieder der Vorserie zuzuordnen sind. Auf eine Reklamation wurde verzichtet, da berücksichtigt werden muss, dass die Messverfahren zur Bestimmung der Verstärkung unterschiedlich sind. Darüber hinaus besitzen sechs VPTTs eine relative Abweichung von kleiner 4 % zu der geforderten Verstärkung von $M > 40$. Insgesamt konnte ein Mittelwert der gemessenen Verstärkung von $\overline{M} = 52,7 \pm 0,2$ erzielt werden.
Abbildung 9.8(b) zeigt die Verteilung der Dunkelströme bei einer Versorgungsspannung von -750 V. Wiederum sind in Schwarz die auf den Datenblättern der Vakuumphototetroden angegebenen Dunkelströme und in Blau die bei einer Spannung von -750 V gemessenen Dunkelströme gezeigt.
Sowohl anhand der Verteilung des Dunkelstroms als auch der in Anhang C zu findenden Daten ist zu erkennen, dass Hamamatsu den Dunkelstrom nur mit einer Genauigkeit von 10 pA angibt. Aus diesem Grund wird der Dunkelstrom einer großen Anzahl an VPTTs mit 0 nA angegeben, was laut Hamamatsu einem Dunkelstrom von kleiner als 5 pA entsprechen soll.
Der höchste, von Hamamatsu angegebene Dunkelstrom beträgt $0,27$ nA (UA0759). Dieser Wert liegt weit unter dem bei der Vorserie vereinbarten Grenzwert von 1 nA. Insgesamt liegt der Mittelwert des Hamamatsu-Dunkelstroms bei ca. $\overline{I}_{\text{Dunkel}} = (0,026 \pm 0,003)$ nA. Im Rahmen der Genauigkeiten stimmen der mittlere, gemessene Dunkelstrom von $\overline{I}_{\text{Dunkel}} = (0,033 \pm 0,001)$ nA mit den Angaben von Hamamatsu überein. Keiner der gemessenen Dunkelströme erreichte einen Wert über $0,2$ nA.
Abschließend ist in Abbildung 9.9(a) die relative Abweichung der gemessenen Verstärkung bei $U = -750$ V von der Herstellerangabe dargestellt. Bei 131 Vakuumphototetroden konnte ein Messergebnis erzielt werden, bei dem der gemessene Wert größer als die von Hamamatsu angegebene Verstärkung ist. Davon zeigen drei VPTTs eine relative Abweichung von kleiner als -10 %. Maximal ist diese bei der VPTT UA0965 und liegt bei $-14,8$ %. Die anderen 128 VPTTs liegen mit einer relativen Abweichung von > -6 % deutlich unter diesem Wert. Im Mittel liegen sie bei einer Abweichung von $-2,5$ %. Wie bereits zuvor erwähnt, weicht die VPTT ZG6007 maximal von Hamamatsu-Wert ab. Bei 47 VPTTs ist die Abweichung > 10 %. Insgesamt kann von einer Abweichung von 5 % ausgegangen werden, die auf die Nicht-Berücksichtigung der Sammeleffizienz α zurückführen ist. In Abbildung 9.9(b) ist die

gemessene und die von Hamamatsu angegebene Verstärkung nochmals gegeneinander aufgetragen. Weiterhin ist eine deutliche Korrelation zwischen den beiden Messwerten zu erkennen.



(a) (b)

Abbildung 9.9: (a) Relative Abweichung der gemessenen von der von Hamamatsu bestimmten Verstärkung
(b) Gemessene Verstärkung gegen die von Hamamatsu bestimmte Verstärkung aufgetragen

9.7.2 Verstärkungen bei $U = -1000\,\mathrm{V}$

Im Gegensatz zu den in Kapitel 9.7.1 vorgestellten Ergebnissen wird nun in Abbildung 9.10 der Vergleich zwischen den bei $-750\,\mathrm{V}$ und $-1000\,\mathrm{V}$ gemessenen Verstärkungen gezeigt. Da die Vakuumphototetroden im Experiment mit einer Spannung von 1000 V betrieben werden, sind diese Ergebnisse von größerer Relevanz. Wie zuvor sind die bei $-750\,\mathrm{V}$ bestimmten Verstärkungen in Blau dargestellt, wohingegen in Rot die bei $-1000\,\mathrm{V}$ erhaltenen Verstärkungen zu sehen sind.
Mit Hilfe der Spannungserhöhung können nun Verstärkungsfaktoren zwischen 26,8 und 103,2 erreicht werden. Dabei sind VPTTs ZG6007 und UA0301 weiterhin die Röhren mit der geringsten und höchsten Verstärkung. Der Mittelwert der Verstärkung bei $U = -1000\,\mathrm{V}$ liegt bei $\overline{M} = 63,2 \pm 0,2$.
Die relative Erhöhung liegt nach Abbildung 9.11(a) bei etwa 20 %. Während minimal eine Erhöhung von $3,5\,\%$ erreicht wird, liegt die maximale Erhöhung $67,1\,\%$. Da solche Erhöhungen unrealistisch erscheinen, wird angenommen, dass die Messung bei $-750\,\mathrm{V}$ fehlerhaft war. Wie diese werden drei weitere VPTTs von der Betrachtung ausgenommen.

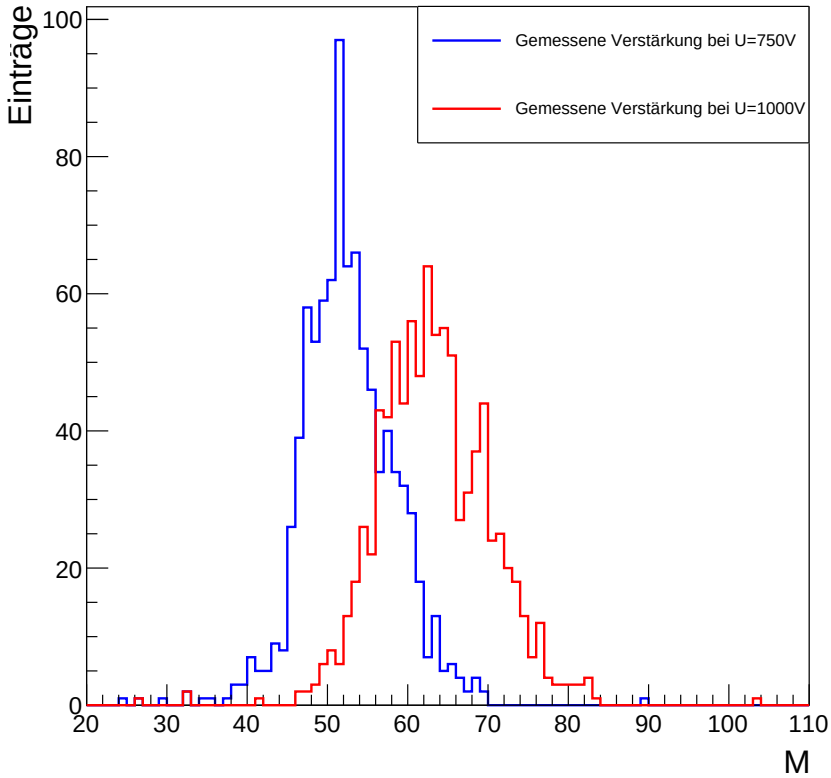
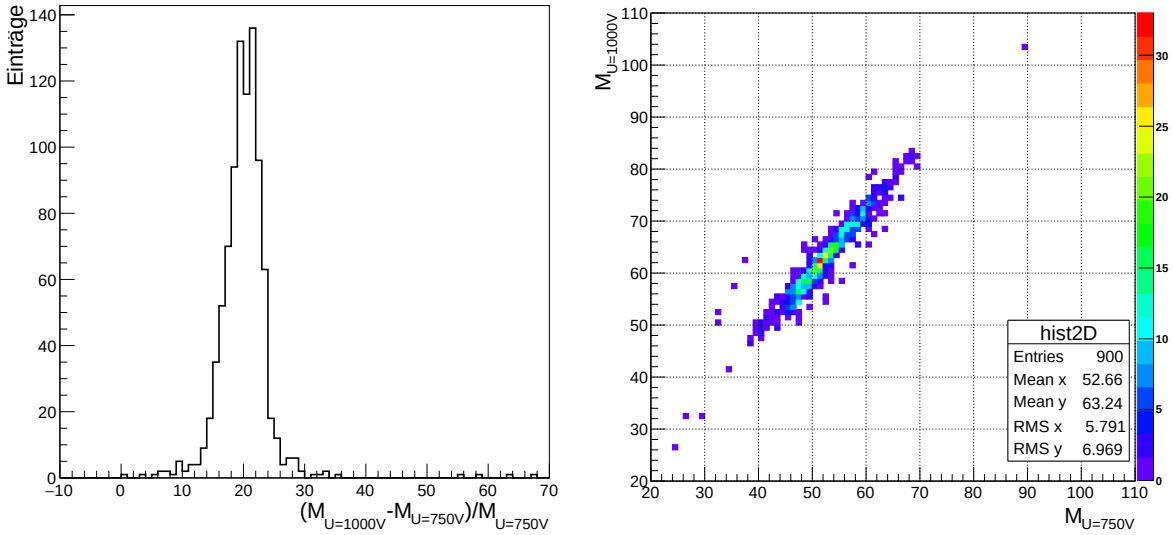


Abbildung 9.10: Vergleich zwischen der bei $U = -750\,\mathrm{V}$ und der bei $U = -1000\,\mathrm{V}$ gemessenen Verstärkung für alle 900 Vakuumphototetroden



(a) (b)

Abbildung 9.11: (a) Relative Abweichung der bei $U = -750\,\mathrm{V}$ von der bei $U = -1000\,\mathrm{V}$ gemessenen Verstärkung
(b) Verstärkung bei $U = -750\,\mathrm{V}$ gegen die bei $U = -1000\,\mathrm{V}$ aufgetragen

Kapitel 10

Bestimmung der benötigten Verstärkung der VPTT-Vorverstärker

Neben den Ergebnissen einer Strahlzeit an der Elektronen-Stretcher Anlage ELSA in Bonn aus dem Jahr 2014 wurden für die Bestimmung der benötigten Verstärkung der VPTT-Vorverstärker auch Messdaten der Vorverstärkerausgangsspannung unter Verwendung kosmischer Myonen herangezogen. Um letztendlich eine Aussage über die benötigte Verstärkung der Vorverstärker in V/pC bzw. die maximale Ausgangsspannung in Abhängigkeit der deponierten Energie treffen zu können, wurde in beiden Fällen das gleiche mit Vakuumphototetroden bestückte Submodul verwendet, welches nach den finalen Standards, wie in Kapitel 11 beschrieben, gefertigt wurde. In Tabelle 10.1 sind alle relevanten Parameter der einzelnen Einheiten des VPTT-Submoduls zu sehen.

Tabelle 10.1: Parameter der einzelnen Einheiten des zur Bestimmung der benötigten Verstärkung der Vorverstärker verwendeten VPTT-Submoduls

Position	VPTT-Seriennummer	Verstärkung $M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	SK_{b}	Kristall-ID	Lichtausbeute LY [Ph/MeV]	Transmissivität $T(420\,\mathrm{nm})$ [%]
0	UA0355	55,92	8,60	3579	18,52	72,5
1	UA0389	57,70	8,60	3526	16,52	72,3
2	UA0198	58,17	8,77	3522	17,63	70,8
3	UA0222	50,64	8,92	2841	17,74	70,6
4	UA0236	58,92	8,39	2832	16,41	70,8
5	UA0422	59,42	8,86	3527	16,89	71,4
6	UA0067	54,99	8,52	2835	17,31	71,0
7	UA0196	57,27	8,56	2836	16,85	70,5
8	UA0353	57,61	8,44	3524	17,89	72,4
9	UA0124	56,04	8,80	3650	17,23	72,2
10	UA0250	55,02	9,01	3574	17,66	73,0
11	UA0156	58,21	8,35	3576	17,12	72,2
12	UA0171	58,92	8,12	3528	17,16	71,3
13	UA0387	57,03	8,77	2839	16,93	72,3
14	UA0232	55,40	8,64	3530	17,84	70,6
15	UA0334	59,47	8,60	3525	17,48	70,2

Neben der Position der einzelnen Einheiten innerhalb des Submoduls, den Seriennummern der Vakuumphototetroden bzw. den Identifikationsnummern der Kristalle ist noch die bei $-1000\,\mathrm{V}$ gemessene Verstärkung $M_{\mathrm{U=1000\,V}}$ (siehe Kapitel 9), die Kathodensensitivität SK_{b} auf blaues Licht, die Lichtausbeute LY und die Transmissivität $T(420\,\mathrm{nm})$ der Kristalle bei einer Wellenlänge von $\lambda = 420\,\mathrm{nm}$ gegeben. Als Vorverstärker wurde bei allen Einheiten der Basel-LNP-Vorverstärker mit einer Verstärkung von $\approx 0{,}47\,\mathrm{V/pC}$ verwendet.
Eine Anpassung der bisherigen Verstärkung war vonnöten, damit der Ausgangsspannungsbereich der VPTT-Vorverstärker von rund $2,25\,\mathrm{V}$ [98] durch die maximal im Kristall deponierte Energie von bis zu $12\,\mathrm{GeV}$ abgedeckt wird. Hierbei musste darauf geachtet werden, dass die Verstärkung einerseits nicht zu klein gewählt wird, sodass Ausgangssignale bei kleinsten Energien nicht aufgelöst bzw. rauschbedingt nicht mehr vom nachfolgenden Analog-Digital-

Wandler verarbeitet werden können, und anderseits nicht zu groß sind, sodass die Vorverstärkersignale übersteuern. Im Folgenden wird der Basel-LNP-Vorverstärker, die Messaufbauten, die durchgeführten Messungen, die erhaltenen Ergebnisse und letztendlich die bestimmten Verstärkungen vorgestellt.

10.1 LNP-Vorverstärker für VPTT

Im Allgemeinen bezeichnet ein Vorverstärker ein elektronisches Gerät, welches genutzt wird, um schwache elektrische Signale so zu verstärken, dass nachfolgende Geräte wie beispielsweise der eigentliche Verstärker in ihrem optimalen Arbeitsbereich arbeiten können. Um die geringen, vom Detektor kommenden Ladungsmengen in eine dazu proportionale Spannung umzuwandeln, werden bei $\overline{\text{P}}$ANDA ladungsempfindliche Vorverstärker eingesetzt. Wie in Abbildung 10.1 zu sehen, ist solch ein Vorverstärker aus einem Operationsverstärker OpAmp, einem Rückkopplungskondensator C_f und - widerstand R_f aufgebaut. Zusätzlich wird ein weiterer Kondensator C am Eingang eingebracht, welcher den Vorverstärker von der Hochspannung des anliegenden Detektors trennt bzw. Gleichstromsignale sperrt, damit nur Wechselstromsignale den Eingang des Operationsverstärkers erreichen können. Neben der Kapazität des Rückkopplungskondensators C_f hängt die Ausgangsspannung U_Aus des Vorverstärkers lediglich von der am Eingang anliegenden Ladung q_Ein ab und berechnet sich zu

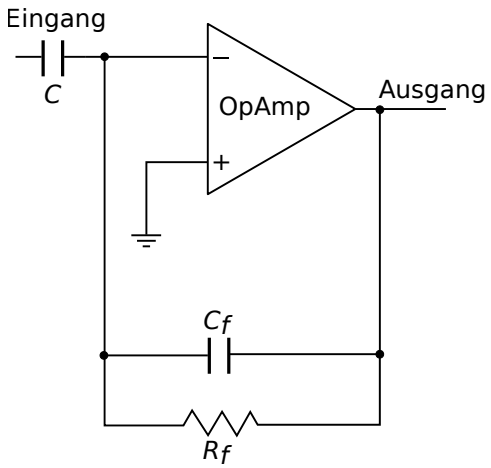


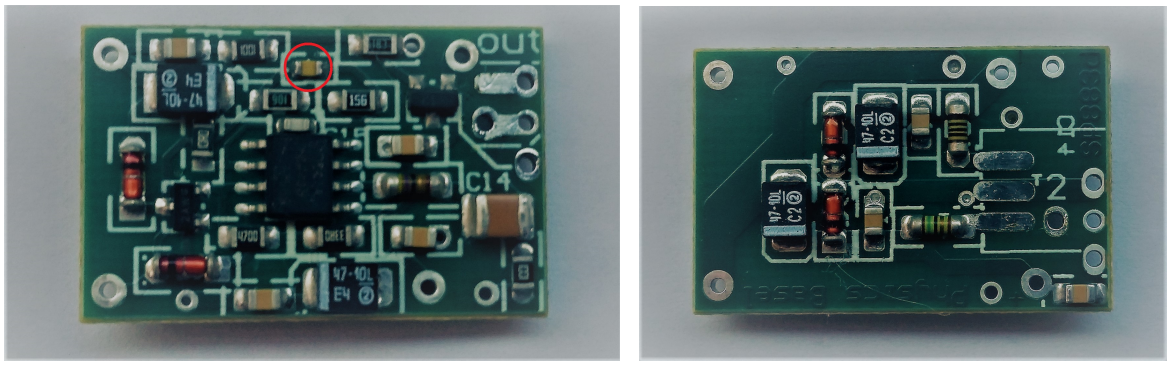
Abbildung 10.1: Vereinfachte schematische Darstellung eines ladungsempfindlichen Vorverstärker

$$U_\text{Aus} = -\frac{q_\text{Ein}}{C_\text{f}}. \tag{10.1}$$

Somit wird die Verstärkung des Vorverstärkers nur vom Rückkopplungskondensator C_f bestimmt. Der Rückkopplungswiderstand R_f stabilisiert den Vorverstärker und macht den Ausgang driftfrei. Zusätzlich bestimmt R_f die Grenzfrequenz. Am Ausgang des Operationsverstärkers bzw. des Vorverstärkers liegt ein positiver, kurzer Spannungspuls mit steil ansteigender Flanke und exponentiellem Abfall an.

Für die Photodetektoren der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes wird ein Vorverstärker benötigt, der elektrische Signale mit geringem Rauschen und geringer Leistungsaufnahme verstärken kann. Dies ist essentiell notwendig, da einerseits Photonen mit einer Energie von 100 MeV, was einer Pulshöhe von etwa $3,2\,\text{mV}$ entspricht, sonst im Rauschen untergehen würden und andererseits die durch die Vorverstärker abgegebene Wärme so gering wie möglich sein sollte, um den Kühlungsaufwand gering zu halten. Weiterhin werden die Vorverstärker in der Nähe bzw. direkt an die Photodetektoren platziert, um Rauscheffekte und die Entstehung von Störsignalen zu unterdrücken, wodurch eine kompakte Bauform verlangt wird. Die derzeitig auf dem Markt verfügbaren Vorverstärker erfüllen zwar die Anforderung an ein niedriges Rauschniveau, jedoch ist deren Leistungsaufnahme hoch. Daher wurde an der Universität Basel ein diskreter ladungsempfindlicher Vorverstärker, der Basel-LNP-Vorverstärker, entwickelt. Neben geringem Rauschen

(low noise) und geringer Leistungsaufnahme (low power) zeichnet sich der Vorverstärker auch durch andere Faktoren wie geringe Produktionskosten, Operation im gekühlten Volumen der Vorwärtsendkappe und flexibles Design aus. Das flexible Design zeigt auch die Tatsache, dass sowohl Vakuumphototetroden als auch Avalanche-Photodiode einen Typ von Basel-LNP-Vorverstärkern verwenden. Die Größe des Vorverstärkers beträgt (18x28x10) mm^3. Des Weiteren wurde zusätzlich von der Universität Basel ein runder $1,5$ kV Spannungsteiler mit einem Durchmesser von 24 mm entwickelt, welcher direkt auf den Sockel der Vakuumphototetrode gesetzt werden kann und die einzelnen Elektroden mit den richtigen Spannungen versorgt.
Die AC-gekoppelte Eingangsstufe des Basel-LNP-Vorverstärkers besteht aus einem rauscharmen Sperrschicht-Feldeffekttransistor (J-FET) BF862 der Firma NXP, welcher eine Eingangskapazität von 10 pF besitzt. Dieser ist mit einer typischen Rauschdichte der Eingangsspannung von 0,8 $nV/\sqrt{Hz}$ bei 100 kHz und Raumtemperatur spezifiziert. Zum Schutz gegen Überspannungen befinden sich am Gate des J-FET zwei Siliziumdioden des Typs BAS45AL von NXP. Darüber hinaus wird das Gate des J-FET durch einen 4,7 nF Kondensator entkoppelt. Nach der Eingangsstufe folgt ein mit 300 MHz breitbandiger, mit 2000 V/µs schneller und mit ± 1 mA gering verbrauchender Operationsverstärker AD8011AR der Firma Analog Devices. Aufgrund seiner typischen Rauschdichte der Eingangsspannung von 2 $nV/\sqrt{Hz}$ bei 10 kHz ist dieser Operationsverstärker neben dem J-FET ideal für das Design eines rauscharmen Vorverstärkers geeignet. Die Frequenzkompensation wird durch eine Kombination eines 100 pF Kondensators und eines 10 Ω Widerstand erreicht, wodurch Übersteuern und Schwingen des Vorverstärkers effizient unterdrückt werden kann. Der Ausgang des Operationsverstärkers ist durch das Netzwerk aus Rückkopplungskondensator bzw. - widerstand (1 pF bzw. 25 MΩ) an das Gate des J-FET DC-gekoppelt. Wie bereits zuvor erwähnt, wird hierdurch die Verstärkung des Vorverstärkers bestimmt. Im Falle von 1 pF liegt die Verstärkung bei ca. $0,47$ V/pC. Parallel hierzu ist dieser durch einen 1 µF Kondensator und 47 Ω Widerstand an den Ausgang des Basel-LNP-Vorverstärkers AC-gekoppelt. Der Basel-LNP-Vorverstärker zieht von der +6 V Versorgungsspannung einen typischen Strom von 6,3 mA und von der -6 V Versorgungsspannung einen von 1,2 mA, was effektiv zu einer totalen Leistungsaufnahme von 45 mW führt. Dieser Wert kann je nach Ereignisrate und Energie auf 90 mW ansteigen. Alle Komponenten wurden zuvor auf Strahlenhärte und Betrieb in hohen Magnetfeldern getestet, um zu gewährleisten, dass sie dem Einsatz im $\overline{\text{P}}$ANDA-Experiment standhalten. [99]



(a) (b)

Abbildung 10.2: (a) Vorder- und (b) Rückseite des Basel-LNP-Vorverstärkers. Der in Rot umkreiste Kondensator ist für die Verstärkung verantwortlich

10.2 Messaufbau

10.2.1 Strahlzeit an ELSA

Die sich in Bonn befindende Elektronen-Stretcher Anlage ELSA besteht aus drei Teilbeschleunigern. Nachdem unpolarisierte bzw. polarisierte Elektronen in einem von zwei Injektor-Linearbeschleunigern auf Energien von 20 MeV bzw. 26 MeV vorbeschleunigt wurden, gelangen diese in das Booster-Synchrotron. Mit Energien zwischen 0,5 GeV und 1,6 GeV werden die Elektronen aus dem Booster-Synchrotron in den Stretcher-Ring weitergeleitet, welcher den verschiedenen Experimentierhallen einen kontinuierlichen Elektronenstrahl in einem Energiebereich von $(0,5 - 3,5)$ GeV und einem internen Maximalstrom von 200 mA zur Verfügung stellt. Neben dem BGO-OD-Experiment, welches die Photoproduktion von Mesonen an Nukleonen untersucht, befindet sich auch das Crystal-Barrel-Experiment mit Mini-TAPS zur Untersuchung von Photoproduktion von Meson-Resonanzen an ELSA. Um die hierfür benötigten Photonen zu erzeugen, wird ein Radiator in den Elektronenstrahl eingebracht, wodurch eine Vielzahl an Bremsstrahlungsphotonen erzeugt werden.

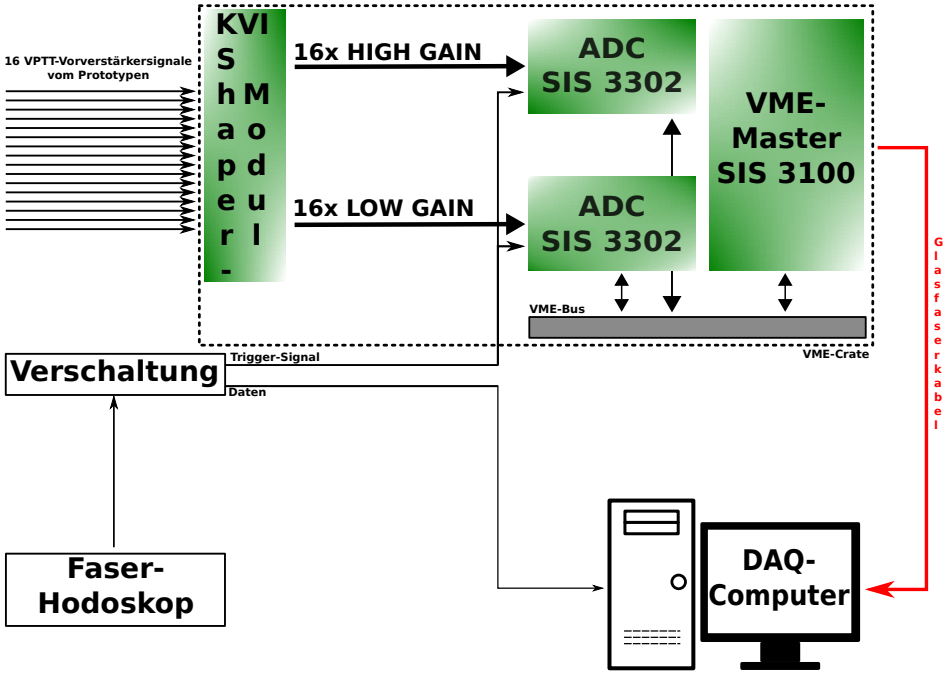


Abbildung 10.3: Messaufbau bei der ELSA-Strahlzeit

Wegen einer zeitgleich stattgefundenen Demontage des Crystal-Barrel- bzw. Mini-TAPS-Detek- tors zu Wartungszwecken konnte ein mit 218 Kristall-Photodetektor-Einheiten bestückter Prototyp der Vorwärtsendkappe für die Strahlzeit an dessen Position aufgebaut werden. Weiterhin musste der Radiator aus dem Elektronenstrahl gefahren werden, da die Messungen mit Elektronen stattfinden sollten und diese somit direkt auf die Kristalle des Prototyps geleitet werden konnten. Um jede einzelne Detektoreinheit „anfahren“ bzw. den Strahl direkt auf die Frontfläche eines Kristalls richten zu können, wurde der Prototyp auf einem x-y-Tisch montiert. Zusätzlich befand sich in Strahlrichtung vor dem Prototypen ein aus 16 horizontalen und 16 vertikalen, nebeneinander liegenden Plastikszintillatoren bestehendes Faser-Hodoskop, welches neben der Bestimmung des Elektronenstrahlortes zur Triggerung

der Auslese des Prototypen diente.
Nach einem Adapterboard des Prototypen gelangten die Vorverstärkersignale über 7 m lange Kabel des Typs Enviroflex 178 der Firma Huber+Suhner zu einem vom KVI (Kernfysisch Versneller Instituut in Groningen) zu Testzwecken hergestellten VME-Shaper-Modul, welches eine analoge Filterung der Signale mit einer Shaping-Zeit von 100 ns vornimmt und das Signal danach in zwei Teile aufteilt. Ein Signalteil (Low Gain) wird einfach zum nachfolgenden Analog-Digital-Wandler weitergeleitet, wohingegen der andere (High Gain) mit einem Faktor von ~ 15 verstärkt wird, wodurch Signale mit kleiner Amplitude mit einer höheren Auflösung vermessen werden können. Zur Digitalisierung beider Signalteile wurden SIS3302 VME-SADC mit einer Auflösung von 16-bit und einer Samplingrate von 100 MS/s verwendet. Die erhaltenen Daten wurden von der Datenerfassungssoftware erfasst und gespeichert. Die Messung wurde bei Elektronenenergien von 1,25 GeV, 2,4 GeV und 3,2 GeV durchgeführt. Eine schematische Darstellung des Messaufbaus ist in Abbildung 10.3 zu sehen.

10.2.2 Messung mit Bonner-Teststation

Für Testzwecke und die Vorkalibration finaler Submodule wurde am HISKP (Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik) der Universität Bonn eine Teststation entwickelt und gebaut. Alle Submodule werden vor der endgültigen Montage an die Backplate hier auf ihre Funktionstüchtigkeit geprüft. Um komplett durch den Kristall laufende, kosmische Myonen messen zu können, wird das Submodul aufrecht gestellt. Hauptbestandteil der Bonner-Teststation sind zwei Trigger-Detektoren, welche an die Front- und Rückfläche eines Submoduls angebracht werden. Diese bestehen jeweils aus einer 4x4-Matrix mit Siliziumphotomultipliern des Typs PM3350 der Firma Ketek, vor denen sich jeweils direkt ein in Mylarfolie eingewickelter Plastikszintillator (Eljen EJ-200) befindet. Da solch ein Subdetektor jeweils die Front- bzw. Rückfläche eines Kristalls abdecken soll, unterscheiden sich die Plastikszintillatoren in ihrer Größe. Zusätzlich befinden sich in dem aus Alumide gedruckten Gehäuse 16 Vorverstärker und ein PCB (Printed Circuit Board) für die Spannungsversorgung der Detektoren. Neben der Triggerung der Detektorauslese können die Trigger-Detektoren auch genutzt werden, um ein Trefferbild aufzuzeichnen und somit explizit Ereignisse mit komplett durch den Kristall verlaufenden Myonen zu selektieren. Der gesamte Aufbau befindet sich innerhalb eines Klimaschranks. Hierdurch können die Detektoren und Kristalle für Messungen auf die Operationstemperatur des $\overline{\text{P}}$ANDA-Detektors von -25°C heruntergekühlt werden.

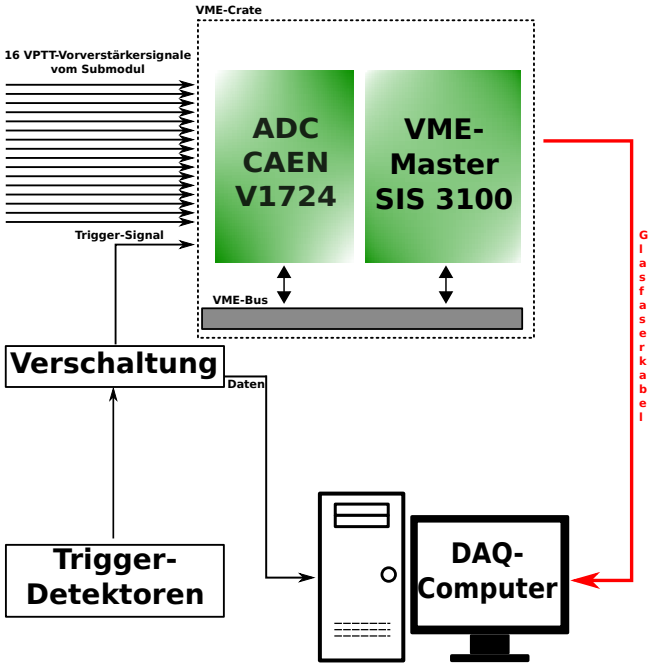


Abbildung 10.4: Messaufbau zur Messung von kosmischen Myonen

Im Vergleich zur zuvor beschriebenen Strahlzeit werden hier die Vorverstärkersignale direkt mit Hilfe eines CAEN V1724 ADC mit einer Auflösung von 14-bit und einer Samplingrate von 100 MS/s digitalisiert. Myonen eignen sich hervorragend, um eine Abschätzung des Vorverstärkerausgangsspannung in Abhängigkeit der im Kristall deponierten Energie zu liefern, da die im Kristall deponierte Energie beim kompletten Durchgang, wie Monte-Carlo-Simulationen zeigten, im Mittel 230 MeV beträgt. Der Messaufbau ist in Abbildung 10.4 dargestellt.

10.3 Analyse

Die für diese Analyse genutzte Software wurde an die Gegebenheiten des Aufbaus der ELSA-Anlage und der Bonn-Teststation angepasst. Hierbei werden hauptsächlich Entwicklungen von Malte Albrecht [100] und Markus Kuhlmann [101] genutzt. Für jede aufgezeichnete Messreihe, auch als „Run “ bezeichnet, wird ein komprimiertes Archiv angelegt, in dem für jedes Ereignis die Waveforms aller Signale, die zeitliche Position des Maximums der Waveform und zwei 16-bit Wörter, welche den Zustand des Faser-Hodoskops (Strahlzeit) bzw. der Trigger-Detektoren (Messung von kosmischen Myonen) wiedergeben, aufeinanderfolgend abgespeichert werden. Mit Hilfe der bereits vorhandenen Klasse „ProtoRawEvent“ kann auf die zuvor beschriebenen Bestandteile eines Ereignisses zugegriffen und diese ausgewertet werden.
Die Amplituden der einzelnen Signale werden aus der Differenz der Baseline und des Maximums der Waveform berechnet. Durch die zeitlich stabile Lage des Maximums innerhalb der Waveform kann mittels Mittelung über die ersten 150 Samples die Baseline bestimmt werden. Das Maximum wird einfach über den größten Bininhalt gesucht. Alle zur Analyse genutzten Programme wurden in der plattformunabhängigen Sprache $C++$ geschrieben und mit dem ebenfalls unabhängigen Boost.Build in Zusammenhang mit dem Compiler gcc kompiliert. Des Weiteren machen sich die Programme einige Teile der Boost $C++$-Libraries und des am CERN entwickelten Root-Pakets zu Nutze.

10.4 Selektion und Anpassung

Die erhaltenen Amplituden-Histogramme enthalten eine Vielzahl an verschiedenen Ereignissen. Mittig auf den Kristall treffende Elektronen deponieren mehr Energie im Kristall als solche, die weiter außen auf den Kristall treffen. Mittig auf den Kristall treffende Elektronen deponieren aufgrund des Moliére-Radius von Bleiwolframat in etwa 80 % ihrer Energie, was letztendlich zu Energien von 1 GeV, $1,92$ GeV und $2,54$ GeV führt. Die übrige Energie wird in die umliegenden Kristalle deponiert. Deshalb werden im weiteren Verlauf Ereignisse selektiert, welche durch die mittleren Fasern des Faser-Hodoskops gegangen sind. Durch diesen Schnitt werden nur Elektronen betrachtet, welche auf einer Fläche von (2x2) mm^2 mittig auf die Stirnfläche des betrachteten Kristalls getroffen sind. Trotz des Schnitts auf die zentralen Fasern bleibt das Amplitudenhistogramm aufgrund von Fluktuationen im Energieverlust bzw. der Energiedeposition im umliegenden Material asymmetrisch. Solch eine Verteilung lässt sich mittels einer Novosibirsk-Funktion [102]

$$f(x) = A \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln(1+\tau(x-\nu)\cdot\Lambda)}{\tau}\right)+\tau^2\right] \tag{10.2}$$

mit $\Lambda = \sinh(\tau\sqrt{\ln(4)})/\sigma\tau\sqrt{\ln(4)}$ parametrisieren. Hierbei ist τ eine Beschreibung für die Asymmetrie der Verteilung, σ ist die Breite und ν der wahrscheinlichste Wert für das Maxi-

mum der Verteilung. Die Anpassung einer Novosibirsk-Funktion an die Einzelkristallspektren des Zentralkristalls wurde für jeden Run durchgeführt. In Abbildung 10.5 sind die erhaltenen Amplitudenhistogramme bei den jeweiligen Elektronenenergien für eine VPTT-Einheit inklusive der Anpassung mittels Novosibirsk-Funktion (in Rot) gezeigt.

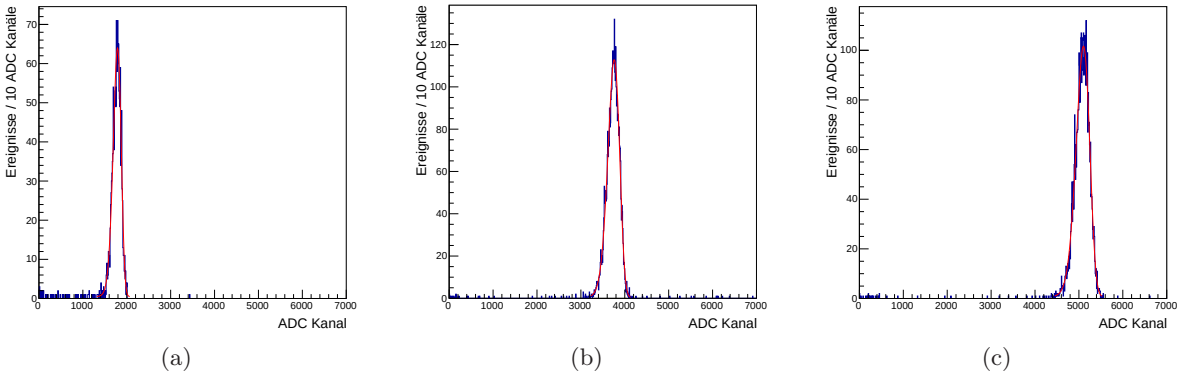


Abbildung 10.5: Amplitudenhistogramme der VPTT-Einheit an Position 0 bei Elektronenenergien von (a) $1,2\,\mathrm{GeV}$, (b) $2,4\,\mathrm{GeV}$ und (c) $3,2\,\mathrm{GeV}$

Im Falle der Messung von kosmischen Myonen mit der Bonner-Teststation sollen nur kosmische Myonen betrachtet werden, welche senkrecht durch den kompletten Kristall verlaufen sind und ihre Energie deponiert haben. Hierzu müssen die Informationen der beiden Trigger-Detektoren genutzt werden. Ein Ereignis wird nur dann akzeptiert, falls zwei, sich gegenüberliegende Trigger-Detektoren ein Teilchen detektiert haben.

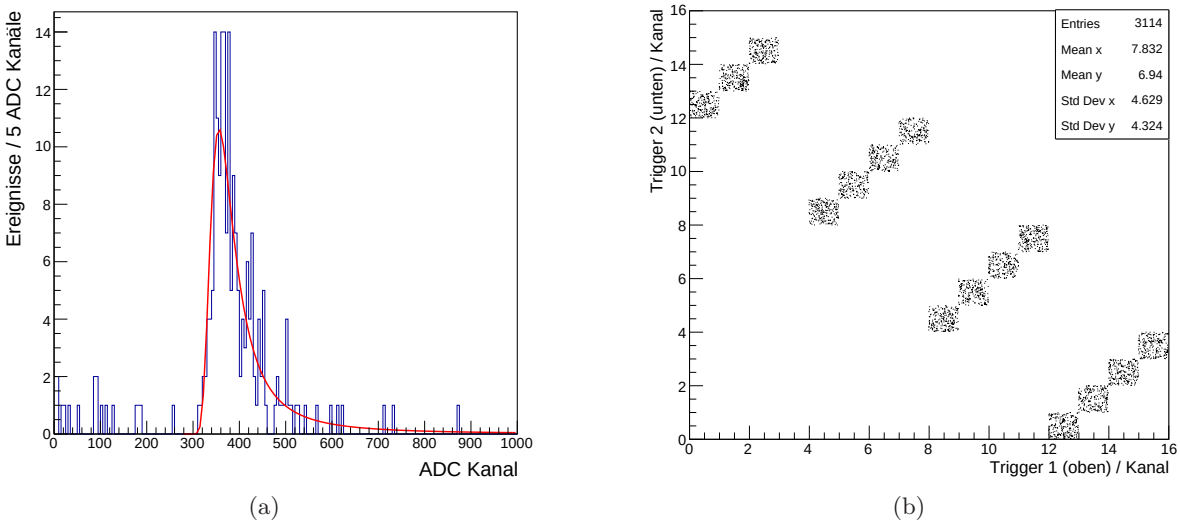


Abbildung 10.6: (a) Amplitudenhistogramm der VPTT-Einheit an Position 0 und (b) Trefferbild der Trigger-Detektoren mit der Bedingung auf komplett durch den Kristall verlaufende Myonen eingezeichnet

Die so erhaltenen Amplitudenspektren konnten mittels einer Landau-Verteilung [103]

$$p(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{s\log s + xs} ds \tag{10.3}$$

parametrisiert werden. Abbildung 10.6 zeigt sowohl das Amplitudenhistogramm einer VPTT-Einheit inklusive der Anpassung mittels Landau-Verteilung als auch das Trefferbild der Trigger-Detektoren nach der Bedingung auf senkrechte Myonen.

10.5 Auswertung

In der Tabelle 10.2 sind die nach der jeweiligen Anpassung an die Amplitudenhistogramme erhaltenen Peakpositionen mit ihren statistischen Fehlern in ADC-Kanälen zu sehen. Es ist zu erkennen, dass die Auslese der VPTT an der Position 15 bei der Messung kosmischer Myonen nicht funktioniert hat.

Tabelle 10.2: Ergebnisse für die 16 Signalamplituden sowohl für die Messung der kosmischen Myonen als auch für die Strahlzeit nach der Anpassung mittels Landau-Verteilung bzw. Novosibirsk-Funktion

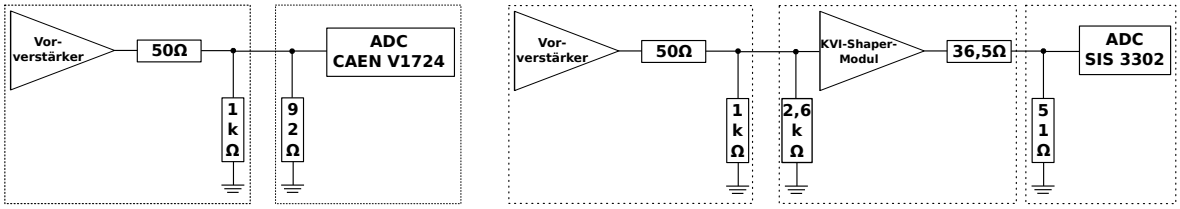
Position	$E_{\text{dep.}} = 230\,\text{MeV}$ Amplitude [ADC-Kanal]	$E_{\text{dep.}} = 1\,\text{GeV}$ Amplitude [ADC-Kanal]	$E_{\text{dep.}} = 1,92\,\text{GeV}$ Amplitude [ADC-Kanal]	$E_{\text{dep.}} = 2,54\,\text{GeV}$ Amplitude [ADC-Kanal]
0	$362 \pm 4_{\text{stat.}}$	$1790 \pm 4_{\text{stat.}}$	$3760 \pm 4_{\text{stat.}}$	$5104 \pm 4_{\text{stat.}}$
1	$345 \pm 2_{\text{stat.}}$	$1698 \pm 3_{\text{stat.}}$	$3593 \pm 3_{\text{stat.}}$	$4899 \pm 4_{\text{stat.}}$
2	$396 \pm 5_{\text{stat.}}$	$1875 \pm 4_{\text{stat.}}$	$3924 \pm 3_{\text{stat.}}$	$5325 \pm 4_{\text{stat.}}$
3	$359 \pm 4_{\text{stat.}}$	$1786 \pm 4_{\text{stat.}}$	$3768 \pm 3_{\text{stat.}}$	$5119 \pm 4_{\text{stat.}}$
4	$317 \pm 2_{\text{stat.}}$	$1595 \pm 3_{\text{stat.}}$	$3356 \pm 3_{\text{stat.}}$	$4560 \pm 3_{\text{stat.}}$
5	$396 \pm 3_{\text{stat.}}$	$1944 \pm 4_{\text{stat.}}$	$4074 \pm 4_{\text{stat.}}$	$5514 \pm 4_{\text{stat.}}$
6	$341 \pm 3_{\text{stat.}}$	$1728 \pm 3_{\text{stat.}}$	$3671 \pm 3_{\text{stat.}}$	$4988 \pm 3_{\text{stat.}}$
7	$320 \pm 2_{\text{stat.}}$	$1652 \pm 3_{\text{stat.}}$	$3495 \pm 3_{\text{stat.}}$	$4774 \pm 4_{\text{stat.}}$
8	$367 \pm 3_{\text{stat.}}$	$1724 \pm 4_{\text{stat.}}$	$3664 \pm 4_{\text{stat.}}$	$4996 \pm 5_{\text{stat.}}$
9	$270 \pm 2_{\text{stat.}}$	$1728 \pm 4_{\text{stat.}}$	$3640 \pm 4_{\text{stat.}}$	$4965 \pm 4_{\text{stat.}}$
10	$361 \pm 4_{\text{stat.}}$	$1761 \pm 4_{\text{stat.}}$	$3725 \pm 4_{\text{stat.}}$	$5068 \pm 4_{\text{stat.}}$
11	$340 \pm 3_{\text{stat.}}$	$1617 \pm 3_{\text{stat.}}$	$3418 \pm 3_{\text{stat.}}$	$4659 \pm 4_{\text{stat.}}$
12	$340 \pm 3_{\text{stat.}}$	$1614 \pm 4_{\text{stat.}}$	$3391 \pm 4_{\text{stat.}}$	$4609 \pm 5_{\text{stat.}}$
13	$294 \pm 2_{\text{stat.}}$	$1682 \pm 4_{\text{stat.}}$	$3574 \pm 4_{\text{stat.}}$	$4865 \pm 4_{\text{stat.}}$
14	$296 \pm 2_{\text{stat.}}$	$1611 \pm 3_{\text{stat.}}$	$3394 \pm 4_{\text{stat.}}$	$4633 \pm 4_{\text{stat.}}$
15	-	$1677 \pm 3_{\text{stat.}}$	$3561 \pm 4_{\text{stat.}}$	$4851 \pm 4_{\text{stat.}}$

Um die in ADC-Kanälen angegebenen Signalamplituden in eine Vorverstärkerausgangsspannung an $50\,\Omega$ umzurechnen, müssen neben den Ein- und Ausgangswiderständen der einzelnen Komponenten auch die Verstärkungen der Low-Gain-Kanäle des VME-Shaper-Moduls bekannt sein.
Zunächst können die Amplituden mittels der Auflösung des jeweiligen Analog-Digital-Wandlers in eine Spannung umgerechnet werden. Bei einer maximalen Spitze-Spitze-Spannung von $U_{\text{ss}} = 5\,\text{V}$ und 65536 Kanälen (16-bit) besitzt der bei der Strahlzeit verwendete SIS3302 VME-SADC eine Auflösung von ungefähr $0,076\,\text{mV}/\text{ADC-Kanal}$. Im Gegensatz dazu beträgt die Auflösung beim CAEN V1724 ADC, welcher bei der Messung kosmischer Myonen zum Einsatz gekommen ist, bei $U_{\text{ss}} = 2,25\,\text{V}$ und 16384 möglichen Kanälen (14-bit) etwa $0,137\,\text{mV}/\text{ADC-Kanal}$.

Zur Messung der Eingangswiderstände der ADCs wird ein Signal mit wohldefinierter Amplitude in einen ADC gespeist und die Peakposition der Verteilung der Amplituden bestimmt. Hierbei ist es von großer Bedeutung, dass der Ausgangswiderstand des Geräts, welches das Signal ausgibt, sehr gut bekannt ist (hier $R = 50\,\Omega$). Über die zuvor angesprochene Auflösung kann die ermittelte Peakposition in eine Spannung umgerechnet werden. Letztendlich wird über

$$U_{\text{Aus}} = \frac{R_{\text{L}}}{R_{\text{L}} + 50\,\Omega} \cdot U_{\text{Ein}} \Leftrightarrow R_{\text{L}} = \frac{U_{\text{Aus}} \cdot 50\,\Omega}{U_{\text{Ein}} - U_{\text{Aus}}} \tag{10.4}$$

der Eingangswiderstand der ADCs berechnet. Für das SIS3302 VME-SADC ergibt sich ein Wert von $R \approx 51\,\Omega$, wohingegen das CAEN V1724 ADC $R = 92\,\Omega$ besitzt.
Beim VME-Shaper-Modul muss beachtet werden, dass die gemessene Ausgangsspannung stark von der Anstiegszeit des eingekoppelten Signals abhängt. Aus diesem Grund wird die Messung mit einem Single Channel Desktop Digital Detector Emulator DT5800S von CAEN durchgeführt, um ein Vorverstärkersignal, wie es bei Bleiwolframat auftritt, mit einer Anstiegszeit im Bereich von $(90 - 100)$ ns zu imitieren. Für die Messung wurde eine Anstiegszeit von 100 ns gewählt. Mit Hilfe der zuvor vorgestellten Herangehensweise und der Gleichung 10.4 kann für die Shaper-Eingangskanäle ein Widerstand von ungefähr $2,6\,\text{k}\Omega$ ermittelt werden, wohingegen der Ausgangswiderstand der Low-Gain-Kanäle etwa $36,5\,\Omega$ beträgt. Darüber hinaus muss die Nicht-Linearität der Low-Gain-Kanäle berücksichtigt werden. In [101] durchgeführte Studien zeigen, dass die Verstärkung der einzelnen Kanäle von der Höhe der Signalamplitude abhängig ist. Die Verstärkungsfaktoren für die Strahlzeit, welche mittels der in [101] angegebenen Gleichung berechnet wurden, bewegen sich in einem Bereich von $0,71 - 0,79$. Der Basel-LNP-Vorverstärker selbst ist mit $50\,\Omega$ abgeschlossen. In Abbildung 10.7 sind die Ein- und Ausgangswiderstände der bei den Messungen verwendeten Komponenten schematisch dargestellt. Über das Ohmsche Gesetz bzw. den Rechenregeln für Widerstände



(a) (b)

Abbildung 10.7: Ein- und Ausgangswiderstände der einzelnen Komponenten bei (a) der Messung kosmischer Myonen und (b) der ELSA-Strahlzeit

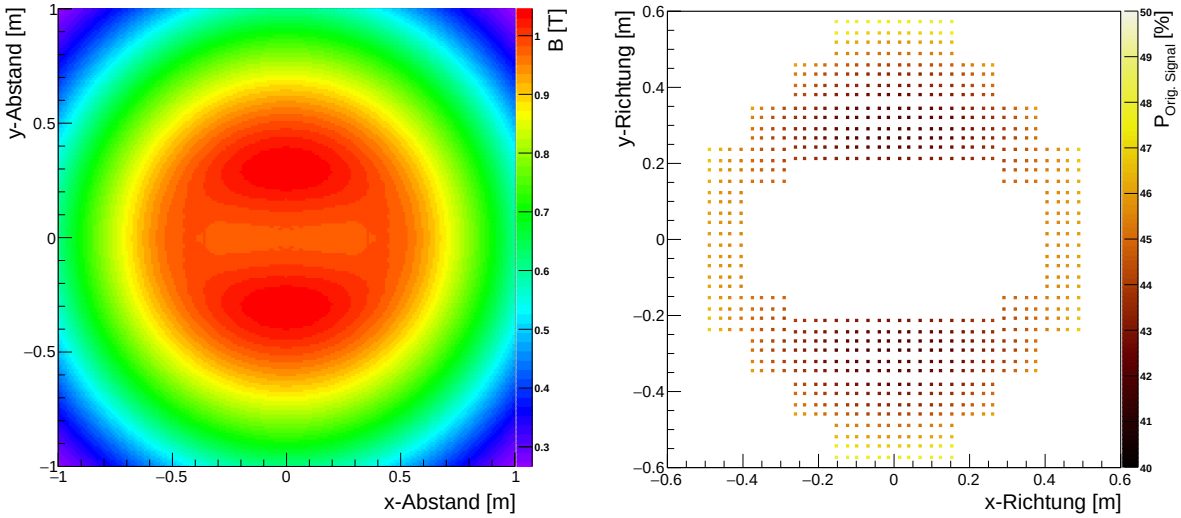
kann zunächst auf eine Leerlaufspannung des Basel-LNP-Vorverstärker geschlossen werden, woraufhin eine Vorverstärkerausgangsspannung für den Fall, dass der Vorverstärker mit einem $50\,\Omega$-Gerät verbunden ist, ermittelt wird. Die so erhaltenen Werte sind in 10.3 für die einzelnen Energien aufgelistet. Um nun eine Aussage über die Vorverstärkerausgangsspannung in mV/GeV zu treffen, werden die ermittelten Spannungen jeder Kristallposition gegen die jeweilige im Kristall deponierte Energie aufgetragen. Aus der Geradensteigung einer linearen Anpassung an die Daten kann der maximale Wert in mV/GeV der 16 Einheiten bestimmt werden. Der höchste erzielte Werte trat bei der Einheit an Position 5 mit einer Steigung von $m = (187,7 \pm 0,6)\,\text{mV/GeV}$ und einem y-Achsenabschnitt von $b = (0,6 \pm 0,2)\,\text{mV}$ auf. Für die weiteren Berechnungen wird 200 mV/GeV angenommen, wobei ein Sicherheitsfaktor von etwa 5% berücksichtigt wurde.

Tabelle 10.3: Bestimmte Vorverstärkerausgangsspannungen bei einem 50 Ω-Abschluss

Position	$E_{\text{dep.}} = 230\,\text{MeV}$ $U_{\text{Vorverstärker}}$ [mV]	$E_{\text{dep.}} = 1\,\text{GeV}$ $U_{\text{Vorverstärker}}$ [mV]	$E_{\text{dep.}} = 1,92\,\text{GeV}$ $U_{\text{Vorverstärker}}$ [mV]	$E_{\text{dep.}} = 2,54\,\text{GeV}$ $U_{\text{Vorverstärker}}$ [mV]
0	$38{,}6 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$	$173{,}3 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$	$336{,}9 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$446{,}7 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$
1	$36{,}9 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$164{,}8 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$323{,}6 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$429{,}9 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$
2	$42{,}2 \pm 0{,}5_{\text{stat.}}$	$180{,}7 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$	$350{,}1 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$464{,}9 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$
3	$38{,}3 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$	$172{,}9 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$337{,}6 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$447{,}9 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$
4	$33{,}8 \pm 0{,}2_{\text{stat.}}$	$144{,}3 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$304{,}2 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$402{,}4 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$
5	$42{,}2 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$186{,}8 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$	$361{,}8 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$	$480{,}8 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$
6	$36{,}4 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$167{,}8 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$329{,}6 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$437{,}2 \pm 0{,}2_{\text{stat.}}$
7	$34{,}2 \pm 0{,}2_{\text{stat.}}$	$155{,}4 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$315{,}6 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$419{,}8 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$
8	$39{,}2 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$	$167{,}4 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$329{,}0 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$437{,}8 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$
9	$28{,}8 \pm 0{,}2_{\text{stat.}}$	$167{,}7 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$	$327{,}2 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$435{,}3 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$
10	$38{,}5 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$	$170{,}7 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$	$334{,}1 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$443{,}7 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$
11	$36{,}3 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$148{,}6 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$309{,}3 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$410{,}4 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$
12	$36{,}3 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$148{,}0 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$306{,}6 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$406{,}3 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$
13	$31{,}4 \pm 0{,}2_{\text{stat.}}$	$161{,}6 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$321{,}8 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$427{,}2 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$
14	$31{,}6 \pm 0{,}2_{\text{stat.}}$	$147{,}4 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$307{,}1 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$408{,}3 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$
15	-	$160{,}6 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$320{,}7 \pm 0{,}3_{\text{stat.}}$	$426{,}0 \pm 0{,}4_{\text{stat.}}$

10.6 Verteilung

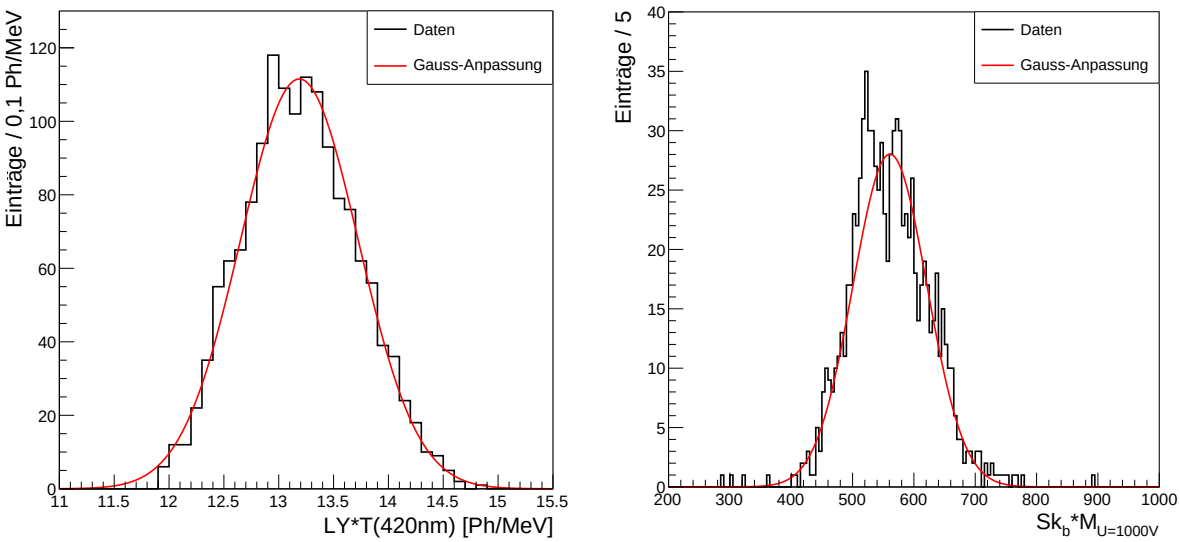
Um letztendlich die benötigte Verstärkung der Vorverstärker zu bestimmen, wird eine vorläufige Verteilung von Detektoren und Kristallen auf der Vorwärtsendkappe erstellt. Diese basiert auf Grundlage der gemessenen Verstärkung $M_{\text{U=1000 V}}$ bzw. dem prozentualen Anteil der anfänglichen Signalstärke $P_{\text{Orig. Signal}}$ der Vakuumphototetroden innerhalb des Magnetfeldes bei 1000 V, deren Kathodensensitivität Sk_{b} auf blaues Licht, der an der Position herrschenden Magnetfeldstärke $B_{\text{Pos.}}$, der Strahlenhärte dk, der Lichtausbeute LY und Transmissivität $T(420\,\text{nm})$ der Bleiwolframat-Kristalle bei Bestrahlung mit einer 420 nm-Lichtquelle.
Jeder späteren Position einer Einheit kann zunächst, basierend auf einer Simulation des Magnetfeldes im Bereich von 0 mm<x-Abstand (Breite)<1000 mm, 0 mm<y-Abstand (Höhe)< 1000 mm und 2050 <z-Abstand (Tiefe, in Strahlrichtung vom Interaktionspunkt)<2400 mm, eine Magnetfeldstärke $B_{\text{Pos.}}$ und somit auch ein prozentualer Anteil der originalen Signalstärke zugeordnet werden. Die Magnetfeldstärke ist in Abbildung 10.8(a) für $z = 2250\,\text{mm}$ dargestellt. Im Bereich der VPTT-Submodule ist $B_{Pos.} = (0,94 - 1,05)\,\text{T}$. Da zum Zeitpunkt der Erstellung nur 411 Vakuumphototetroden im Magnetfeld vermessen waren, konnten nicht die individuellen Werte der VPTTs verwendet werden, sondern es wurden Werte für den prozentualen Anteil der originalen Signalstärke bei $0,8\,\text{T}$ und $1\,\text{T}$ herangezogen, die sich im Abstand von $1,645\,\sigma$ von der Peakposition einer durchgeführten Gauß-Anpassung befanden. An diese wurde eine lineare Funktion anpasst, wodurch für jede VPTT-Position ein prozentualer Anteil, wie in Abbildung 10.8(b) zu sehen, berechnet werden konnte.
Da die mit VPTTs bestückten Einheiten der größten Strahlenbelastung ausgesetzt sind, ist die Strahlenhärte der Kristalle einer der wichtigsten Parameter. Zunächst werden die 1500 strahlenhärtesten, für die Vorwärtsendkappe gefertigten Kristalle ausgewählt. Ein Maß für



(a) (b)

Abbildung 10.8: (a) Magnetfeld im Bereich der Vorwärtsendkappe und (b) prozentualer Anteil der originalen Signalstärke durch das Magnetfeld bedingt

die Strahlenhärte ist hierbei durch den longitudinalen Absorptionskoeffizienten dk gegeben, welcher die Änderung der Transmission nach einer γ-Bestrahlung mit einer integralen Dosis von 30 Gy angibt. Je geringer der gemessene dk-Wert ist, umso geringer fallen Änderungen durch Strahlenbelastung aus. Der dk-Wert der 1500 Bleiwolframat-Kristalle deckt einen BBereich von $(0,21-0,75)\,\mathrm{m}^{-1}$ ab und liegt im Mittel bei $dk = 0,63\,\mathrm{m}^{-1}$. Des Weiteren ist somit



(a) (b)

Abbildung 10.9: (a) Produkt aus Lichtausbeute LY und Transmission $T(420\,\mathrm{nm})$ und (b) Produkt aus Kathodensensitivität Sk_b und gemessener Verstärkung $M_{\mathrm{U}=1000\,\mathrm{V}}$

auch die Transmissivität $T(420\,\mathrm{nm})$ und die Lichtausbeute LY festgelegt. Die longitudinale Transmissivität $T(420\,\mathrm{nm})$ wird bestimmt, indem eine Lichtquelle mit einer Wellenlänge von $\lambda = 420\,\mathrm{nm}$ in die Frontfläche des Kristalls strahlt und der Anteil, der an der Rückfläche wieder austritt, gemessen wird. Die Messung der Lichtausbeute LY wird mithilfe eines Standard-Photomultipliers innerhalb eines auf $18\,^\circ$ gestellten Klimaschranks durchgeführt. Das Signal, welches durch Photonen des ^{137}Cs mit einer Energie von 662 keV verursacht wird, dient zur Kalibration. Die Lichtausbeute LY wird somit in Photoelektronen/MeV und bereits mit einem Messfehler von ± 1 Ph/MeV angegeben. Für die Berechnung der Verstärkung der Vorverstärker wird mit dem höheren Wert weitergerechnet. In Abbildung 10.9(a) ist das Produkt $LY \cdot T(420\,\mathrm{nm})$ aus Lichtausbeute und Transmissivität dargestellt. Für die VPTTs wird ebenfalls das Produkt aus der gemessenen Verstärkung $M_{\mathrm{U=1000\,V}}$ und Kathodensensitivität Sk_{b} berechnet (siehe 10.9(b)). Sk_{b} beschreibt hierbei den gemessenen Kathodenstrom, wenn bei dem in 9.4.1 beschriebenen Messverfahren ein Blaufilter in Front des Photomultipliers geschoben wird. Aufgrund des Blaufilters kann die Größe nicht mehr in Lumen angegeben werden und somit ist sie einheitenlos.

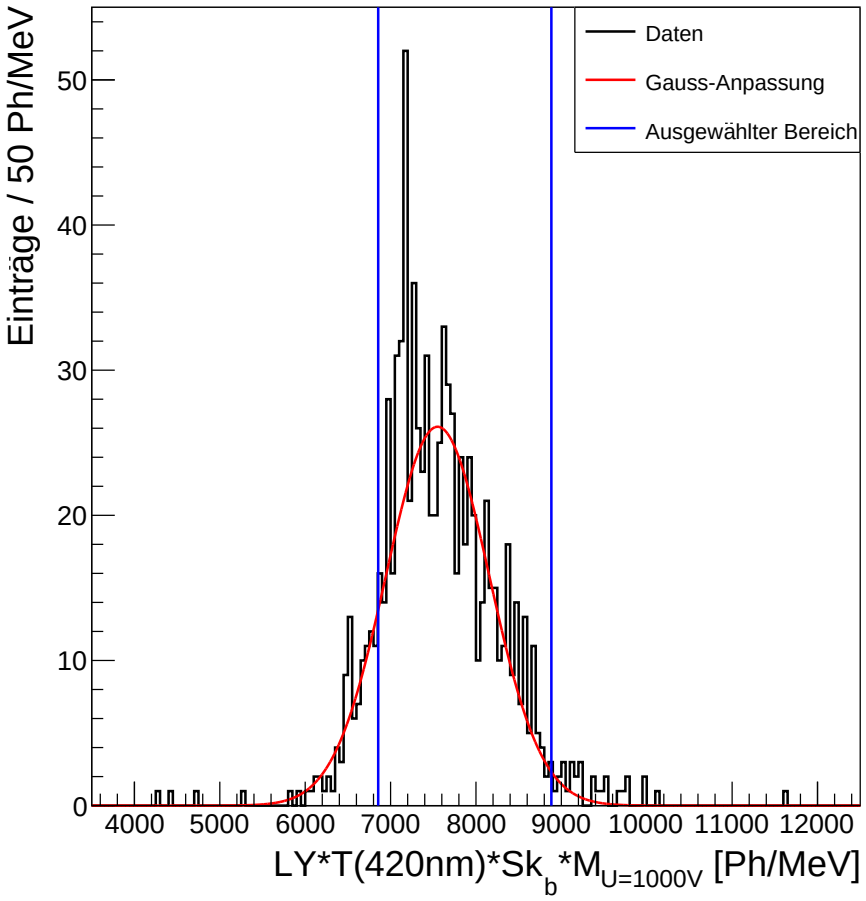
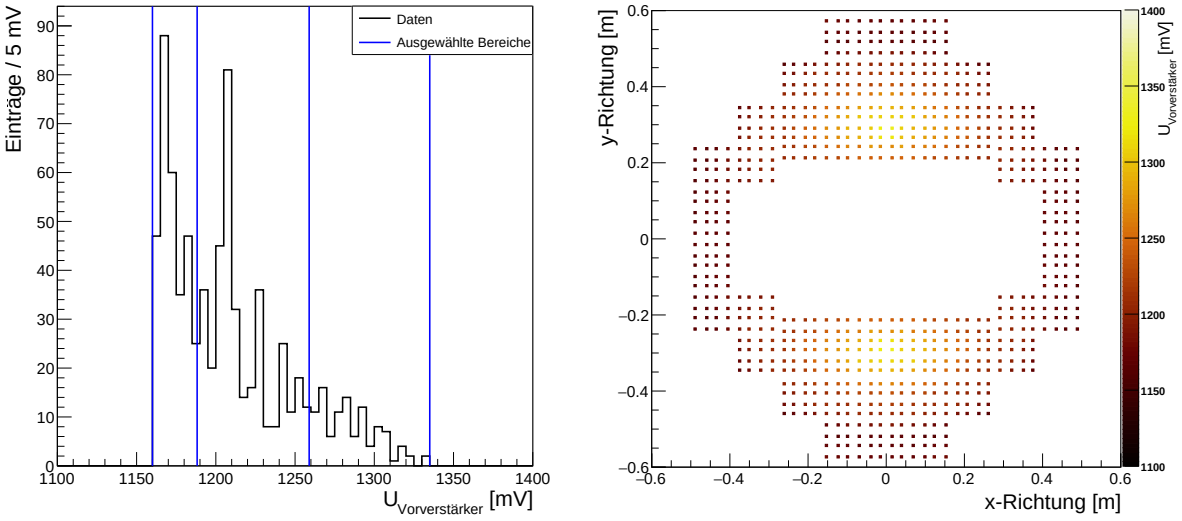


Abbildung 10.10: Produkt aus Lichtausbeute LY, Transmission $T(420\,\mathrm{nm})$, Kathodensensitivität Sk_{b} und der Verstärkung $M_{\mathrm{U=1000\,V}}$ der höchsten Kombination

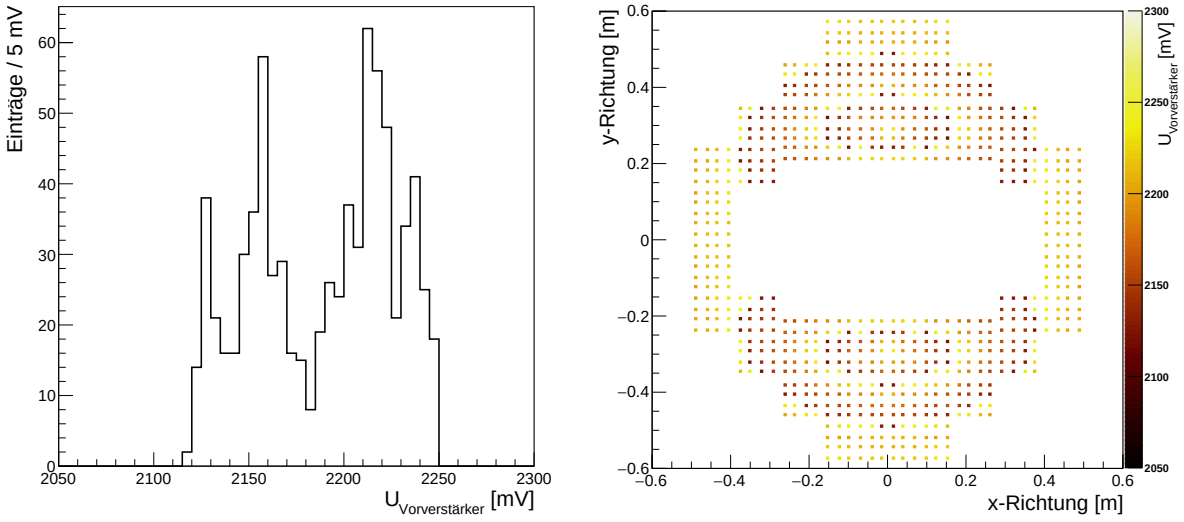
Als nächstes werden Kombinationen von Kristall-Photodetektor-Einheiten so gebildet, dass das Produkt $LY \cdot T(420\,\mathrm{nm}) \cdot Sk_{\mathrm{b}} \cdot M_{\mathrm{U=1000\,V}}$ möglichst groß wird. Abbildung 10.9 zeigt die erhaltene Verteilung. Hieraus müssen insgesamt 800 Einheiten ausgewählt werden. 768 Ein-



(a) (b)

Abbildung 10.11: (a) Histogramm der sich ergebenen Vorverstärkerausgangsspannung $U_{\text{Vorverstärker}}$ und (b) die dazugehörige Verteilung auf der Endkappe der elektromagnetischen Kalorimeters

heiten für den finalen Einbau in die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters und 32 Einheiten, die als Ersatz gedacht sind, falls während der Produktion Kristalle oder VPTTs zu Bruch gehen. Bei der Auswahl wurde darauf geachtet, dass die Werte eine nicht zu große Streuung besitzen. Die ausgewählten Einheiten liegen in einem Bereich von etwa 6855 Ph/MeV bis zu knapp über 8883 Ph/MeV. Dies ist in der Abbildung nochmals durch die beiden blauen Striche verdeutlicht.
Daraufhin werden die Kristall-Photodetektoren-Einheiten an die einzelnen Positionen gesetzt. Mit Hilfe der Parameter der VPTT-Einheit mit der größten Steigung von 200 mV/GeV und der daraus resultierenden maximalen Vorverstärkerausgangsspannung von 2400 mV bei 12 GeV können die in Ph/MeV angegebenen Werte in Spannungen in mV umgerechnet werden. Hierzu wird das Verhältnis zwischen den beiden Werten von $LY \cdot T(420\,\text{nm}) \cdot Sk_{\text{b}} \cdot M_{\text{U}=1000\,\text{V}}$ gebildet, dieses mit dem prozentualen Anteil des ursprünglichen Signals ohne Magnetfeld und der maximalen Vorverstärkerausgangsspannung von 2400 mV multipliziert. Daraus ergeben sich die in 10.11 dargestellten Diagramme. Es ist offensichtlich, dass die maximal mögliche Vorverstärkerausgangsspannung von $2,25\,\text{V}$ nicht annähernd erreicht werden kann. Für die drei, in Blau eingezeichneten Bereiche wurden deswegen neue Verstärkungen für die Vorverstärker gewählt. Im ersten Bereich wird Verstärkung von 0,89 V/pC, im zweiten eine von 0,84 V/pC und im dritten eine Verstärkung von 0,79 V/pC vonnöten sein, um die in Abbildung 10.12 gezeigten Spannungen in einem Bereich von $(2100 - 2250)\,\text{mV}$ zu erreichen. Da sich diese Verstärkungen der Vorverstärker mit Kondensatoren nicht ohne weiteres erreichen lassen, wurden Verstärkungen von 0,7 V/pC, 0,8 V/pC und 0,9 V/pC gewählt, was Kondensatoren mit 0,7 pF, 0,6 pF und 0,5 pF entspricht. Da die Ungenauigkeiten bei solchen geringen Kapazitäten auftreten, wurden alle Vorverstärker nochmals vermessen. Auf Grundlage dieser neu bestimmten Verstärkungen wurde ein finale Anordnung am HISKP der Universität Bonn in [104] entwickelt.



(a) (b)

Abbildung 10.12: (a) Histogramm der sich ergebenen Vorverstärkerausgangsspannung $U_{\text{Vorverstärker}}$ nach Anpassung der Verstärkung und (b) die dazugehörige Verteilung auf der Endkappe der elektromagnetischen Kalorimeters

Kapitel 11

Zusammenbau eines finalen, mit VPTT-Einheiten bestückten Submoduls

11.1 Zusammenbau einer VPTT-Einheit

Für den Zusammenbau einer VPTT-Einheit wird zunächst neben einer Hamamatsu R11375-MOD Vakuumphototetrode ein in Kapitel 10.1 vorgestellter Basel-LNP-Vorverstärker SP883d mit passender Verstärkung sowie ein runder, passiver Spannungsteiler des Typs SP883d_HV benötigt. Der Spannungsteiler ist für Spannungen bis zu 1500 V ausgelegt und in Abbildung 11.1 dargestellt. Die VPTT wird über zwei 20 cm lange UL AWM Style 11027 Kabel der Firma Kabeltronik mit Hochspannung versorgt. Der Außendurchmesser der Kabel beträgt etwa 1,05 mm (AWG 24/7). Zur Unterscheidung des Spannungs-(rot) vom Massekabel (schwarz) werden unterschiedlich farbige Kabelisolierungen gewählt. Für die Versorgung des Vorverstärkers mit einer Niederspannung von ±6 V werden drei 17 cm lange Kabel desselben Typs, jedoch mit einem geringeren Durchmesser von ungefähr 0,85 mm (AWG 28/7) verwendet. Zusätzlich zur roten und schwarzen wird für das Kabel der −6 V-Spannungsversorgung eine blaue Kabelummantlung gewählt. Das Vorverstärkersignal wird über ein 20 cm langes Hirose Micro-Koaxialkabel mit U.FL-Stecker an ein Adapterboard weitergeleitet.

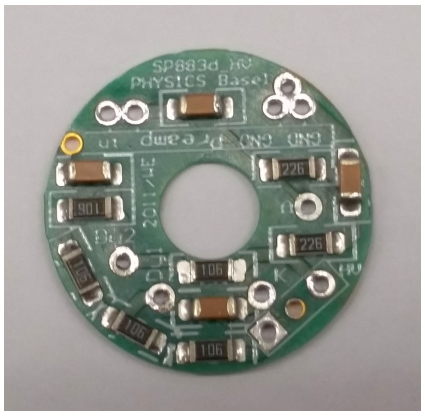


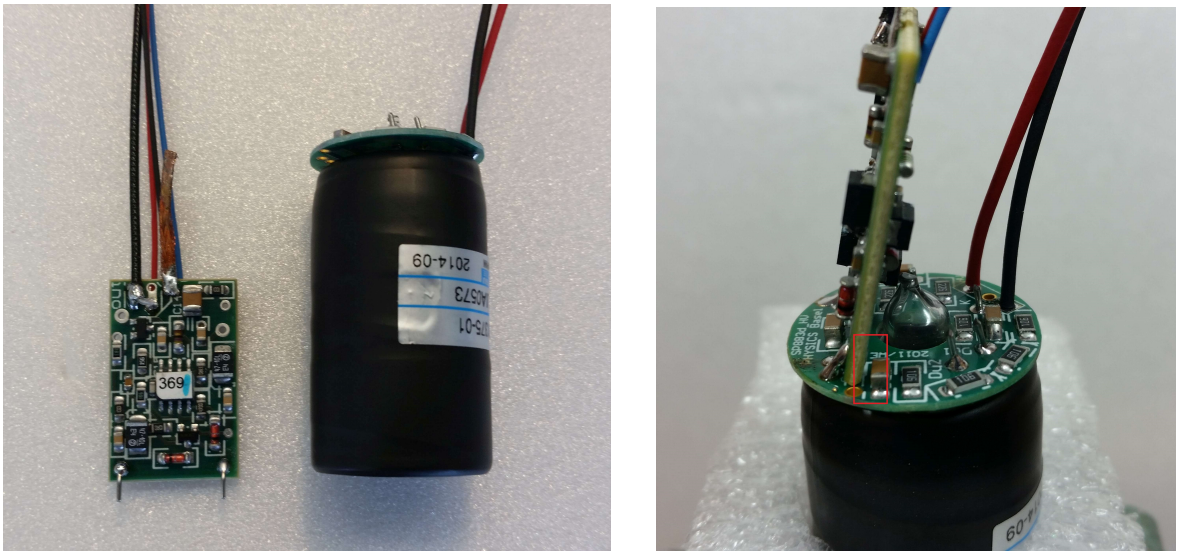
Abbildung 11.1: Spannungsteiler SP883d_HV

Als erstes wird der Spannungsteiler, an dem bereits die Kabel für die Hochspannungsversorgung an die für HV bzw. GND vorgesehenen Positionen gelötet sind, mit den Anschlusspins der vier Elektroden (Anode, Kathode, 1.Dynode und 2.Dynode) der Vakuumphototetrode verbunden. Bei diesem Vorgang muss die Orientierung des Spannungsteilers beachtet werden, da jede Elektrode einen dedizierten Kontaktpunkt auf dem Spannungsteiler besitzt.

Ein großer Vorteil gegenüber vorherigen Designs ist seine Geometrie. Die Durchmesser von VPTT und Spannungsteiler sind nicht nur identisch, sondern der Spannungsteiler hat zusätzlich noch eine Öffnung in der Platinenmitte, sodass er über den Pumpstutzen der VPTT gezogen werden kann. Da innerhalb eines VPTT-Submoduls der Vorwärtsendkappe des $\overline{\text{P}}$ANDA-EMC nur begrenzter Platz für die elektronischen Komponenten zur Verfügung steht, konnte durch diese Bauform enorm Platz eingespart werden.

Allgemein muss bei der Anbringung des Spannungsteilers darauf geachtet werden, dass ein gewisser Abstand von ca. 1 mm zwischen dem Sockel der Vakuumphototetrode und dem Spannungsteiler eingehalten wird. Anderenfalls berühren die abgeschnittenen Drähte, die im

Inneren für die Halterung der einzelnen Elektroden sorgen, die Rückseite des PCB, wodurch bei zu einem späteren Zeitpunkt durchgeführten Tests positive als auch negative Signale mit zufälligen Amplituden in willkürlichen Zeitabständen auftreten können. In einigen Fällen konnten Verschmutzungen durch Fingerabdrücke oder Flussmittelrückstände auf dem Sockel bzw. dem Spannungsteiler als Grund ausgemacht werden, wohingegen in anderen Fällen eine Säuberung erfolglos blieb. Auf ein isolierendes Material zwischen dem Spannungsteiler und dem Sockel wurde verzichtet, da hierdurch weitere Arbeitsschritte für die Produktion der mindestens 768 finalen VPTT-Einheiten entstanden wären und der Nutzen den Aufwand nicht gerechtfertigt hätte, da ein einfacher Abstand von wenigen Millimetern genügt.
Weiterhin wird durch die einfachere Anbringung, welche durch das neue Design begünstigt ist, auch der mechanische Stress auf den Glaskolben der Vakuumphototetrode reduziert, wodurch eine mögliche Beschädigung und damit verbundener Vakuumverlust vermieden wird.
Als nächstes wird neben den Kabeln für das Signal und die Niederspannungsversorgung zusätzlich ein Stück Kupfergeflecht an die Masse des Vorverstärkers für die spätere elektrische Abschirmung gelötet. In Abbildung 11.2(a) ist der vorbereitete Vorverstärker sowie eine Vakuumphototetrode mit Spannungsteiler zu sehen.
Der Vorverstärker, welcher der Vakuumphototetrode nach [104] zugeordnet wurde, wird in einem Winkel von etwa 80° mit dem Spannungsteiler verbunden. Neben dem Rauschen der verwendeten Komponenten ist das Rauschen des Vorverstärkers von der Kapazität des angeschlossenen Photodetektors abhängig. Da die VPTT selbst eine Kapazität von ca. 22 pF besitzt, sollten die Verbindungskabel so kurz wie möglich gehalten werden, um eine Erhöhung der Gesamtkapazität und somit des Rauschen des Detektorsystems zu vermeiden.
Des Weiteren muss bei diesem Schritt darauf geachtet werden, dass das für das Signal verantwortliche Verbindungsstück nicht den Kondensator auf der gegenüberliegenden Seite berührt. Dies würde zu keinem Signal am Vorverstärkerausgang führen. Abbildung 11.2 zeigt das An-



(a) (b)

Abbildung 11.2: (a) Vorbereiteter Vorverstärker und an die VPTT gelöteter Spannungsteiler
(b) Anbringen des Vorverstärkers an den Spannungsteiler

bringen des Vorverstärkers an den Spannungsteiler. Der bei diesem Vorgang kritische Bereich ist in Rot eingezeichnet.
Daraufhin wird ein 7 cm langes Stück Schrumpfschlauch, der auch bei der Produktion der Vakuumphototetroden von Hamamatsu benutzt wird, mit einer Wandstärke von 150 µm verwendet, um die VPTT und die beiden Platinen zu bedecken.
Anschließend wird die so produzierte Photodetektor-Vorverstärker-Einheit auf Funktionstüchtigkeit getestet, um frühestmöglich auftretende Fehler erkennen und beseitigen zu können. In diesem Produktionsschritt gestaltet sich die Reparatur noch recht simpel. Für den Test wird die Einheit in einem Teststand mit Hoch- und Niederspannung versorgt, die Photokathode mit Licht aus einem Lichtpulsersystem bestrahlt und das Vorverstärkersignal am Oszilloskop betrachtet. Neben den bereits erwähnten Problemen durch Verschmutzungen können auch Kriechströme im Koppelkondensator eine mögliche Ursache für fehlerhafte Signale darstellen.
Falls der Test bestanden wurde, kann der obere Teil der Einheit, welcher den Spannungsteiler und den Vorverstärker umfasst, mit ungefähr 5 ml einer zwei komponentigen, auf Silikon basierenden Vergussmasse namens Elastosil RT601 A/B der Firma Wacker vergossen werden. Dies gewährt eine gewisse mechanische Stabilität, eine elektrische Isolierung zwischen den einzelnen Komponenten sowie Schutz vor Flüssigkeiten oder Schmutzablagerungen.
Um die geforderten Energieschwellen einer einzelnen Einheit von 3 MeV zu erreichen, ist ein niedriges Rauschniveau der Photodetektor-Vorverstärker-Einheit von essentieller Bedeutung, sodass eine sehr gute elektrische Abschirmung vonnöten ist. Hierzu wird zunächst ein $7,5$ cm langes Stück selbstklebende Kupferfolie, an die zusätzlich ein aus verzinntem Kupfergeflecht bestehendes Masseband mit einer Öse gelötet ist, um den oberen Teil der Einheit, in dem sich der Vorverstärker befindet, gewickelt. Das Masseband wird daraufhin zur weiteren elektrischen Abschirmung mit der Masselage des Vorverstärkers über das zuvor angesprochene Stück Kupfergeflecht verbunden. Danach folgt eine zweite Lage aus $7,5$ cm langen selbstklebenden Aluminium-Abschirmband 1170 von 3M. Der Kleber des Abschirmbandes besitzt eine so gute elektrische Leitfähigkeit, dass eine elektrische Verbindung zur Masselage des Vorverstärkers über das Kupferband gegeben ist.

Abbildung 11.3: Finale Photodetektor-Vorverstärker-Einheit

Als letztes wird die Einheit, wie in Abbildung 11.3 zu sehen, mit einem Barcode-Aufkleber versehen, um die eindeutige Identifikation der Vakuumphototetrode bzw. des Vorverstärkers zu gewährleisten.

11.2 Zusammenbau eines Submoduls

Nachdem bei den produzierten Photodetektor-Vorverstärker-Einheiten die elektrische Schirmung geprüft und nochmals die Funktionstüchtigkeit getestet wurde, kann mit der Kopplung zwischen Einheit und Szintillationskristall fortgefahren werden. Eine Kopplung mittels optischen Gels BC-630 der Firma Saint-Gobain Crystals oder bereits zum Vergießen verwendeten Elastosils RT601 A/B stellte sich bei früheren Strahlzeiten als nicht optimal heraus, da sich die optischen Eigenschaften mit der Zeit veränderten bzw. die Kopplung mechanisch nicht stabil genug war und sich löste. Somit wurde eine irreversible Kopplung bevorzugt.
Vor dem Klebeprozess wird die Rückfläche des bereits in hoch reflektierende Spiegelfolie (DF 2000 MA) gewickelten Kristalls mit Dowsil PR-1200 grundiert. Durch die Grundierung werden die optischen Eigenschaften der Kopplung nicht verschlechtert, jedoch werden die Hafteigenschaften des Bleiwolframat-Kristalls enorm verbessert, wodurch ein Lösen der Kopplung durch Kühlzyklen verhindert werden soll. Des Weiteren wird die Frontfläche der Vakuumphototetrode noch von vom Vergießen stammenden Silikonrückständen befreit und mit Dowsil OS-20 gereinigt, um Verunreinigungen, die die Kopplung beeinträchtigen könnten, zu entfernen. Letztendlich wird neben der VPTT noch eine LED, welche zum Ausheilen des Szintillationskristalls von Strahlenschäden dienen soll, mit dem bei Raumtemperatur vulkanisierenden Silikon namens Dowsil RTV-3145 an den aufrecht stehenden Kristall gekoppelt. Die Güte der Kopplung wird mit einer Kamera überprüft und in einem Bild festgehalten. Die Klebung muss mindestens eine Woche lang aushärten, bevor mit weiteren Arbeitsschritten fortgefahren werden kann. Eine genaue Beschreibung der Kopplungsprozedur ist in [30] gegeben.

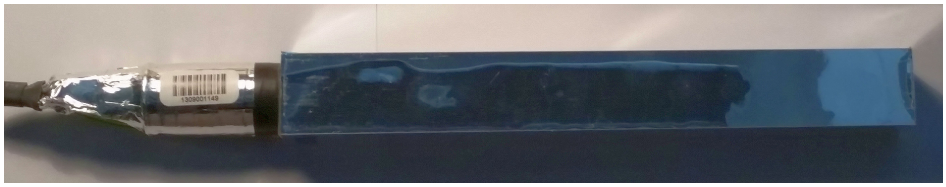


Abbildung 11.4: Finale Photodetektor-Kristall-Einheit

Nach einem weiteren Test können, sobald acht oder 16 in Abbildung 11.4 zu sehende Photodetektor-Kristall-Einheiten gefertigt wurden, diese zu einem Submodul zusammengefasst werden. Hauptbestandteil ist eine die Einheiten umgebene, aus 180 µm dicker Kohlefaser bestehende Alveole. Diese besitzt für vier Photodetektor-Kristall-Einheiten jeweils zwei bzw. vier Kammern, die zusammen einen halben bzw. ganzen Pyramidenstumpf ergeben. In jede Kammer wird zusätzlich ein aus zwei Teilen aufgebautes Kohlefaserkreuz eingesetzt, damit jeder Kristall von der gleichen Menge an Material umgeben ist. Im Falle eines aus 16 Einheiten bestehenden Submoduls werden zwei zuvor definierte Einheiten mit den in Kapitel 8.5.2 angesprochenen Sensoren zur Temperaturüberwachung versehen. Nachdem alle Einheiten sich an den vorgegebenen Positionen befinden, können die Photodetektor-Kristall-Einheiten einer Kammer mit Hilfe eines aus Aluminium gefertigten Inserts in die Alveole geschoben werden. Am Ende sollten die Inserts mit den Außenkanten der Alveole abschließen und die Photo-

detektoren umgeben. Im Nachhinein werden auch die Lichtfasern der Lichtpulser in die Inserts gesetzt. Abgeschlossen wird das Ganze durch eine 8 mm dicke Mountplate, an der alle vier Inserts angeschraubt werden. Die Versorgungskabel für die Hoch- bzw. Niederspannung einer Kammer werden in einem Stecker des Micro-Fit-Systems von Molex bzw. des ZPD-Systems von JST zusammengefasst. Außerdem werden die Spannungskabel der Ausheil-LEDs mit einem Quetschstecker gebündelt. Abschließend werden alle Massebänder mithilfe der Öse, auf einer in die Mountplate geschraubte Gewindestange zusammengebracht, sodass alle Einheiten auf einer gemeinsamen Masse liegen.

11.3 Elektrische Verbindung eines Submoduls

Alle Kabel und Sensoren, die von dem Submodul weggehen, haben eine wohldefinierte Länge und wurden dabei so kurz wie möglich gehalten, sodass diese gerade durch die vorgesehenen Löcher in der Backplate passen.
Nachdem ein Submodul mit Hilfe eines Interface-Piece an der Backplate befestigt wurde, werden diese mit einem zweilagigen Adapterboard verbunden. Dieses wurde am HISKP der Universität Bonn entwickelt und besitzt eine quadratische Form mit einem rechteckigen Ausschnitt in der Mitte. Die Boards werden direkt an die Backplate geschraubt, sodass alle Hoch- und Niederspannungskabel, Temperatursensoren und LED-Kabel sowie Signalkabel direkt verbunden werden können.
Die Verbindung der analogen Signale zu den ADC-Boards, welche sich in Crates am Support-Frame befinden, wird mit den ultradünnen Koaxialkabeln Nexans Filotex 50 VMTX realisiert. Diese besitzen einen nur $0,2$ mm dicken Innenleiter und sind von einem Isolator aus Teflon umgeben. Die Hochspannung wird mittels bis zu vier Enviroflex-Kabeln von Huber+Suhner weitergeleitet. Für die Niederspannungsversorgung werden in den Elektronikrahmen Kupferblöcke eingelassen, von denen dann Kabel, die der Kabelsorte der Vorverstärkerversorgung entsprechen, weiterführen.
Des Weiteren befinden sich auf dem Adapterboard auch Steckplätze für die Temperatursensoren. Die Signale dieser werden über Flachbandkabel zu den entsprechenden THM$\overline{\text{P}}$s geleitet, die sich ebenfalls wie die ADC-Crates am Support-Frame befinden.

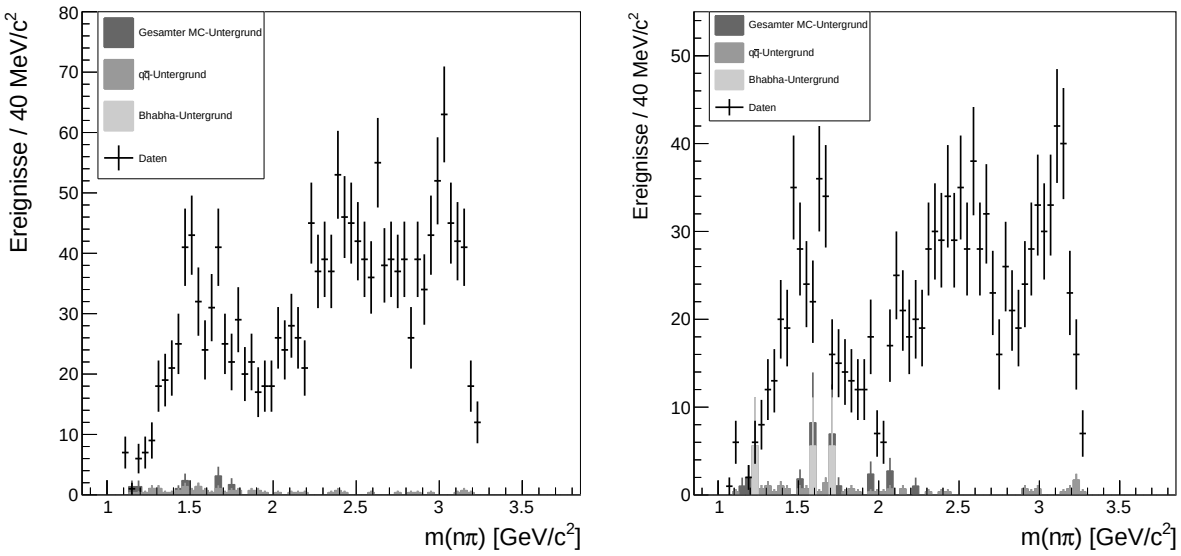
Kapitel 12

Zusammenfassung

Im Rahmen des zweiten Teiles dieser Arbeit wurden Entwicklungen bezüglich der Photodetektoren der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes präsentiert.
Zunächst wurde die Verstärkung und der Dunkelstrom aller 900, von der japanischen Firma Hamamatsu gefertigten R11375-MOD Vakuumphototetroden bei einer Versorgungsspannung von 750 V bestimmt, um die vom Hersteller angegebenen Parameter zu verifizieren. Es zeigte sich, dass die mittlere, gemessene Verstärkung von $52,7 \pm 0,2$ um etwa 4 % von den Herstellerangaben ($\overline{M} = 54,9 \pm 0,2$) abweicht. Dies kann sowohl auf die in Kapitel 9.4 Messmethodik als auch auf das Fehlen der Sammeleffizienz α in der Hamamatsu-Messung zurückzuführen sein. Es konnte insgesamt eine gute Übereinstimmung erzielt werden. Der gemessene Dunkelstrom liegt im Mittel bei ungefähr $(0,033 \pm 0,001)$ nA und stimmt mit den Angaben bezüglich des Dunkelstroms von $(0,026 \pm 0,003)$ nA gut überein. Um letztendlich Aussagen bezüglich der Verstärkung im finalen Betrieb des $\overline{\text{P}}$ANDA-Experimentes treffen zu können, wurde die Verstärkung auch bei einer Versorgungsspannung von 1000 V bestimmt. Die Erhöhung der Spannung führt zu einer mittleren Verstärkung von $63,2 \pm 0,02$, was einer relativen Erhöhung von etwa 20 % entspricht. Insgesamt musste nur eine Vakuumphototetrode aufgrund einer Beschädigung an Hamamatsu zurückgeschickt werden, jedoch erfüllten alle, nach der Vorserie produzierten Vakuumphototetroden die Anforderungen an die Verstärkung ($M > 40$) und den Dunkelstrom ($I_{\text{Dunkel}} < 1$ nA). Weiterhin zeigte sich eine stetige Verbesserung der Parameter im Laufe des Produktionsprozesses.
Um die maximale Vorverstärkerausgangsspannung von etwa 2,25 V bei der höchsten, bei $\overline{\text{P}}$ANDA zu erwartenden Energiedeposition von 12 GeV auszunutzen, war eine Anpassung der Verstärkung der Vorverstärker notwendig. Zu Beginn konnte mit Hilfe der Ergebnisse sowohl einer Strahlzeit an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA als auch einer Messung kosmischer Myonen eine Vorverstärkerausgangsspannung in Abhängigkeit von der Energie von ca. 200 mV/GeV bestimmt werden. Dieses Ergebnis und die Parameter der Vakuumphototetroden, der Bleiwolframat-Szintillationskristalle sowie des Magnetfeldes wurden anschließend genutzt, um eine mögliche Verteilung der einzelnen Photodetektor-Kristall-Einheiten zu erstellen. Es ergab sich eine maximale Ausgangsspannung von ungefähr 1250 mV bei einer Energiedeposition von 12 GeV. Somit konnte die Verstärkung der Vorverstärker erhöht werden. Es wurden drei Bereiche gewählt, wobei letztendlich Verstärkungen von 0,7 V/pC, 0,8 V/pC und 0,9 V/pC gewählt wurden.
Abschließend wurden die benötigten Schritte zur Fertigung eines mit VPTT-Einheiten bestückten Submoduls aufgezeigt. Neben den bei der Produktion möglichen Fehlerquellen wurden die Optimierungen zur Vermeidung dieser vorgestellt.

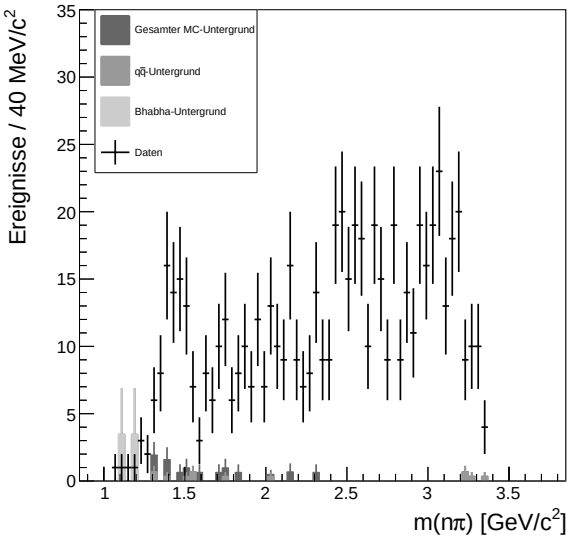
Anhang A

Verteilung der invarianten Massen $m(n\pi)$ und $m(p\pi)$

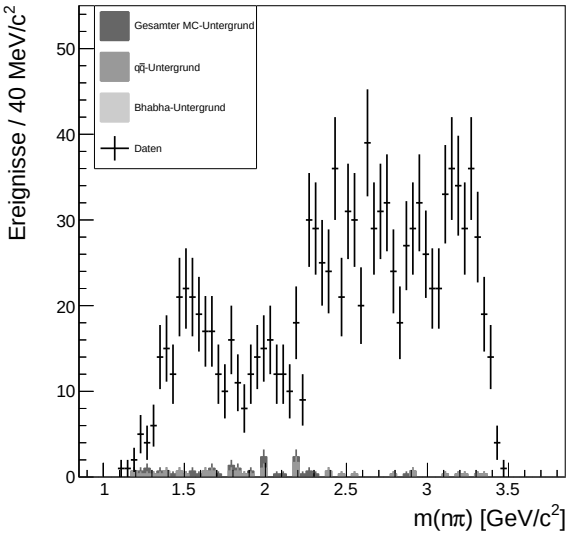


(a) (b)

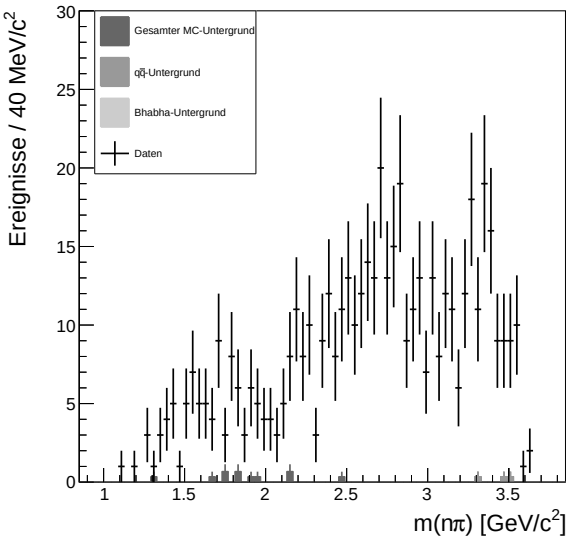
Abbildung A.1: Verteilung der invarianten Masse $m(n\pi)$ bei einer Schwerpunktsenergie von (a) $E_{\mathrm{cms}} = 4,23\,\mathrm{GeV}$ und (b) $E_{\mathrm{cms}} = 4,26\,\mathrm{GeV}$



(a)

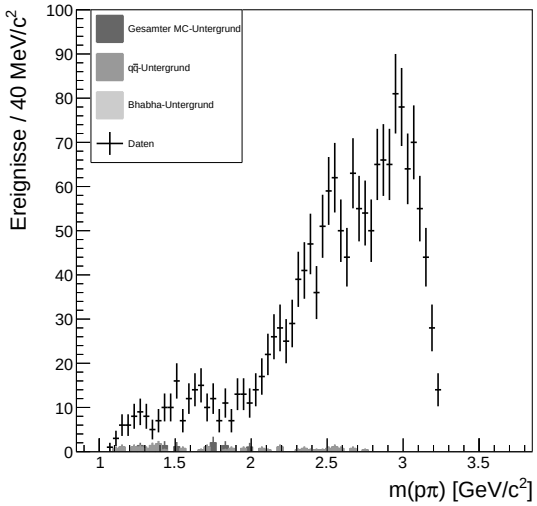


(b)

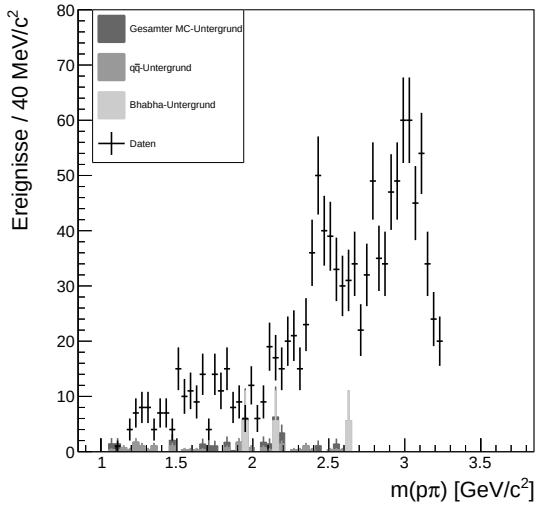


(c)

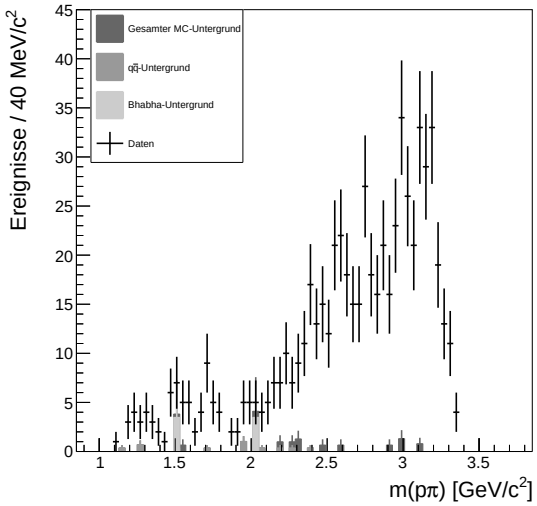
Abbildung A.2: Verteilung der invarianten Masse $m(n\pi)$ bei einer Schwerpunktsenergie von (a) $E_{\mathrm{cms}} = 4,36\,\mathrm{GeV}$, (b) $E_{\mathrm{cms}} = 4,42\,\mathrm{GeV}$ und (c) $E_{\mathrm{cms}} = 4,60\,\mathrm{GeV}$



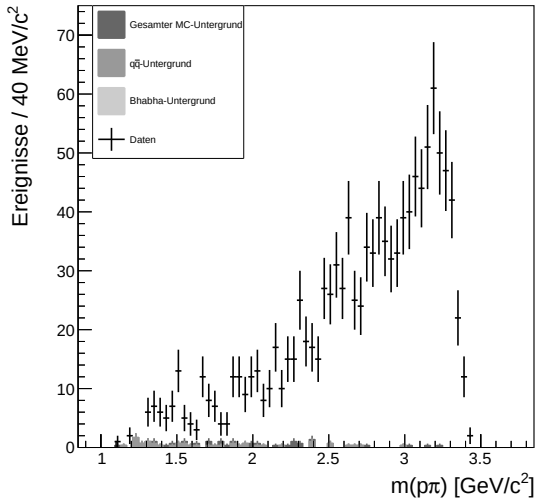
(a)



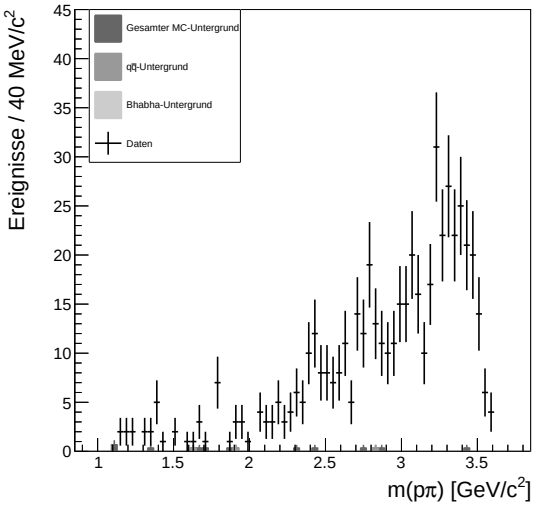
(b)



(c)



(d)



(e)

Abbildung A.3: Verteilung der invarianten Masse $m(p\pi)$ bei einer Schwerpunktsenergie von (a) $E_{\mathrm{cms}} = 4,23\,\mathrm{GeV}$, (b) $E_{\mathrm{cms}} = 4,26\,\mathrm{GeV}$, (c) $E_{\mathrm{cms}} = 4,36\,\mathrm{GeV}$, (d) $E_{\mathrm{cms}} = 4,42\,\mathrm{GeV}$ und (e) $E_{\mathrm{cms}} = 4,60\,\mathrm{GeV}$

Anhang B

Radiator-Funktion $W(x)$

Der Wirkungsquerschnitt für einen exklusiven Prozess $e^+e^- \rightarrow X_\mathrm{i}$, wobei X_i die hadronischen Endzustände bezeichnet, wird Born-Wirkungsquerschnitt σ_Born genannt. Aufgrund von Initial-State-Radiation-Prozessen wird jedoch der beobachtete Wirkungsquerschnitt σ für $e^+e^- \rightarrow \gamma_\mathrm{ISR} X_\mathrm{i}$ gemessen. Der beobachtete Wirkungsquerschnitt σ im Bezug auf den Born-Wirkungsquerschnitt σ_Born ist durch

$$\frac{d^2\sigma(s)}{dm d\cos\theta_\mathrm{ISR}} = \frac{2m}{s} W(s, x, \theta_\mathrm{ISR}) \sigma_\mathrm{Born}(m) \tag{B.1}$$

gegeben, wobei m die invariante Masse der Endzustände, s die quadrierte Schwerpunktsenergie des e^+e^--Anfangssystems, $x = 2 \cdot E_\mathrm{ISR}/\sqrt{s} = E_\mathrm{ISR}/E_\mathrm{Strahl}$ und E_ISR bzw. θ_ISR die Energie bzw. der Polarwinkel des ISR-Photons ist. In erster Näherung von Berechnungen der QED ergibt sich $W(s, x, \theta_\mathrm{ISR})$ zu

$$W(s, x, \theta_\mathrm{ISR}) = \frac{\alpha}{x\pi} \left(\frac{2 - 2x + x^2}{\sin^2\theta_\mathrm{ISR}} - \frac{x^2}{2} \right) \tag{B.2}$$

und gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein ISR-Photon mit $\theta_\mathrm{ISR} \gg m_e/\sqrt{s}$ emittiert wird. α ist die Feinstrukturkonstante und m_e die Masse des Elektrons. Bei der Integration über θ_ISR folgt folgende Energieabhängigkeit

$$\sigma(s) = \int_{M_\mathrm{th}}^{\sqrt{s}} dm \frac{2m}{s} W(s, x) \sigma_\mathrm{Born}(m) \tag{B.3}$$

mit der Radiator-Funktion $W(s, x) = \frac{2\alpha}{x\pi}(L - 1)\left(1 - x + \frac{x^2}{2}\right)$ und der Energieschwelle M_th eines bestimmten Zerfalls. Da der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung B.3 IR-divergent ist, sollte über eine erste Näherung hinausgegangen werden. Bis zu einer Näherung von α^2 wird die Radiator-Funktion zu:

$$\begin{aligned} W(s, x) =& \Delta \cdot \beta x^{\beta - 1} - \frac{\beta}{2}(2 - x) + \frac{\beta^2}{8} \cdot \\ & \left\{ (2 - x)[3\ln(1 - x) - 4\ln(x)] - 4\frac{\ln(x - 1)}{x} - 6 + x \right\} \end{aligned} \tag{B.4}$$

wobei

$$L = 2\ln\frac{\sqrt{s}}{m_e} \tag{B.5}$$

$$\Delta = 1 + \frac{\alpha}{\pi}\left(\frac{3}{2}L + \frac{1}{3}\pi^2 - 2\right)\delta_2 \tag{B.6}$$

$$\delta_2 = \left(\frac{9}{8} - 2\xi_2\right) L^2 - \left(\frac{45}{16} - \frac{11}{2}\xi_2 - 3\xi_3\right) L - \frac{6}{5}\xi_2^2 - \frac{9}{2}\xi_3 - 6\xi_2 \ln(2) + \frac{3}{8}\xi_3 + \frac{57}{12} \tag{B.7}$$

$$\beta = \frac{2\alpha}{\pi}(L-1) \tag{B.8}$$

$$\xi_2 = 1,64493407$$
$$\xi_3 = 1,2020569$$

ist.

Anhang C

Liste mit den Parametern der VPTTs

Tabelle C.1: Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_{i}, dem Dunkelstrom I_{Dunkel} und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden

Seriennummer	$M_{\mathrm{U=750\,V}}$	$M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	I_{Dunkel} [nA]	$M_{\mathrm{Hamamatsu}}$	Lichtempf. K. [µA/lm]	Lichtempf. A. [µA/lm]	$I_{\mathrm{Dunkel,\,Hamamatsu}}$ [nA]	Sk_{b}
UA0001	56,06	68,48	0,0577	59,69	70,2	4190,0	0,02	8,84
UA0002	47,31	57,80	0,0009	49,87	79,6	3970,0	0,02	9,27
UA0003	52,97	64,21	0,0008	55,70	68,4	3810,0	0,03	8,97
UA0005	61,94	76,23	0,0017	66,12	79,7	5270,0	0,03	9,01
UA0009	53,82	65,13	0,0015	56,80	84,5	4800,0	0,02	9,24
UA0018	48,21	58,66	0,0005	50,42	84,1	4240,0	0,01	8,91
UA0020	50,05	60,48	0,0005	54,04	81,6	4410,0	0,00	8,88
UA0021	60,91	70,58	0,0014	66,10	77,0	5090,0	0,00	8,63
UA0022	63,15	71,25	0,0041	71,35	89,0	6350,0	0,07	9,12
UA0023	65,94	81,42	0,0006	73,46	87,8	6450,0	0,00	8,91
UA0024	60,04	68,92	0,0007	63,74	85,5	5450,0	0,00	8,90
UA0025	57,56	68,13	0,0013	62,75	86,7	5440,0	0,10	9,21
UA0027	59,53	73,10	0,0006	64,93	88,1	5720,0	0,00	8,27
UA0029	58,49	65,49	0,0007	63,00	78,1	4920,0	0,01	8,92
UA0033	50,10	66,77	0,0011	56,99	64,4	3670,0	0,01	8,28
UA0037	57,59	71,71	0,0007	59,11	65,3	3860,0	0,00	8,34
UA0038	50,74	60,52	0,0017	51,89	66,1	3430,0	0,00	8,81
UA0039	59,04	70,35	0,0005	63,67	79,0	5030,0	0,00	8,86
UA0053	46,54	56,61	0,0006	47,05	88,0	4140,0	0,04	8,16
UA0064	51,48	62,54	0,0005	52,62	68,8	3620,0	0,03	8,45
UA0066	57,61	73,68	0,0008	59,77	71,1	4250,0	0,01	8,49
UA0067	47,49	54,99	0,0012	51,23	65,2	3340,0	0,01	8,52
UA0068	52,70	63,90	0,0009	55,71	70,9	3950,0	0,01	8,57
UA0069	51,76	64,84	0,0014	54,27	75,0	4070,0	0,01	8,48
UA0070	46,99	60,90	0,0013	51,87	64,2	3330,0	0,01	8,71
UA0072	50,47	62,27	0,0002	53,55	70,4	3770,0	0,01	8,70
UA0073	50,85	62,34	0,0005	54,36	80,2	4360,0	0,00	8,89
UA0074	43,40	50,74	0,0009	45,25	65,2	2950,0	0,01	8,77
UA0075	51,45	63,32	0,0005	54,68	74,8	4090,0	0,01	8,84
UA0079	54,58	63,79	0,0007	57,24	77,4	4430,0	0,01	9,08
UA0081	52,61	65,49	0,0007	55,49	70,1	3890,0	0,12	8,50
UA0082	48,96	59,91	0,0008	50,90	78,2	3980,0	0,01	8,97
UA0083	45,98	56,33	0,0007	47,43	73,8	3500,0	0,01	8,95
UA0091	51,36	61,96	0,0004	55,84	78,8	4400,0	0,03	8,85
UA0093	55,82	68,62	0,0267	59,69	82,6	4930,0	0,09	9,05
UA0095	57,45	70,20	0,0004	61,29	70,0	4290,0	0,02	8,47
UA0100	45,98	56,00	0,0005	48,48	72,6	3520,0	0,04	8,85
UA0104	63,12	68,82	0,0007	64,69	86,1	5570,0	0,02	9,26
UA0106	54,89	65,86	0,0008	57,99	72,6	4210,0	0,02	8,48
UA0110	50,28	61,17	0,0368	52,51	67,6	3550,0	0,14	8,72
UA0112	57,10	70,32	0,0002	59,95	78,9	4730,0	0,00	9,09
UA0113	66,47	74,94	0,0009	69,57	90,7	6310,0	0,15	8,66
UA0114	51,20	62,71	0,0003	53,38	75,5	4030,0	0,01	8,83
UA0115	54,89	65,47	0,0002	57,90	79,1	4580,0	0,01	8,78
UA0116	48,98	58,53	0,0009	52,49	70,3	3690,0	0,00	8,75
UA0117	64,54	76,69	0,0008	67,66	80,4	5440,0	0,01	8,35
UA0118	47,76	58,88	0,0361	50,00	64,2	3210,0	0,01	8,30
UA0124	48,11	56,04	0,0010	49,85	68,8	3430,0	0,17	8,80
UA0126	51,35	62,08	0,0466	54,01	77,4	4180,0	0,01	8,88
UA0129	57,44	69,97	0,0602	60,66	87,7	5320,0	0,01	9,46
UA0131	51,91	62,20	0,0484	54,99	80,2	4410,0	0,14	9,10
UA0132	54,98	65,59	0,0005	56,80	83,8	4760,0	0,01	9,09
UA0134	60,04	74,35	0,0018	62,50	93,6	5850,0	0,16	9,14
UA0135	58,02	69,47	0,0007	61,12	91,3	5580,0	0,00	9,55
UA0136	40,36	49,83	0,0006	42,84	70,5	3020,0	0,01	8,51
UA0137	45,32	54,49	0,0004	47,76	73,7	3520,0	0,14	8,85

Tabelle C.2: Fortführung: Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_i, dem Dunkelstrom I_Dunkel und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden

Seriennummer	$M_{\mathrm{U=750\,V}}$	$M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	I_Dunkel [nA]	$M_\mathrm{Hamamatsu}$	Lichtempf. K. [µA/lm]	Lichtempf. A. [µA/lm]	$I_{\mathrm{Dunkel,\ Hamamatsu}}$ [nA]	Sk_b
UA0138	49,52	61,24	0,0014	49,94	78,1	3900,0	0,00	8,58
UA0140	48,95	58,96	0,0006	52,00	77,5	4030,0	0,01	8,84
UA0141	57,31	69,59	0,0038	60,91	88,0	5360,0	0,01	9,29
UA0142	50,53	59,45	0,0006	53,88	76,1	4100,0	0,14	8,78
UA0143	58,20	65,89	0,0008	58,92	88,6	5220,0	0,02	9,39
UA0145	49,98	60,81	0,0006	53,00	76,6	4060,0	0,01	8,78
UA0146	52,11	59,33	0,0016	56,44	83,1	4690,0	0,02	9,12
UA0147	44,16	53,73	0,0007	46,97	70,9	3330,0	0,01	8,76
UA0149	47,62	60,99	0,0422	53,32	81,4	4340,0	0,15	9,35
UA0151	52,51	64,18	0,0117	54,27	84,4	4580,0	0,01	9,23
UA0152	48,75	56,70	0,0033	52,12	75,4	3930,0	0,01	9,15
UA0153	51,66	62,48	0,0012	54,52	81,8	4460,0	0,13	9,21
UA0155	53,93	64,66	0,0046	55,78	77,8	4340,0	0,00	9,36
UA0156	48,54	58,21	0,0007	51,00	64,9	3310,0	0,01	8,35
UA0157	40,59	50,82	0,0014	42,43	60,1	2550,0	0,01	8,41
UA0159	52,94	63,85	0,0017	56,36	78,6	4430,0	0,00	9,01
UA0160	54,29	64,43	0,0008	57,86	77,6	4490,0	0,14	9,22
UA0162	55,42	68,57	0,0016	58,37	72,3	4220,0	0,15	8,45
UA0163	61,28	67,12	0,0006	60,36	78,7	4750,0	0,01	8,73
UA0165	46,79	57,03	0,0007	49,24	71,9	3540,0	0,01	8,84
UA0166	48,94	59,78	0,0008	52,18	71,1	3710,0	0,01	8,77
UA0167	51,16	61,99	0,0006	54,12	82,6	4470,0	0,00	9,13
UA0168	56,00	66,34	0,0007	60,24	89,8	5410,0	0,02	9,34
UA0169	55,78	66,68	0,0009	59,89	87,0	5210,0	0,01	9,31
UA0171	48,83	58,92	0,0006	51,79	61,6	3190,0	0,02	8,12
UA0172	51,76	60,63	0,0005	55,34	61,8	3420,0	0,01	8,30
UA0173	45,61	55,86	0,0005	47,29	73,8	3490,0	0,13	9,30
UA0174	56,87	69,14	0,0003	62,11	76,0	4720,0	0,01	8,97
UA0175	51,31	61,02	0,0005	55,19	64,5	3560,0	0,01	8,70
UA0177	53,28	65,15	0,0058	55,74	73,2	4080,0	0,00	9,10
UA0178	52,10	63,67	0,0007	54,02	75,9	4100,0	0,01	9,29
UA0180	57,28	69,52	0,0004	60,98	81,5	4970,0	0,01	8,95
UA0185	42,93	51,59	0,0006	45,66	69,2	3160,0	0,01	8,87
UA0186	49,19	59,37	0,0003	52,21	70,1	3660,0	0,01	8,68
UA0187	47,09	57,07	0,0036	49,58	72,2	3580,0	0,02	9,11
UA0189	55,18	65,77	0,0046	59,85	79,2	4740,0	0,12	9,08
UA0190	53,27	63,85	0,0021	56,59	77,4	4380,0	0,00	9,11
UA0191	55,09	66,54	0,0123	59,38	77,8	4620,0	0,01	8,88
UA0192	60,12	74,49	0,0005	73,10	78,8	5760,0	0,01	8,88
UA0193	56,03	69,04	0,0068	68,78	78,8	5420,0	0,02	8,85
UA0194	51,53	61,10	0,0020	55,04	64,5	3550,0	0,00	8,75
UA0196	47,83	57,27	0,0006	50,07	67,3	3370,0	0,03	8,56
UA0198	48,61	58,17	0,0009	50,22	68,7	3450,0	0,14	8,77
UA0199	48,47	56,77	0,0361	51,02	68,6	3500,0	0,04	8,86
UA0201	47,43	57,29	0,0241	51,11	76,9	3930,0	0,03	9,36
UA0203	46,44	53,88	0,0319	50,32	78,9	3970,0	0,01	9,47
UA0205	49,75	59,76	0,0498	51,55	80,5	4150,0	0,15	9,54
UA0208	51,90	61,98	0,0278	53,68	80,1	4300,0	0,00	9,22
UA0211	60,57	69,02	0,0006	75,21	85,1	6400,0	0,01	9,23
UA0212	57,73	72,71	0,0009	67,11	74,5	5000,0	0,13	8,96
UA0213	51,88	61,36	0,0185	55,67	70,6	3930,0	0,01	8,97
UA0214	56,52	68,06	0,0374	58,27	79,8	4650,0	0,02	9,35
UA0215	53,92	66,56	0,0442	55,92	72,6	4060,0	0,01	9,06
UA0216	56,68	71,33	0,0005	69,75	72,4	5050,0	0,13	8,90
UA0217	57,21	66,81	0,0005	75,19	78,6	5910,0	0,01	8,62
UA0218	59,51	71,16	0,0007	74,10	78,0	5780,0	0,02	9,22
UA0221	52,04	63,23	0,0202	55,38	87,4	4840,0	0,02	9,30
UA0222	47,43	50,64	0,0628	50,22	68,7	3450,0	0,03	8,92
UA0223	51,49	63,23	0,0368	53,21	81,0	4310,0	0,02	9,00
UA0224	52,15	60,70	0,0340	56,13	77,5	4350,0	0,03	9,20
UA0225	51,14	63,09	0,0449	53,06	76,9	4080,0	0,04	9,23
UA0227	45,56	56,35	0,0406	49,13	63,3	3110,0	0,02	8,52
UA0230	45,83	53,83	0,0004	46,81	64,3	3010,0	0,00	8,72
UA0232	47,39	55,40	0,0006	50,55	63,9	3230,0	0,00	8,64
UA0233	55,65	67,73	0,0118	59,09	80,9	4780,0	0,01	9,04
UA0235	51,71	60,74	0,0141	54,93	73,0	4010,0	0,01	9,02
UA0236	47,64	58,92	0,0005	50,08	65,5	3280,0	0,02	8,39
UA0237	51,15	59,74	0,0140	52,76	65,2	3440,0	0,01	8,46
UA0238	56,96	69,65	0,0443	60,05	83,1	4990,0	0,01	9,30
UA0239	44,31	52,73	0,0462	47,14	68,3	3220,0	0,01	9,02

Tabelle C.3: Fortführung: Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_i, dem Dunkelstrom I_Dunkel und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden

Seriennummer	$M_{\mathrm{U=750\,V}}$	$M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	I_Dunkel [nA]	$M_\mathrm{Hamamatsu}$	Lichtempf. K. [µA/lm]	Lichtempf. A. [µA/lm]	$I_\mathrm{Dunkel,\,Hamamatsu}$ [nA]	Sk_b
UA0245	51,22	62,57	0,0371	53,05	78,6	4170,0	0,01	9,18
UA0246	53,77	59,51	0,0003	63,43	76,3	4840,0	0,17	8,65
UA0250	47,68	55,02	0,0023	50,77	71,5	3630,0	0,01	9,01
UA0257	61,11	70,61	0,0165	63,51	78,1	4960,0	0,04	8,75
UA0258	50,52	60,60	0,0016	51,87	66,9	3470,0	0,17	8,69
UA0262	63,02	73,08	0,0018	68,68	76,0	5220,0	0,02	8,13
UA0263	51,43	62,35	0,0062	54,10	74,3	4020,0	0,03	8,88
UA0264	61,96	79,66	0,0032	67,94	86,1	5850,0	0,03	9,07
UA0265	53,97	64,35	0,0287	56,81	77,8	4420,0	0,05	9,27
UA0268	58,61	71,01	0,0268	61,14	87,5	5350,0	0,03	8,58
UA0269	62,00	76,62	0,0020	65,21	89,4	5830,0	0,19	8,83
UA0273	48,94	56,49	0,0254	51,87	77,7	4030,0	0,01	9,24
UA0274	54,30	65,41	0,0385	57,58	84,4	4860,0	0,01	9,15
UA0275	46,99	57,55	0,0019	47,79	74,5	3560,0	0,17	9,08
UA0276	39,89	49,31	0,0022	40,97	68,1	2790,0	0,01	8,83
UA0277	50,15	60,05	0,0087	51,94	72,2	3750,0	0,00	8,62
UA0283	52,92	62,88	0,0420	57,14	81,2	4640,0	0,00	9,19
UA0284	58,79	68,10	0,0253	62,79	80,9	5080,0	0,00	9,10
UA0286	54,79	66,08	0,0481	57,22	77,6	4440,0	0,00	8,30
UA0287	55,61	67,59	0,0133	57,58	72,6	4180,0	0,00	8,61
UA0289	50,74	61,24	0,0327	53,30	68,1	3630,0	0,01	8,60
UA0290	45,54	53,99	0,0021	47,12	60,7	2860,0	0,03	8,66
UA0293	53,46	62,99	0,0426	57,76	83,1	4800,0	0,00	9,01
UA0294	52,81	63,02	0,0258	56,23	69,0	3880,0	0,10	8,40
UA0295	64,08	74,57	0,0022	70,33	80,9	5690,0	0,00	8,32
UA0298	53,63	64,23	0,0270	55,86	65,7	3670,0	0,00	8,32
UA0300	51,39	60,03	0,0336	53,30	69,8	3720,0	0,00	8,94
UA0301	89,44	103,24	0,0354	94,00	78,3	7360,0	0,00	8,64
UA0302	51,82	62,69	0,0092	54,04	86,6	4680,0	0,00	9,05
UA0306	49,74	59,31	0,0018	51,65	81,9	4230,0	0,14	8,80
UA0309	49,53	60,75	0,0068	53,09	72,9	3870,0	0,00	8,83
UA0312	52,65	61,57	0,0308	54,76	72,5	3970,0	0,00	8,66
UA0313	52,69	62,97	0,0475	55,51	69,0	3830,0	0,00	8,76
UA0314	60,08	69,24	0,0159	62,43	84,9	5300,0	0,00	9,20
UA0315	61,84	74,09	0,0006	66,92	79,8	5340,0	0,13	8,66
UA0318	50,62	58,63	0,0293	52,23	64,9	3390,0	0,01	8,67
UA0322	51,84	63,87	0,0467	54,84	71,3	3910,0	0,01	8,80
UA0323	53,20	64,54	0,0450	55,19	78,1	4310,0	0,00	8,96
UA0324	46,89	57,05	0,0002	50,24	62,5	3140,0	0,08	8,21
UA0327	49,51	57,51	0,0228	52,14	65,4	3410,0	0,00	8,80
UA0328	47,86	58,05	0,0454	50,65	77,2	3910,0	0,00	9,20
UA0332	47,64	56,46	0,0144	51,14	65,9	3370,0	0,01	8,15
UA0334	48,61	59,47	0,0004	51,82	71,6	3710,0	0,00	8,60
UA0336	50,73	60,74	0,0098	52,31	75,9	3970,0	0,00	9,06
UA0337	48,74	58,54	0,0378	51,34	67,0	3440,0	0,00	8,95
UA0338	51,99	61,69	0,0421	55,07	68,1	3750,0	0,00	8,85
UA0339	51,14	61,24	0,0421	53,15	68,3	3630,0	0,00	8,94
UA0340	60,43	70,60	0,0547	62,42	76,9	4800,0	0,00	9,17
UA0341	63,03	75,74	0,0703	66,22	81,4	5390,0	0,24	8,87
UA0343	53,95	61,83	0,0401	54,71	64,7	3540,0	0,00	8,64
UA0345	54,21	63,17	0,0446	54,60	71,8	3920,0	0,00	9,09
UA0347	50,09	58,59	0,0432	52,63	74,1	3900,0	0,00	8,97
UA0348	57,46	69,16	0,0576	60,85	84,3	5130,0	0,00	9,33
UA0349	50,70	57,23	0,0417	51,03	72,7	3710,0	0,00	8,91
UA0350	49,04	59,37	0,0018	50,51	68,3	3450,0	0,00	8,66
UA0353	48,54	57,61	0,0024	50,08	64,7	3240,0	0,09	8,44
UA0355	47,81	55,92	0,0024	49,85	67,6	3370,0	0,00	8,60
UA0356	50,70	59,34	0,0400	52,75	65,4	3450,0	0,01	8,36
UA0361	41,71	52,09	0,0013	44,19	60,2	2660,0	0,01	8,32
UA0364	38,70	46,82	0,0032	41,10	67,4	2770,0	0,00	8,68
UA0365	45,27	54,95	0,0016	46,99	66,4	3120,0	0,01	8,36
UA0366	45,37	53,01	0,0362	47,21	68,0	3210,0	0,00	9,13
UA0369	46,99	55,14	0,0017	50,47	63,2	3190,0	0,01	8,62
UA0370	47,26	56,58	0,0395	48,68	68,0	3310,0	0,00	8,93
UA0371	43,61	55,75	0,0428	46,64	75,9	3540,0	0,03	9,01
UA0372	50,04	59,38	0,0403	51,62	71,1	3670,0	0,00	8,70
UA0373	43,26	55,05	0,0018	45,84	72,2	3310,0	0,00	9,05
UA0375	47,30	56,07	0,0398	47,44	76,3	3620,0	0,17	9,40
UA0376	51,91	61,90	0,0431	52,91	70,5	3730,0	0,00	8,69
UA0377	41,22	49,68	0,0181	42,61	69,7	2970,0	0,06	8,93

Tabelle C.4: Fortführung: Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_{i}, dem Dunkelstrom I_{Dunkel} und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden

Seriennummer	$M_{\mathrm{U=750\,V}}$	$M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	I_{Dunkel} [nA]	$M_{\mathrm{Hamamatsu}}$	Lichtempf. K. [µA/lm]	Lichtempf. A. [µA/lm]	$I_{\mathrm{Dunkel,\ Hamamatsu}}$ [nA]	Sk_{b}
UA0378	48,05	57,99	0,0417	48,34	66,2	3200,0	0,01	9,06
UA0379	51,04	60,64	0,0452	51,24	76,5	3920,0	0,00	9,33
UA0380	40,06	49,43	0,0005	40,79	60,8	2480,0	0,09	8,44
UA0381	51,63	61,93	0,0460	53,42	77,5	4140,0	0,01	8,86
UA0382	47,35	56,48	0,0436	48,10	76,3	3670,0	0,00	9,36
UA0387	48,15	57,03	0,0012	50,70	71,4	3620,0	0,00	8,77
UA0388	38,63	46,70	0,0046	40,68	61,7	2510,0	0,01	8,58
UA0389	48,52	57,70	0,0009	50,86	64,3	3270,0	0,00	8,60
UA0390	40,38	48,95	0,0015	43,27	61,7	2670,0	0,07	8,63
UA0391	49,63	58,19	0,0047	50,41	73,6	3710,0	0,00	9,02
UA0392	42,78	52,56	0,0288	44,99	60,9	2740,0	0,00	8,58
UA0394	50,28	60,05	0,0379	51,45	65,5	3370,0	0,01	8,61
UA0396	57,30	68,68	0,0625	58,29	86,8	5060,0	0,00	9,59
UA0400	40,52	50,28	0,0128	44,14	70,0	3090,0	0,01	8,94
UA0401	45,94	56,64	0,0395	47,93	77,2	3700,0	0,00	9,47
UA0402	46,12	53,39	0,0023	51,45	69,0	3550,0	0,00	8,92
UA0404	45,23	52,90	0,0051	50,29	69,6	3500,0	0,01	8,90
UA0407	49,12	55,91	0,0027	51,52	79,0	4070,0	0,01	9,08
UA0409	38,40	47,69	0,0158	40,79	73,8	3010,0	0,01	9,01
UA0410	41,80	50,79	0,0052	44,81	77,0	3450,0	0,06	8,97
UA0411	54,71	65,06	0,0471	55,63	76,4	4250,0	0,00	9,36
UA0414	41,41	51,80	0,0030	44,90	71,5	3210,0	0,00	8,91
UA0415	47,69	58,20	0,0414	48,39	71,5	3460,0	0,01	9,08
UA0416	51,87	63,83	0,0475	52,20	84,1	4390,0	0,00	9,24
UA0421	53,56	62,07	0,0508	54,20	78,6	4260,0	0,00	9,17
UA0422	48,84	59,42	0,0071	52,02	74,4	3870,0	0,06	8,86
UA0423	51,66	61,64	0,0416	52,04	73,6	3830,0	0,00	9,08
UA0424	45,79	56,74	0,0017	45,95	75,3	3460,0	0,01	9,15
UA0425	40,09	47,25	0,0554	43,66	80,4	3510,0	0,06	9,34
UA0426	58,08	69,20	0,0485	59,32	79,4	4710,0	0,01	9,19
UA0427	57,29	68,31	0,0500	58,07	81,8	4750,0	0,00	9,19
UA0429	52,80	62,06	0,0512	53,36	90,9	4850,0	0,00	9,25
UA0430	60,87	72,18	0,0571	62,70	80,7	5060,0	0,00	9,06
UA0431	51,69	62,49	0,0403	52,13	70,4	3670,0	0,00	8,74
UA0433	42,71	53,32	0,0487	46,08	61,2	2820,0	0,01	8,63
UA0436	52,20	60,71	0,0366	51,11	72,2	3690,0	0,00	8,94
UA0437	51,77	60,82	0,0435	52,61	76,6	4030,0	0,00	8,88
UA0440	58,50	69,38	0,0502	58,99	77,3	4560,0	0,01	8,70
UA0441	59,95	71,37	0,0455	60,03	69,3	4160,0	0,00	8,56
UA0442	57,28	67,94	0,0508	57,85	80,9	4680,0	0,00	9,13
UA0444	47,62	55,46	0,0393	47,64	78,5	3740,0	0,01	9,25
UA0448	43,60	52,56	0,0116	46,04	68,2	3140,0	0,00	8,76
UA0450	39,48	48,04	0,0026	41,97	66,0	2770,0	0,00	8,87
UA0451	39,74	50,18	0,0064	41,45	69,0	2860,0	0,01	8,88
UA0452	55,10	65,62	0,0519	55,31	81,0	4480,0	0,01	9,29
UA0453	44,84	54,82	0,0667	44,98	84,7	3810,0	0,04	9,43
UA0454	55,21	65,26	0,0495	55,74	71,4	3980,0	0,00	9,01
UA0455	43,02	52,78	0,0091	46,90	72,5	3400,0	0,06	8,99
UA0457	47,73	56,45	0,0025	50,13	77,6	3890,0	0,00	9,20
UA0458	51,35	62,36	0,0514	52,21	79,1	4130,0	0,00	9,09
UA0460	54,20	65,10	0,0502	54,93	85,2	4680,0	0,01	9,43
UA0461	53,11	63,72	0,0439	53,27	77,9	4150,0	0,01	9,10
UA0463	49,77	59,51	0,0418	50,27	73,4	3690,0	0,00	9,18
UA0464	61,07	72,48	0,0007	68,19	83,3	5680,0	0,00	8,91
UA0466	51,62	62,43	0,0460	51,84	81,6	4230,0	0,00	9,13
UA0467	52,04	61,89	0,0393	52,57	72,1	3790,0	0,00	8,87
UA0469	45,90	56,16	0,0405	45,54	77,3	3520,0	0,01	9,23
UA0471	45,51	54,61	0,0546	50,39	64,9	3270,0	0,00	8,41
UA0472	42,53	54,64	0,0133	45,51	78,0	3550,0	0,01	9,07
UA0476	60,55	73,48	0,0018	66,95	82,0	5490,0	0,00	8,86
UA0478	46,71	56,37	0,0012	50,31	80,3	4040,0	0,01	8,94
UA0488	50,17	60,35	0,0394	55,44	79,0	4380,0	0,00	9,48
UA0489	53,29	64,49	0,0502	52,86	82,3	4350,0	0,01	9,56
UA0492	51,69	60,88	0,0344	52,37	84,4	4420,0	0,01	9,29
UA0497	45,55	52,33	0,0024	50,19	79,1	3970,0	0,01	9,31
UA0498	47,11	55,09	0,0016	51,91	70,7	3670,0	0,01	9,07
UA0501	63,32	75,12	0,0043	67,60	100,0	6760,0	0,01	9,36
UA0502	53,49	64,05	0,0454	53,27	76,4	4070,0	0,00	9,17
UA0503	51,89	61,68	0,0445	50,62	72,9	3690,0	0,00	9,20
UA0504	63,83	75,92	0,0016	69,45	88,7	6160,0	0,10	9,46

Tabelle C.5: Fortführung: Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_i, dem Dunkelstrom I_Dunkel und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden

Seriennummer	$M_{\mathrm{U=750\,V}}$	$M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	I_Dunkel [nA]	$M_\mathrm{Hamamatsu}$	Lichtempf. K. [µA/lm]	Lichtempf. A. [µA/lm]	$I_\mathrm{Dunkel,\,Hamamatsu}$ [nA]	Sk_b
UA0506	46,21	54,48	0,0037	50,80	75,0	3810,0	0,01	9,12
UA0508	54,87	64,28	0,0502	53,97	84,3	4550,0	0,01	9,36
UA0509	59,88	72,19	0,0495	59,65	80,8	4820,0	0,00	8,90
UA0511	52,60	63,60	0,0443	54,74	71,8	3930,0	0,00	8,96
UA0512	54,96	67,42	0,0450	56,74	70,5	4000,0	0,08	8,87
UA0513	52,47	63,88	0,0554	53,98	86,7	4680,0	0,00	9,77
UA0514	53,44	65,82	0,0562	55,72	86,5	4820,0	0,01	9,33
UA0516	58,92	69,04	0,0657	61,16	86,5	5290,0	0,00	9,22
UA0520	55,37	67,57	0,0555	56,27	86,9	4890,0	0,00	9,37
UA0521	53,95	65,01	0,0497	56,30	79,4	4470,0	0,00	9,16
UA0525	51,73	64,20	0,0554	52,93	90,3	4780,0	0,00	8,87
UA0526	57,17	66,66	0,0404	59,02	82,0	4840,0	0,01	9,25
UA0527	55,55	67,29	0,0536	56,82	80,6	4580,0	0,02	9,43
UA0528	58,14	68,62	0,0574	60,92	80,1	4880,0	0,05	9,31
UA0530	46,53	52,97	0,0442	47,85	76,7	3670,0	0,00	8,78
UA0532	46,16	55,46	0,0421	46,86	71,7	3360,0	0,00	9,08
UA0534	55,13	67,26	0,0396	56,23	81,1	4560,0	0,00	9,16
UA0535	52,13	63,65	0,0510	54,36	73,4	3990,0	0,08	8,20
UA0537	46,73	56,75	0,0001	48,69	76,2	3710,0	0,00	9,09
UA0538	51,34	61,25	0,0414	54,48	78,2	4260,0	0,00	9,05
UA0540	46,42	56,90	0,0036	47,84	74,2	3550,0	0,00	8,98
UA0541	47,54	52,88	0,0054	49,48	86,3	4270,0	0,00	9,46
UA0544	51,55	59,16	0,0472	51,73	83,9	4340,0	0,00	9,50
UA0545	45,61	57,35	0,0426	48,26	80,4	3880,0	0,01	9,28
UA0547	53,05	58,95	0,0419	53,62	74,6	4000,0	0,00	9,04
UA0548	47,27	57,32	0,0511	52,03	76,3	3970,0	0,01	9,01
UA0549	56,60	69,29	0,0431	59,71	82,9	4950,0	0,00	8,97
UA0550	57,40	70,64	0,0495	60,51	87,1	5270,0	0,00	9,25
UA0551	50,02	60,76	0,0502	52,37	82,3	4310,0	0,00	9,25
UA0553	51,44	61,53	0,0496	55,57	78,1	4340,0	0,00	8,55
UA0556	53,05	65,97	0,0494	55,33	92,0	5090,0	0,00	8,96
UA0557	55,76	65,26	0,0506	57,33	90,7	5200,0	0,00	9,12
UA0559	58,29	69,51	0,0485	58,63	81,7	4790,0	0,08	8,63
UA0560	54,85	64,72	0,0479	54,86	94,6	5190,0	0,00	9,07
UA0561	51,05	62,79	0,0548	53,17	83,5	4440,0	0,00	9,01
UA0562	49,55	60,89	0,0011	50,93	85,8	4370,0	0,00	9,44
UA0565	48,88	60,92	0,0498	50,43	80,5	4060,0	0,00	9,44
UA0566	54,98	67,63	0,0012	57,47	83,7	4810,0	0,00	8,78
UA0570	47,11	56,30	0,0517	48,51	73,8	3580,0	0,00	9,06
UA0571	47,17	56,39	0,0006	49,18	79,3	3900,0	0,01	9,04
UA0572	52,13	62,10	0,0446	55,01	84,9	4670,0	0,01	9,32
UA0573	50,31	59,25	0,0488	53,13	75,1	3990,0	0,00	9,09
UA0574	54,11	64,57	0,0471	56,93	87,3	4970,0	0,01	9,46
UA0575	53,57	63,27	0,0524	56,49	87,1	4920,0	0,01	9,27
UA0576	50,88	62,41	0,0622	52,87	97,6	5160,0	0,01	9,48
UA0577	61,24	74,60	0,0483	64,51	94,1	6070,0	0,00	9,27
UA0578	51,61	63,21	0,0014	53,52	85,2	4560,0	0,00	9,41
UA0581	56,17	67,92	0,0503	60,46	95,6	5780,0	0,00	9,29
UA0584	48,99	60,00	0,0479	51,59	82,0	4230,0	0,00	9,34
UA0585	54,91	68,35	0,0529	57,26	85,4	4890,0	0,01	9,24
UA0587	49,12	56,51	0,0491	51,16	77,8	3980,0	0,01	9,05
UA0589	50,70	61,53	0,0429	52,27	77,1	4030,0	0,00	9,25
UA0591	51,82	60,99	0,0421	53,61	73,5	3940,0	0,00	8,95
UA0592	50,55	57,97	0,0422	52,43	78,2	4100,0	0,00	9,16
UA0595	48,86	58,52	0,0417	50,73	74,9	3800,0	0,01	8,91
UA0597	52,40	63,44	0,0009	54,03	85,7	4630,0	0,01	9,21
UA0601	51,37	58,59	0,0402	51,42	77,4	3980,0	0,01	9,01
UA0602	46,35	55,61	0,0025	47,19	72,9	3440,0	0,01	9,22
UA0605	47,72	58,28	0,0393	49,42	86,8	4290,0	0,01	9,48
UA0606	47,36	57,14	0,0458	48,52	77,7	3770,0	0,00	9,13
UA0607	48,26	57,53	0,0436	49,82	85,3	4250,0	0,01	9,45
UA0608	49,45	58,90	0,0036	50,42	82,5	4160,0	0,00	9,33
UA0609	53,28	62,64	0,0382	54,58	79,7	4350,0	0,00	9,11
UA0610	50,11	61,11	0,0476	51,23	81,0	4150,0	0,00	9,29
UA0611	46,10	55,56	0,0013	47,31	76,1	3600,0	0,00	8,78
UA0612	55,66	66,60	0,0543	56,83	83,4	4740,0	0,01	9,25
UA0613	44,90	54,70	0,0476	45,96	82,9	3810,0	0,01	9,44
UA0614	55,53	67,22	0,0536	56,58	86,6	4900,0	0,00	9,29
UA0618	47,17	57,29	0,0490	47,41	85,0	4030,0	0,00	9,37
UA0623	54,92	67,51	0,0577	55,92	89,6	5010,0	0,00	9,50

Tabelle C.6: Fortführung: Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_{i}, dem Dunkelstrom I_{Dunkel} und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden

Seriennummer	$M_{\mathrm{U=750\,V}}$	$M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	I_{Dunkel} [nA]	$M_{\mathrm{Hamamatsu}}$	Lichtempf. K. [µA/lm]	Lichtempf. A. [µA/lm]	$I_{\mathrm{Dunkel,\,Hamamatsu}}$ [nA]	Sk_{b}
UA0627	47,99	56,14	0,0424	48,93	74,8	3660,0	0,00	9,01
UA0628	55,33	64,85	0,0543	56,09	87,9	4930,0	0,00	8,89
UA0629	54,02	64,74	0,0451	55,08	74,8	4120,0	0,00	8,93
UA0632	53,83	63,62	0,0501	55,54	89,3	4960,0	0,05	8,88
UA0633	48,12	58,35	0,0442	48,63	76,5	3720,0	0,01	9,28
UA0637	52,34	65,64	0,0688	56,37	91,0	5130,0	0,01	9,14
UA0638	51,10	62,15	0,0508	52,16	88,0	4590,0	0,00	9,24
UA0639	50,10	60,69	0,0471	50,74	80,8	4100,0	0,01	8,95
UA0640	61,83	73,01	0,0721	62,34	107,0	6670,0	0,00	9,11
UA0643	53,20	63,35	0,0508	53,69	86,8	4660,0	0,01	8,89
UA0646	53,73	68,37	0,0505	55,46	85,1	4720,0	0,01	9,07
UA0647	51,71	62,30	0,0487	53,06	78,4	4160,0	0,00	9,11
UA0649	49,84	63,57	0,0534	53,63	85,4	4580,0	0,01	9,03
UA0658	46,22	53,79	0,0429	45,51	81,3	3700,0	0,00	9,17
UA0661	56,38	68,00	0,0558	56,69	91,2	5170,0	0,00	9,53
UA0662	52,87	63,81	0,0476	55,34	81,5	4510,0	0,00	8,74
UA0663	55,57	66,01	0,0487	56,53	78,9	4460,0	0,00	9,06
UA0664	55,84	67,84	0,0408	57,81	73,0	4220,0	0,00	8,26
UA0665	49,93	58,53	0,0427	51,04	77,0	3930,0	0,01	9,15
UA0667	49,14	58,88	0,0371	50,08	66,3	3320,0	0,16	8,31
UA0669	52,95	63,82	0,0435	54,21	76,0	4120,0	0,15	8,57
UA0672	55,40	64,26	0,0502	56,01	84,8	4750,0	0,00	9,03
UA0673	54,29	65,89	0,0518	55,07	86,8	4780,0	0,00	9,08
UA0674	53,33	63,74	0,0445	54,01	79,8	4310,0	0,00	9,15
UA0675	59,81	70,92	0,0540	60,88	85,9	5230,0	0,17	9,12
UA0676	59,80	71,67	0,0598	60,42	86,4	5220,0	0,00	9,09
UA0677	58,07	70,39	0,0538	59,25	90,8	5380,0	0,00	9,13
UA0678	56,42	68,67	0,0455	56,58	76,0	4300,0	0,00	8,87
UA0688	63,93	77,75	0,0562	65,63	83,8	5500,0	0,01	8,64
UA0689	56,59	69,00	0,0470	56,91	73,8	4200,0	0,00	8,33
UA0691	60,91	73,59	0,0546	62,13	94,0	5840,0	0,15	8,72
UA0692	59,15	71,79	0,0515	60,90	84,9	5170,0	0,01	8,46
UA0695	63,16	76,82	0,0578	64,72	97,5	6310,0	0,01	9,00
UA0698	54,24	65,36	0,0456	55,12	77,1	4250,0	0,15	8,81
UA0699	56,56	66,67	0,0450	56,64	74,5	4220,0	0,00	9,25
UA0701	54,99	66,10	0,0476	55,44	78,1	4330,0	0,24	9,10
UA0702	60,24	73,17	0,0532	60,78	86,7	5270,0	0,01	9,13
UA0703	59,01	71,78	0,0507	60,05	82,6	4960,0	0,00	8,85
UA0704	55,90	66,50	0,0516	56,77	88,6	5030,0	0,00	8,83
UA0705	55,72	68,05	0,0476	56,73	82,5	4680,0	0,00	8,81
UA0706	57,56	68,82	0,0542	59,15	87,4	5170,0	0,00	8,96
UA0708	52,69	64,80	0,0447	55,80	78,5	4380,0	0,21	8,97
UA0710	54,52	65,81	0,0489	57,66	86,2	4970,0	0,01	8,44
UA0711	57,39	69,51	0,0496	58,70	81,6	4790,0	0,00	8,52
UA0712	54,24	65,99	0,0557	55,42	91,3	5060,0	0,00	8,85
UA0713	56,41	68,27	0,0499	57,45	83,2	4780,0	0,00	8,88
UA0714	54,31	64,53	0,0422	56,84	74,6	4240,0	0,00	8,82
UA0715	58,77	69,58	0,0539	62,91	92,2	5800,0	0,00	9,06
UA0716	47,33	57,73	0,0045	49,17	65,9	3240,0	0,23	8,92
UA0718	46,65	56,94	0,0452	47,70	80,3	3830,0	0,01	8,99
UA0719	51,52	61,93	0,0452	52,61	80,6	4240,0	0,00	9,28
UA0723	51,46	62,11	0,0360	52,27	66,2	3460,0	0,00	8,52
UA0724	57,49	69,64	0,0500	59,20	87,5	5180,0	0,00	9,02
UA0731	56,12	68,39	0,0482	57,71	83,7	4830,0	0,15	8,57
UA0732	52,14	63,23	0,0404	53,37	72,7	3880,0	0,00	8,71
UA0733	47,72	58,25	0,0371	49,13	68,6	3370,0	0,01	8,58
UA0735	58,20	70,74	0,0429	60,79	70,9	4310,0	0,00	8,16
UA0736	51,46	62,48	0,0390	52,15	74,4	3880,0	0,17	8,59
UA0737	59,06	69,59	0,0487	61,34	79,4	4870,0	0,00	8,40
UA0739	53,10	64,90	0,0425	55,50	78,2	4340,0	0,00	8,23
UA0740	55,58	68,74	0,0507	58,52	86,3	5050,0	0,00	8,21
UA0741	52,84	64,39	0,0387	54,16	72,2	3910,0	0,16	8,28
UA0743	60,16	74,27	0,0539	63,29	89,9	5690,0	0,00	8,86
UA0744	57,40	69,52	0,0397	59,68	67,7	4040,0	0,00	8,39
UA0745	50,64	61,41	0,0385	53,54	66,3	3550,0	0,00	8,02
UA0748	58,19	70,37	0,0553	61,89	85,8	5310,0	0,00	8,23
UA0752	53,27	63,89	0,0042	56,88	74,9	4260,0	0,01	8,52
UA0753	54,19	64,88	0,0009	57,79	77,7	4490,0	0,00	8,90
UA0754	48,31	57,35	0,0382	49,78	69,3	3450,0	0,16	8,52
UA0755	50,68	62,83	0,0413	53,36	69,9	3730,0	0,00	8,37

Tabelle C.7: Fortführung: Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_{i}, dem Dunkelstrom I_{Dunkel} und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden

Seriennummer	$M_{\mathrm{U=750\,V}}$	$M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	I_{Dunkel} [nA]	$M_{\mathrm{Hamamatsu}}$	Lichtempf. K. [µA/lm]	Lichtempf. A. [µA/lm]	$I_{\mathrm{Dunkel,\,Hamamatsu}}$ [nA]	Sk_{b}
UA0756	64,61	77,25	0,0385	67,68	82,3	5570,0	0,00	8,75
UA0758	65,65	78,79	0,0638	68,68	86,2	5920,0	0,00	8,98
UA0759	68,38	82,30	0,0706	73,68	96,5	7110,0	0,27	8,73
UA0760	66,86	80,49	0,0647	71,49	86,3	6170,0	0,00	8,66
UA0763	-	-	-	55,21	76,8	4240,0	0,05	8,68
UA0764	49,81	60,72	0,0419	52,28	70,2	3670,0	0,00	8,75
UA0765	51,73	63,13	0,0427	54,44	72,0	3920,0	0,00	8,85
UA0766	51,91	62,43	0,0404	54,21	67,7	3670,0	0,26	8,40
UA0767	51,95	62,16	0,0197	55,90	78,0	4360,0	0,00	9,03
UA0768	52,39	62,82	0,0479	54,67	78,1	4270,0	0,00	9,31
UA0769	46,52	54,93	0,0387	48,41	69,4	3360,0	0,00	8,86
UA0771	51,26	58,80	0,0413	53,93	72,5	3910,0	0,00	8,94
UA0772	59,11	70,78	0,0634	61,87	93,1	5760,0	0,01	9,39
UA0773	48,19	58,64	0,0414	50,07	71,5	3580,0	0,00	8,82
UA0774	55,28	67,32	0,0543	59,60	84,9	5060,0	0,00	9,15
UA0775	52,36	64,04	0,0463	55,01	76,9	4230,0	0,00	8,75
UA0776	51,02	62,24	0,0362	53,30	65,1	3470,0	0,00	8,38
UA0778	50,82	62,03	0,0424	54,08	69,9	3780,0	0,21	8,87
UA0780	52,76	64,89	0,0491	56,18	80,1	4500,0	0,00	9,00
UA0783	50,24	60,72	0,0382	52,75	65,4	3450,0	0,21	8,64
UA0784	47,44	56,96	0,0396	50,07	66,9	3350,0	0,00	9,02
UA0788	55,07	66,26	0,0502	58,73	80,2	4710,0	0,01	9,13
UA0789	57,15	68,44	0,0498	63,24	88,4	5590,0	0,02	8,58
UA0793	44,82	55,55	0,0413	49,31	72,6	3580,0	0,00	8,93
UA0799	49,46	62,03	0,0469	53,09	76,1	4040,0	0,00	8,87
UA0800	52,55	63,93	0,0502	54,44	79,9	4350,0	0,01	9,09
UA0801	54,86	68,32	0,0490	56,69	78,5	4450,0	0,16	9,25
UA0803	49,90	61,34	0,0423	50,88	73,9	3760,0	0,00	8,57
UA0807	55,36	68,10	0,0659	56,49	84,8	4790,0	0,00	9,02
UA0812	58,12	71,27	0,0488	58,49	87,7	5130,0	0,00	8,80
UA0813	53,60	65,67	0,0432	53,29	83,5	4450,0	0,01	8,81
UA0814	57,97	70,44	0,0467	58,35	81,4	4750,0	0,00	8,24
UA0815	49,43	60,97	0,0457	51,54	77,8	4010,0	0,01	8,38
UA0821	53,01	65,33	0,0427	53,78	72,7	3910,0	0,15	8,23
UA0822	61,63	75,87	0,0651	64,32	92,2	5930,0	0,00	9,28
UA0823	53,54	62,22	0,0539	54,97	74,4	4090,0	0,01	9,02
UA0825	59,09	71,62	0,0623	62,03	87,7	5440,0	0,01	9,52
UA0827	46,44	54,96	0,0382	47,20	71,4	3370,0	0,14	9,22
UA0828	46,87	58,12	0,0452	48,48	78,8	3820,0	0,00	8,99
UA0829	50,10	60,03	0,0510	52,39	92,0	4820,0	0,00	9,26
UA0830	51,33	62,45	0,0492	53,54	83,3	4460,0	0,11	9,53
UA0831	50,32	59,66	0,0482	52,34	77,0	4030,0	0,01	9,43
UA0833	53,29	64,54	0,0453	55,57	73,6	4090,0	0,00	8,82
UA0834	57,32	69,98	0,0601	61,38	85,7	5260,0	0,01	8,80
UA0835	48,36	58,82	0,0424	48,89	76,7	3750,0	0,13	8,84
UA0836	54,68	64,71	0,0560	56,20	79,9	4490,0	0,01	9,24
UA0837	55,44	68,43	0,0378	57,30	89,7	5140,0	0,01	9,30
UA0838	67,23	82,71	0,0557	66,53	94,7	6300,0	0,13	9,07
UA0839	60,50	74,02	0,0475	58,85	79,7	4690,0	0,01	8,84
UA0840	58,10	68,62	0,0461	57,36	77,4	4440,0	0,00	9,12
UA0841	69,34	82,19	0,0726	69,17	99,9	6910,0	0,02	9,32
UA0843	63,84	76,54	0,0583	64,80	89,5	5800,0	0,13	9,06
UA0844	58,89	68,65	0,0557	59,65	85,0	5070,0	0,13	9,22
UA0845	58,02	69,51	0,0446	56,65	77,5	4390,0	0,00	8,95
UA0846	56,99	68,73	0,0532	59,01	83,2	4910,0	0,00	9,15
UA0847	61,17	73,40	0,0524	59,60	80,7	4810,0	0,00	9,16
UA0848	54,72	65,80	0,0537	54,62	84,4	4610,0	0,00	9,47
UA0851	52,73	62,67	0,0477	53,74	78,9	4240,0	0,00	9,36
UA0852	58,55	70,91	0,0494	62,86	78,9	4960,0	0,12	8,84
UA0858	53,56	65,51	0,0374	52,64	70,1	3690,0	0,01	8,69
UA0860	61,76	75,77	0,0520	61,93	85,9	5320,0	0,01	8,53
UA0863	60,61	73,50	0,0442	60,05	73,1	4390,0	0,00	8,26
UA0865	53,46	64,01	0,0506	52,28	81,1	4240,0	0,01	9,20
UA0866	55,21	67,31	0,0444	53,64	79,6	4270,0	0,00	9,11
UA0867	60,14	72,65	0,0493	58,16	84,6	4920,0	0,00	9,36
UA0868	56,85	69,47	0,0501	55,70	86,9	4840,0	0,01	9,43
UA0869	61,27	73,20	0,0523	61,57	85,6	5270,0	0,00	8,64
UA0870	53,20	62,56	0,0469	53,06	83,3	4420,0	0,00	9,12
UA0872	52,19	63,79	0,0471	51,91	81,3	4220,0	0,01	9,01
UA0874	50,44	59,58	0,0387	50,00	82,0	4100,0	0,01	8,55

Tabelle C.8: Fortführung: Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_{i}, dem Dunkelstrom I_{Dunkel} und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden

Seriennummer	$M_{\mathrm{U=750\,V}}$	$M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	I_{Dunkel} [nA]	$M_{\mathrm{Hamamatsu}}$	Lichtempf. K. [µA/lm]	Lichtempf. A. [µA/lm]	$I_{\mathrm{Dunkel,\ Hamamatsu}}$ [nA]	Sk_{b}
UA0876	55,75	67,11	0,0405	55,21	86,4	4770,0	0,01	9,17
UA0878	53,99	65,24	0,0428	53,40	76,4	4080,0	0,00	8,91
UA0879	59,07	70,20	0,0548	59,47	93,5	5560,0	0,01	9,15
UA0880	61,77	74,70	0,0657	61,80	91,1	5630,0	0,02	8,74
UA0881	60,39	73,00	0,0547	62,31	86,5	5390,0	0,01	8,41
UA0882	60,83	72,25	0,0553	61,98	89,7	5560,0	0,00	9,21
UA0885	57,78	71,60	0,0575	57,89	84,3	4880,0	0,02	8,43
UA0887	59,22	71,35	0,0468	59,95	76,4	4580,0	0,01	8,21
UA0888	61,18	73,97	0,0065	62,76	92,1	5780,0	0,02	8,59
UA0890	53,87	64,22	0,0532	54,20	84,5	4580,0	0,01	9,03
UA0893	65,24	79,64	0,0571	66,13	81,2	5370,0	0,12	9,18
UA0895	57,45	67,21	0,0489	58,35	82,6	4820,0	0,00	9,03
UA0897	55,76	68,03	0,0437	50,06	86,7	4340,0	0,00	9,08
UA0898	56,20	67,41	0,0440	57,41	73,5	4220,0	0,01	8,88
UA0899	50,77	60,92	0,0372	50,07	69,3	3470,0	0,00	8,99
UA0900	57,04	67,17	0,0439	58,38	66,8	3900,0	0,01	8,90
UA0901	46,58	57,97	0,0435	47,02	80,6	3790,0	0,12	8,98
UA0902	59,26	71,26	0,0512	61,78	81,1	5010,0	0,01	8,92
UA0903	58,77	72,00	0,0440	59,05	74,0	4370,0	0,01	8,55
UA0904	62,37	76,54	0,0478	62,75	84,3	5290,0	0,00	8,70
UA0907	65,47	80,67	0,0667	65,28	74,6	4870,0	0,16	8,75
UA0908	51,84	62,24	0,0419	51,11	71,8	3670,0	0,01	9,01
UA0909	55,45	67,41	0,0481	54,80	76,1	4170,0	0,01	9,12
UA0913	54,67	64,99	0,0443	54,31	72,0	3910,0	0,00	9,01
UA0914	66,75	79,26	0,0898	69,50	100,0	6950,0	0,02	9,65
UA0915	58,50	71,05	0,0432	59,01	70,5	4160,0	0,00	8,47
UA0920	50,01	60,45	0,0350	50,16	62,4	3130,0	0,14	8,40
UA0921	56,70	69,41	0,0451	58,14	81,7	4750,0	0,01	8,66
UA0923	58,24	68,24	0,0435	58,73	77,3	4540,0	0,00	8,40
UA0937	51,29	62,04	0,0421	50,68	80,3	4070,0	0,01	9,35
UA0938	56,45	67,53	0,0462	56,85	78,1	4440,0	0,01	8,91
UA0939	57,34	69,86	0,0553	60,31	83,9	5060,0	0,01	9,28
UA0941	57,96	71,08	0,0505	58,20	82,3	4790,0	0,13	8,27
UA0942	59,17	71,62	0,0587	60,68	103,0	6250,0	0,01	8,78
UA0943	51,20	65,26	0,0374	52,06	63,2	3290,0	0,01	8,00
UA0944	55,08	69,16	0,0485	57,57	80,6	4640,0	0,01	8,45
UA0945	63,24	74,23	0,0456	61,34	73,2	4490,0	0,01	8,04
UA0946	58,88	69,30	0,0447	58,45	81,1	4740,0	0,00	8,70
UA0948	61,97	76,05	0,0537	62,80	93,0	5840,0	0,01	8,66
UA0952	51,62	62,75	0,0389	51,29	73,9	3790,0	0,00	9,08
UA0955	58,43	72,02	0,0517	58,36	95,1	5550,0	0,00	8,97
UA0957	61,97	75,89	0,0687	62,15	84,8	5270,0	0,02	8,84
UA0958	54,33	67,00	0,0406	53,91	75,5	4070,0	0,00	8,57
UA0959	50,94	61,81	0,0439	50,15	68,8	3450,0	0,01	8,71
UA0963	56,77	70,05	0,0486	56,40	68,8	3880,0	0,01	8,26
UA0965	52,74	64,03	0,0384	45,95	81,4	3740,0	0,00	8,86
UA0966	48,83	60,26	0,0399	47,86	79,4	3800,0	0,00	9,24
UA0968	56,05	69,15	0,0523	56,13	84,8	4760,0	0,01	9,19
UA0969	56,65	69,52	0,0362	55,54	84,8	4710,0	0,00	9,49
UA0970	46,62	57,17	0,0394	46,11	70,7	3260,0	0,01	9,08
UA0971	53,97	65,84	0,0419	52,43	72,1	3780,0	0,00	9,35
UA0972	50,46	61,81	0,0422	50,52	77,2	3900,0	0,10	9,33
UA0973	51,65	62,68	0,0403	51,34	78,1	4010,0	0,00	9,18
UA0974	51,27	61,63	0,0399	51,07	74,8	3820,0	0,00	9,03
UA0976	51,54	62,58	0,0412	52,72	75,5	3980,0	0,00	9,02
UA0979	51,02	61,99	0,0413	51,24	76,9	3940,0	0,00	9,12
UA0981	58,14	72,41	0,0528	58,90	82,0	4830,0	0,00	9,18
UA0983	60,77	73,82	0,0426	58,94	73,8	4350,0	0,10	8,12
UA0984	59,85	72,79	0,0472	58,31	80,6	4700,0	0,01	8,77
UA0985	54,49	66,10	0,0417	52,33	75,1	3930,0	0,11	8,55
UA0986	53,17	64,77	0,0408	51,00	75,3	3840,0	0,00	8,69
UA0987	63,09	76,93	0,0478	61,60	72,4	4460,0	0,01	8,26
UA0989	53,05	64,71	0,0422	50,34	74,5	3750,0	0,01	8,95
UA0990	64,47	76,99	0,0507	62,04	79,3	4920,0	0,00	8,62
UA0991	55,27	67,23	0,0361	53,38	66,5	3550,0	0,00	8,40
UA0993	54,37	66,99	0,0407	52,01	74,6	3880,0	0,00	8,75
UA0994	53,85	65,73	0,0367	51,74	69,0	3570,0	0,00	8,17
UA0995	51,34	61,74	0,0371	49,01	70,6	3460,0	0,13	8,70
UA0996	55,39	68,18	0,0447	52,40	83,2	4360,0	0,00	8,83
UA0999	59,65	72,72	0,0461	57,65	79,1	4560,0	0,00	8,67

Tabelle C.9: Fortführung: Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_{i}, dem Dunkelstrom I_{Dunkel} und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden

Seriennummer	$M_{\mathrm{U=750\,V}}$	$M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	I_{Dunkel} [nA]	$M_{\mathrm{Hamamatsu}}$	Lichtempf. K. [µA/lm]	Lichtempf. A. [µA/lm]	$I_{\mathrm{Dunkel,\,Hamamatsu}}$ [nA]	Sk_{b}
UA1000	60,17	74,00	0,0445	57,66	79,6	4590,0	0,00	8,76
UA1001	52,80	64,79	0,0378	50,69	72,6	3680,0	0,00	8,90
UA1002	59,00	71,08	0,0391	56,89	74,7	4250,0	0,11	8,69
UA1003	55,85	68,18	0,0448	54,01	76,1	4110,0	0,05	8,77
UA1004	57,03	70,34	0,0600	54,90	78,5	4310,0	0,01	8,86
UA1005	59,45	72,60	0,0411	58,24	70,4	4100,0	0,00	8,25
UA1007	58,55	72,02	0,0431	55,30	78,3	4330,0	0,00	9,04
UA1011	57,12	70,41	0,0604	54,42	84,9	4620,0	0,02	9,30
UA1012	54,55	65,82	0,0438	52,14	72,3	3770,0	0,01	8,47
UA1013	55,93	65,88	0,0419	53,19	73,7	3920,0	0,00	8,72
UA1015	59,21	72,21	0,0553	56,97	83,2	4740,0	0,01	9,17
UA1016	57,40	69,64	0,0375	54,99	67,1	3690,0	0,13	8,20
UA1017	49,41	59,54	0,0344	50,60	66,6	3370,0	0,00	8,47
UA1022	50,85	61,88	0,0442	52,46	77,2	4050,0	0,00	8,89
UA1023	48,06	59,08	0,0423	50,06	81,1	4060,0	0,00	9,19
UA1024	45,78	56,15	0,0374	47,23	75,8	3580,0	0,00	8,89
UA1027	51,19	63,24	0,0373	53,51	68,4	3660,0	0,00	8,72
UA1036	52,97	66,06	0,0445	58,97	75,8	4470,0	0,00	8,27
UA1037	53,30	63,75	0,0454	56,91	80,3	4570,0	0,12	8,99
UA1038	51,81	61,84	0,0348	54,23	72,1	3910,0	0,00	8,14
UA1042	51,64	62,40	0,0385	54,64	73,2	4000,0	0,01	8,40
UA1047	54,70	65,06	0,0417	57,18	75,2	4300,0	0,00	8,39
UA1051	55,28	66,05	0,0432	57,67	76,3	4400,0	0,01	8,22
UA1054	52,67	63,74	0,0405	56,22	71,5	4020,0	0,01	8,17
UA1066	50,81	60,48	0,0349	53,50	70,1	3750,0	0,00	8,45
UA1071	52,20	63,11	0,0405	54,21	78,4	4250,0	0,00	8,68
UA1076	51,66	61,85	0,0408	53,21	71,6	3810,0	0,06	8,78
UA1077	54,20	64,91	0,0388	56,76	71,0	4030,0	0,00	8,12
UA1078	57,56	71,02	0,0655	60,17	84,6	5090,0	0,01	9,26
UA1079	54,76	65,16	0,0381	56,30	69,8	3930,0	0,00	8,77
UA1080	48,27	59,82	0,0516	49,67	76,1	3780,0	0,02	8,90
UA1082	50,53	60,18	0,0479	52,60	86,7	4560,0	0,09	9,08
UA1083	53,01	64,60	0,0434	53,88	80,0	4310,0	0,00	9,05
UA1084	50,99	61,13	0,0370	52,86	70,0	3700,0	0,00	8,41
UA1085	53,40	65,56	0,0394	56,87	74,2	4220,0	0,00	8,44
UA1092	48,90	59,54	0,0320	51,95	64,1	3330,0	0,00	8,27
UA1093	51,72	62,71	0,0307	55,64	67,4	3750,0	0,09	8,40
UA1094	50,14	60,88	0,0363	52,90	72,4	3830,0	0,00	8,56
UA1098	48,93	59,49	0,0365	51,88	71,9	3730,0	0,00	8,51
UA1101	56,66	68,33	0,0463	59,54	82,3	4900,0	0,00	8,64
UA1102	50,30	62,14	0,0336	53,55	63,3	3390,0	0,00	8,70
UA1103	56,79	68,36	0,0492	59,28	80,8	4790,0	0,09	9,16
UA1104	56,13	66,40	0,0451	58,56	74,8	4380,0	0,10	8,49
UA1106	53,98	64,35	0,0468	56,08	80,6	4520,0	0,10	8,87
UA1107	52,35	63,73	0,0466	54,70	75,5	4130,0	0,10	8,73
UA1110	57,12	67,41	0,0535	60,11	87,5	5260,0	0,01	8,95
UA1111	49,25	60,65	0,0412	51,69	79,9	4130,0	0,00	9,06
UA1114	47,68	58,80	0,0464	50,54	73,6	3720,0	0,02	8,96
UA1115	47,75	56,96	0,0329	49,47	65,7	3250,0	0,01	8,63
UA1116	59,72	72,05	0,0437	62,20	82,0	5100,0	0,00	8,65
UA1117	55,48	67,07	0,0433	57,73	77,6	4480,0	0,10	8,97
UA1118	53,92	65,31	0,0447	56,83	77,6	4410,0	0,01	9,02
UA1119	46,32	56,24	0,0318	47,57	63,9	3040,0	0,11	8,77
UA1120	52,07	61,45	0,0388	54,24	74,3	4030,0	0,01	8,96
UA1125	49,95	60,36	0,0352	52,60	73,2	3850,0	0,00	8,40
UA1126	55,92	65,70	0,0473	58,89	82,7	4870,0	0,01	8,84
UA1128	53,14	63,77	0,0314	56,06	75,1	4210,0	0,01	8,84
UA1145	48,30	59,28	0,0396	50,62	72,1	3650,0	0,01	9,14
UA1146	51,91	62,63	0,0323	53,94	67,3	3630,0	0,00	8,35
UA1147	56,73	69,33	0,0451	60,20	78,9	4750,0	0,01	9,03
UA1148	47,94	59,12	0,0351	50,35	72,1	3630,0	0,00	9,04
UA1149	49,61	60,53	0,0352	52,70	70,4	3710,0	0,00	8,80
UA1150	46,93	57,50	0,0385	50,85	76,5	3890,0	0,00	8,95
UA1151	49,91	60,30	0,0335	53,02	71,3	3780,0	0,00	8,70
UA1155	47,73	58,68	0,0353	50,07	69,1	3460,0	0,01	8,88
UA1157	48,30	59,02	0,0284	50,08	62,5	3130,0	0,07	8,61
UA1158	57,70	71,03	0,0434	61,08	83,0	5070,0	0,01	8,60
UA1159	49,99	60,76	0,0354	51,49	63,9	3290,0	0,01	8,54
UA1161	50,92	60,37	0,0365	53,54	70,6	3780,0	0,01	8,54
UA1162	49,94	60,21	0,0310	51,89	63,4	3290,0	0,18	8,22

Tabelle C.10: Fortführung: Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_{i}, dem Dunkelstrom I_{Dunkel} und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden

Seriennummer	$M_{\mathrm{U=750\,V}}$	$M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	I_{Dunkel} [nA]	$M_{\mathrm{Hamamatsu}}$	Lichtempf. K. [µA/lm]	Lichtempf. A. [µA/lm]	$I_{\mathrm{Dunkel,\ Hamamatsu}}$ [nA]	Sk_{b}
UA1163	54,67	65,98	0,0404	57,37	76,7	4400,0	0,00	8,68
UA1165	53,24	65,05	0,0322	55,79	65,6	3660,0	0,01	8,43
UA1166	53,78	64,40	0,0324	56,97	64,6	3680,0	0,00	8,13
UA1170	46,86	57,38	0,0350	48,46	68,3	3310,0	0,01	8,88
UA1172	49,89	60,77	0,0340	52,48	68,6	3600,0	0,00	8,73
UA1173	48,78	59,73	0,0370	50,56	71,8	3630,0	0,01	8,91
UA1180	51,44	62,11	0,0283	53,54	66,3	3550,0	0,00	8,50
UA1188	51,23	63,31	0,0407	53,38	71,0	3790,0	0,16	8,48
UA1189	51,90	63,79	0,0343	54,08	79,7	4310,0	0,00	9,01
UA1193	50,25	61,93	0,0379	52,27	74,8	3910,0	0,16	8,98
UA1196	55,97	66,12	0,0365	58,14	67,6	3930,0	0,01	8,76
UA1199	53,19	64,89	0,0323	56,87	67,7	3850,0	0,00	8,88
UA1202	50,77	62,00	0,0291	58,36	73,0	4260,0	0,00	8,72
UA1203	54,89	67,31	0,0352	52,59	61,8	3250,0	0,08	8,70
UA1208	44,57	53,89	0,0252	47,51	66,3	3150,0	0,00	8,75
UA1210	47,73	56,44	0,0242	51,11	67,5	3450,0	0,00	8,52
UA1211	50,43	61,04	0,0264	54,12	70,4	3810,0	0,00	8,11
UA1212	48,56	58,36	0,0253	51,35	66,6	3420,0	0,08	8,21
UA1219	56,66	67,93	0,0351	59,92	76,1	4560,0	0,01	8,53
UA1220	59,64	72,78	0,0401	63,11	85,4	5390,0	0,05	9,11
UA1222	50,75	61,20	0,0295	53,30	69,6	3710,0	0,00	8,91
UA1224	47,99	58,50	0,0263	50,53	65,7	3320,0	0,00	8,34
UA1225	50,80	60,89	0,0313	54,52	74,1	4040,0	0,00	9,02
UA1226	51,26	60,39	0,0314	54,08	73,6	3980,0	0,00	8,85
UA1231	51,79	62,64	0,0297	55,00	68,0	3740,0	0,01	8,27
UA1232	53,58	65,40	0,0403	56,86	79,5	4520,0	0,08	9,12
UA1233	46,65	56,57	0,0147	49,67	76,3	3790,0	0,01	9,24
UA1235	45,78	54,80	0,0035	51,53	75,1	3870,0	0,01	9,11
UA1237	48,23	58,56	0,0232	50,85	71,0	3610,0	0,01	8,98
UA1241	54,27	71,96	0,0352	57,81	76,8	4440,0	0,01	8,16
UA1242	55,50	68,67	0,0387	59,44	82,1	4880,0	0,00	8,62
UA1243	60,08	74,61	0,0451	63,17	92,6	5850,0	0,01	9,11
UA1246	51,36	62,22	0,0277	53,33	69,0	3680,0	0,06	8,75
UA1247	56,12	67,37	0,0322	57,00	71,4	4070,0	0,00	8,84
UA1248	68,68	83,31	0,0457	65,06	99,6	6480,0	0,00	9,34
UA1249	60,45	69,89	0,0175	63,75	85,8	5470,0	0,01	9,20
UA1250	51,99	64,16	0,0264	54,32	67,2	3650,0	0,00	8,40
UA1251	54,51	65,73	0,0401	62,63	74,4	4660,0	0,06	8,16
UA1253	51,81	60,82	0,0135	54,50	66,6	3630,0	0,00	8,66
UA1254	46,93	54,45	0,0455	48,92	74,0	3620,0	0,02	9,04
UA1255	45,27	52,30	0,0205	49,61	64,5	3200,0	0,08	8,44
UA1256	47,60	54,31	0,0229	46,57	80,1	3730,0	0,01	9,06
UA1259	52,36	62,31	0,0328	53,77	66,4	3570,0	0,00	8,86
UA1261	65,73	78,15	0,0164	62,69	78,8	4940,0	0,01	9,34
UA1262	47,85	56,18	0,0358	46,65	71,6	3340,0	0,01	9,12
UA1263	56,74	67,47	0,0147	53,65	72,7	3900,0	0,01	9,21
UA1264	51,56	62,11	0,0227	56,22	60,3	3390,0	0,01	8,20
UA1268	51,83	61,67	0,0239	54,16	75,7	4100,0	0,08	8,63
UA1270	54,03	64,69	0,0248	57,79	73,2	4230,0	0,00	8,62
UA1281	49,90	58,20	0,0308	48,79	70,1	3420,0	0,01	8,92
UA1283	57,84	70,35	0,0327	55,28	85,2	4710,0	0,06	9,30
UA1284	49,81	59,19	0,0241	51,34	71,1	3650,0	0,00	8,94
UA1286	47,35	56,30	0,0346	45,39	81,3	3690,0	0,08	9,17
UA1291	53,64	63,84	0,0293	53,27	70,4	3750,0	0,00	8,93
UA1292	53,82	63,91	0,0264	59,20	65,2	3860,0	0,00	8,65
UA1294	52,40	60,54	0,0264	50,16	61,6	3090,0	0,06	8,61
UA1296	44,62	53,79	0,0261	47,02	65,5	3080,0	0,01	8,85
UA1300	50,72	59,88	0,0257	52,91	67,1	3550,0	0,00	8,50
UA1301	49,79	58,11	0,0402	47,89	73,3	3510,0	0,00	9,03
UA1302	54,26	63,60	0,0058	54,20	71,4	3870,0	0,00	8,46
UA1303	54,97	66,04	0,0376	53,87	76,3	4110,0	0,07	8,95
UA1306	51,84	61,22	0,0428	49,23	78,2	3850,0	0,01	9,26
UA1310	53,28	66,75	0,0355	57,73	82,1	4740,0	0,00	9,03
UA1311	58,20	69,56	0,0374	54,53	78,3	4270,0	0,01	9,27
UA1313	50,62	60,22	0,0320	54,64	65,7	3590,0	0,00	8,01
UA1315	48,30	56,51	0,0222	49,86	71,6	3570,0	0,05	8,72
UA1320	60,96	73,31	0,0331	58,87	76,1	4480,0	0,01	8,93
UA1327	53,00	63,46	0,0333	55,44	76,3	4230,0	0,00	8,43
UA1328	49,96	58,37	0,0269	49,69	65,0	3230,0	0,01	8,69
UA1330	49,80	64,22	0,0274	50,83	72,2	3670,0	0,01	9,01

Tabelle C.11: Fortführung: Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_{i}, dem Dunkelstrom I_{Dunkel} und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden

Seriennummer	$M_{\mathrm{U=750\,V}}$	$M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	I_{Dunkel} [nA]	$M_{\mathrm{Hamamatsu}}$	Lichtempf. K. [µA/lm]	Lichtempf. A. [µA/lm]	$I_{\mathrm{Dunkel,\,Hamamatsu}}$ [nA]	Sk_{b}
UA1339	52,25	62,10	0,0246	53,30	72,8	3880,0	0,00	8,74
UA1340	47,56	54,36	0,0210	50,49	61,4	3100,0	0,00	8,31
UA1342	51,89	62,50	0,0257	51,62	80,4	4150,0	0,00	8,86
UA1343	53,76	63,27	0,0299	53,78	72,7	3910,0	0,10	8,68
UA1348	58,41	69,72	0,0311	59,76	75,8	4530,0	0,01	8,72
UA1352	53,96	64,97	0,0272	58,02	78,6	4560,0	0,01	8,47
UA1353	53,43	64,52	0,0240	52,21	72,4	3780,0	0,10	8,48
UA1354	47,48	54,61	0,0221	48,76	68,3	3330,0	0,00	8,66
UA1356	60,78	73,28	0,0325	65,64	81,5	5350,0	0,00	8,71
UA1357	52,63	62,95	0,0101	52,43	72,1	3780,0	0,00	9,06
UA1358	50,18	58,59	0,0300	48,64	69,9	3400,0	0,00	9,03
UA1360	55,89	58,88	0,0266	53,88	73,5	3960,0	0,08	8,78
UA1361	53,78	64,09	0,0058	54,09	72,1	3900,0	0,00	9,04
UA1362	48,88	57,71	0,0145	53,06	73,5	3900,0	0,00	8,94
UA1363	50,78	59,66	0,0346	56,08	61,7	3460,0	0,00	8,45
UA1365	53,94	64,50	0,0286	59,18	63,2	3740,0	0,07	8,36
UA1368	50,19	58,82	0,0328	51,67	65,8	3400,0	0,00	8,88
UA1369	51,68	61,65	0,0320	50,15	66,8	3350,0	0,00	8,79
UA1372	35,02	57,12	0,0127	58,38	72,8	4250,0	0,00	8,76
UA1374	59,80	71,90	0,0375	62,36	81,3	5070,0	0,08	8,71
UA1380	32,97	52,24	0,0249	59,19	76,2	4510,0	0,00	8,71
UA1381	61,02	73,14	0,0329	63,61	84,1	5350,0	0,08	8,72
UA1382	32,23	50,06	0,0204	52,93	78,4	4150,0	0,00	9,08
UA1383	46,55	53,39	0,0368	51,94	69,7	3620,0	0,00	8,90
UA1385	49,59	58,34	0,0307	48,45	71,0	3440,0	0,00	8,83
UA1397	48,92	58,82	0,0318	51,37	69,3	3560,0	0,00	8,71
UA1399	54,87	65,34	0,0320	56,56	71,6	4050,0	0,00	8,68
UA1405	68,53	82,58	0,0686	68,19	83,3	5680,0	0,08	8,96
UA1407	52,19	62,11	0,0324	53,90	71,8	3870,0	0,00	8,82
UA1408	50,09	61,26	0,0331	52,67	69,3	3650,0	0,00	8,83
UA1410	49,32	57,76	0,0364	53,54	63,5	3400,0	0,01	8,16
UA1414	52,85	63,20	0,0527	52,59	77,2	4060,0	0,00	9,03
UA1417	50,01	58,65	0,0244	48,61	71,8	3490,0	0,01	9,30
UA1425	50,89	61,17	0,0297	52,90	72,4	3830,0	0,00	8,61
UA1429	55,11	66,44	0,0453	56,72	74,4	4220,0	0,00	8,74
UA1430	48,79	58,33	0,0383	50,99	70,8	3610,0	0,00	8,76
UA1431	52,76	63,87	0,0272	55,29	70,0	3870,0	0,00	8,75
UA1432	60,34	71,96	0,0383	64,93	76,7	4980,0	0,01	8,78
UA1446	49,53	57,86	0,0383	48,84	69,0	3370,0	0,02	8,84
UA1467	44,59	54,47	0,1775	49,06	63,6	3120,0	0,00	8,61
UA1473	49,66	58,99	0,1985	53,47	69,2	3700,0	0,01	8,48
UA1474	47,86	56,93	0,0516	47,51	80,4	3820,0	0,01	8,96
UA1475	48,92	57,95	0,0337	52,20	61,3	3200,0	0,00	8,51
UA1487	52,65	63,24	0,0523	55,20	66,3	3660,0	0,08	8,42
UA1491	52,70	64,53	0,0577	60,17	82,1	4940,0	0,00	8,40
UA1492	53,69	61,36	0,0459	52,75	70,9	3740,0	0,01	8,56
UA1495	49,72	59,30	0,0350	51,41	70,8	3640,0	0,01	8,69
UA1503	45,63	53,51	0,0267	50,86	75,7	3850,0	0,00	8,58
UA1504	45,71	55,00	0,0437	49,35	76,4	3770,0	0,02	8,76
UA1510	58,51	69,74	0,0637	60,89	79,0	4810,0	0,00	8,81
UA1511	46,62	53,38	0,0525	48,04	63,9	3070,0	0,06	8,63
UA1513	54,71	65,41	0,0369	58,20	73,2	4260,0	0,00	8,62
UA1514	49,36	58,50	0,0322	48,72	74,5	3630,0	0,08	9,13
UA1518	54,44	66,19	0,0295	55,86	79,3	4430,0	0,08	9,06
UA1520	63,41	76,05	0,0374	66,58	80,2	5340,0	0,01	8,53
UA1521	47,10	54,28	0,0452	50,90	61,1	3110,0	0,00	8,36
UA1522	59,11	70,33	0,0352	63,22	70,7	4470,0	0,07	8,40
UA1524	62,99	76,31	0,0441	68,11	83,4	5680,0	0,02	8,69
UA1525	52,49	62,68	0,0387	54,27	66,7	3620,0	0,00	8,61
UA1531	53,33	64,84	0,0544	52,24	82,5	4310,0	0,08	9,13
UA1534	52,15	63,03	0,0287	57,33	77,8	4460,0	0,00	9,04
UA1538	52,45	62,94	0,0316	54,48	78,2	4260,0	0,09	8,96
UA1540	48,21	57,15	0,0372	54,46	70,7	3850,0	0,01	8,11
UA1543	59,42	72,19	0,0675	56,46	82,0	4630,0	0,00	9,25
UA1545	54,28	64,85	0,0413	56,06	76,7	4300,0	0,06	8,58
UA1555	46,95	53,95	0,0305	48,40	62,4	3020,0	0,01	8,61
UA1556	49,39	57,65	0,0326	50,91	71,3	3630,0	0,00	8,90
UA1560	52,16	65,46	0,0297	56,04	67,1	3760,0	0,00	8,56
UA1561	51,55	60,35	0,0331	56,84	66,5	3780,0	0,00	8,28
UA1562	64,18	76,74	0,0436	63,07	76,1	4800,0	0,00	8,95

Tabelle C.12: Fortführung: Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_{i}, dem Dunkelstrom I_{Dunkel} und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden

Seriennummer	$M_{\mathrm{U=750\,V}}$	$M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	I_{Dunkel} [nA]	$M_{\mathrm{Hamamatsu}}$	Lichtempf. K. [µA/lm]	Lichtempf. A. [µA/lm]	$I_{\mathrm{Dunkel,\,Hamamatsu}}$ [nA]	Sk_{b}
UA1564	50,14	58,91	0,0320	50,66	68,7	3480,0	0,01	8,53
UA1566	47,87	57,85	0,0296	50,39	63,5	3200,0	0,00	8,59
UA1567	49,49	58,08	0,0472	48,53	67,8	3290,0	0,01	8,72
UA1568	58,06	68,69	0,0351	55,77	77,1	4300,0	0,08	8,90
UA1570	51,79	61,05	0,0371	51,10	72,6	3710,0	0,01	8,84
UA1576	60,60	72,10	0,0391	58,10	75,9	4410,0	0,01	8,97
UA1577	49,17	53,93	0,0423	52,57	74,0	3890,0	0,01	8,97
UA1578	52,75	62,04	0,0340	53,38	69,5	3710,0	0,08	8,79
UA1579	68,87	81,96	0,0456	65,23	83,7	5460,0	0,01	9,14
UA1590	51,08	59,82	0,0288	51,65	66,8	3450,0	0,01	8,77
UA1594	46,81	55,59	0,0261	48,65	63,1	3070,0	0,00	8,61
UA1595	48,26	64,62	0,0298	51,19	67,0	3430,0	0,07	8,62
UA1598	49,92	58,46	0,0322	52,41	68,5	3590,0	0,01	8,60
UA1603	50,50	59,91	0,0059	49,44	71,8	3550,0	0,00	8,94
UA1609	49,77	63,72	0,0272	52,52	63,4	3330,0	0,00	8,49
UA1618	56,74	68,02	0,0422	61,01	83,1	5070,0	0,07	8,63
UA1640	46,91	54,00	0,0283	54,06	65,3	3530,0	0,00	8,15
UA1650	49,31	57,77	0,0304	51,96	63,9	3320,0	0,05	8,60
UA1654	51,01	59,85	0,0385	54,18	67,0	3630,0	0,01	8,71
UA1656	51,70	60,08	0,0473	53,64	70,1	3760,0	0,01	8,80
UA1657	51,00	59,47	0,0366	55,52	64,3	3570,0	0,00	8,41
UA1659	57,39	69,94	0,0437	59,91	65,1	3900,0	0,00	8,60
UA1660	61,83	73,79	0,0431	65,73	78,5	5160,0	0,00	8,90
UA1661	49,62	56,96	0,0448	52,66	60,2	3170,0	0,01	8,61
UA1665	47,35	54,56	0,0224	51,68	62,5	3230,0	0,05	8,40
UA1668	52,69	63,79	0,0321	56,94	71,3	4060,0	0,00	8,87
UA1672	57,93	69,42	0,0316	65,83	67,9	4470,0	0,00	8,62
UA1682	54,93	64,66	0,0287	57,89	63,4	3670,0	0,00	8,57
UA1684	54,10	64,66	0,0283	59,48	68,6	4080,0	0,08	8,41
UA1689	47,03	54,54	0,0244	53,13	67,2	3570,0	0,00	8,38
UA1690	47,38	55,03	0,0240	49,34	68,1	3360,0	0,00	8,73
UA1691	52,22	63,26	0,0239	55,70	67,5	3760,0	0,00	8,57
UA1692	48,14	56,02	0,0324	50,46	65,8	3320,0	0,00	8,68
UA1694	50,87	60,15	0,0292	56,15	65,0	3650,0	0,10	8,47
UA1695	49,94	58,89	0,0254	53,93	61,0	3290,0	0,00	8,60
UA1696	49,74	59,20	0,0347	50,14	71,8	3600,0	0,00	8,97
UA1698	48,04	65,24	0,0248	49,70	65,8	3270,0	0,00	8,78
UA1699	49,04	57,73	0,0394	49,34	67,9	3350,0	0,01	8,81
UA1702	45,55	51,76	0,0239	54,85	61,8	3390,0	0,00	8,04
UA1711	49,76	57,87	0,0237	54,65	63,5	3470,0	0,00	8,38
UA1713	54,12	64,39	0,0284	58,36	68,2	3980,0	0,00	8,62
UA1716	55,07	65,19	0,0335	58,76	69,1	4060,0	0,00	8,70
UA1720	46,85	53,98	0,0275	49,06	68,9	3380,0	0,01	8,95
UA1734	48,43	55,94	0,0240	50,98	61,0	3110,0	0,01	8,45
UA1735	55,31	68,21	0,0305	59,14	67,8	4010,0	0,01	8,60
UA1738	56,24	66,34	0,0291	56,67	75,0	4250,0	0,00	8,91
UA1739	52,32	59,97	0,0279	54,62	72,5	3960,0	0,08	8,99
UA1741	46,90	53,40	0,0244	46,94	63,7	2990,0	0,01	8,85
UA1742	52,36	61,67	0,0322	51,34	74,6	3830,0	0,01	9,10
UA1744	51,48	60,46	0,0284	53,08	60,1	3190,0	0,01	8,56
UA1745	51,33	59,48	0,0280	52,64	64,4	3390,0	0,09	8,67
UA1754	49,06	57,17	0,0282	48,04	73,9	3550,0	0,02	9,07
UA1756	52,16	62,28	0,0235	51,98	73,3	3810,0	0,02	9,00
UA1757	49,89	58,93	0,0261	53,48	64,7	3460,0	0,00	8,68
UA1762	55,93	65,58	0,0326	57,76	68,9	3980,0	0,11	8,54
UA1764	58,88	70,85	0,0240	51,72	61,1	3160,0	0,00	8,71
UA1768	47,18	56,51	0,0229	49,76	63,1	3140,0	0,10	8,77
UA1769	52,97	63,02	0,0273	55,17	63,8	3520,0	0,00	8,65
UA1781	48,05	59,63	0,0230	50,31	63,8	3210,0	0,01	8,68
UA1785	59,86	72,65	0,0371	64,72	75,4	4880,0	0,01	8,80
UA1786	53,40	67,64	0,0315	56,64	74,5	4220,0	0,08	9,09
UA1790	47,14	58,99	0,0617	49,64	69,1	3430,0	0,02	9,03
UA1792	49,02	56,84	0,0529	51,82	68,7	3560,0	0,01	8,82
UA1795	50,49	59,47	0,0532	51,42	70,2	3610,0	0,02	8,81
UA1798	56,39	66,93	0,0352	58,19	72,0	4190,0	0,10	8,87
UA1799	48,32	56,07	0,0542	49,54	65,8	3260,0	0,03	8,77
UA1800	46,04	59,40	0,0584	48,08	65,1	3130,0	0,00	8,93
UA1802	50,54	59,03	0,0650	50,00	71,6	3580,0	0,03	9,12
UA1804	51,24	60,20	0,0292	52,21	67,8	3540,0	0,00	8,96
UA1805	48,71	56,96	0,0348	46,45	76,0	3530,0	0,08	9,20

Tabelle C.13: Fortführung: Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_i, dem Dunkelstrom I_Dunkel und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden

Seriennummer	$M_{\mathrm{U=750\,V}}$	$M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	I_Dunkel [nA]	$M_\mathrm{Hamamatsu}$	Lichtempf. K. [µA/lm]	Lichtempf. A. [µA/lm]	$I_{\mathrm{Dunkel,\ Hamamatsu}}$ [nA]	Sk_b
UA1808	59,66	71,09	0,0470	63,76	86,1	5490,0	0,00	8,76
UA1812	49,83	58,32	0,0589	50,14	72,6	3640,0	0,00	9,05
UA1814	49,46	57,60	0,0378	50,58	68,6	3470,0	0,07	9,08
UA1815	55,44	65,64	0,0648	52,63	77,9	4100,0	0,02	9,06
UA1817	51,58	61,00	0,0785	53,26	73,6	3920,0	0,00	8,91
UA1818	46,41	52,97	0,0647	48,25	63,0	3040,0	0,00	8,67
UA1819	54,82	65,31	0,0526	52,86	76,8	4060,0	0,01	9,14
UA1820	58,35	69,56	0,0423	64,28	73,9	4750,0	0,00	8,76
UA1822	47,56	55,41	0,0510	48,91	64,4	3150,0	0,01	8,78
UA1823	67,42	81,00	0,0598	69,77	83,7	5840,0	0,01	8,74
UA1824	47,13	51,65	0,0479	50,64	69,9	3540,0	0,02	8,77
UA1825	57,22	67,38	0,0369	58,30	75,3	4390,0	0,01	8,96
UA1833	47,59	54,97	0,0423	49,45	64,1	3170,0	0,06	8,53
UA1834	62,17	73,98	0,0448	61,82	80,4	4970,0	0,00	9,01
UA1835	48,57	56,57	0,0153	50,42	71,4	3600,0	0,01	8,90
UA1841	51,58	58,82	0,0493	56,75	73,3	4160,0	0,00	8,94
UA1842	57,40	69,26	0,0550	59,16	73,7	4360,0	0,00	8,84
UA1843	48,80	56,51	0,0483	51,16	64,5	3300,0	0,00	8,54
UA1844	56,01	66,73	0,0326	57,85	72,6	4200,0	0,01	8,70
UA1846	45,42	53,75	0,0317	49,55	66,6	3300,0	0,00	8,70
UA1847	58,56	70,42	0,0217	61,03	78,0	4760,0	0,01	8,70
UA1848	62,94	75,37	0,0337	61,57	83,0	5110,0	0,00	9,15
UA1849	49,55	60,56	0,0277	51,21	70,5	3610,0	0,00	8,93
UA1851	52,35	64,61	0,0394	56,49	77,0	4350,0	0,00	8,85
UA1852	58,41	69,32	0,0302	56,87	72,1	4100,0	0,00	8,92
ZG5865	53,24	62,26	0,0309	56,32	83,1	4680,0	0,02	8,08
ZG5866	46,40	57,00	0,0439	47,45	88,1	4180,0	0,01	9,19
ZG5867	51,21	59,00	0,0217	54,04	68,1	3680,0	0,01	8,49
ZG5873	46,30	54,38	0,0237	47,51	70,3	3340,0	0,03	8,71
ZG5874	66,44	74,04	0,0185	72,07	99,9	7200,0	0,06	9,46
ZG5875	59,23	69,58	0,0413	67,33	96,1	6470,0	0,03	9,00
ZG5876	59,88	70,31	0,0362	66,92	104,0	6960,0	0,03	9,16
ZG5877	53,79	62,22	0,0453	57,25	82,8	4740,0	0,04	9,20
ZG5878	53,97	63,37	0,0137	57,98	82,1	4760,0	0,05	9,24
ZG5909	52,20	55,52	0,0462	50,34	72,9	3670,0	0,01	8,83
ZG5910	34,30	41,35	0,0478	34,83	64,6	2250,0	0,02	8,74
ZG5911	49,95	55,31	0,0263	48,40	74,8	3620,0	0,01	8,36
ZG5912	45,48	52,89	0,0239	46,95	78,6	3690,0	0,02	8,68
ZG5913	52,21	54,05	0,0290	50,97	72,4	3690,0	0,01	8,37
ZG5975	62,00	71,55	0,0407	65,85	94,0	6190,0	0,07	9,13
ZG5977	43,15	49,94	0,0427	48,94	85,0	4160,0	0,01	9,06
ZG5978	40,87	48,55	0,0102	45,77	93,3	4270,0	0,01	9,25
ZG5979	37,56	62,76	0,0373	54,67	105,0	5740,0	0,01	10,10
ZG5981	43,34	51,59	0,0123	50,00	88,4	4420,0	0,01	9,29
ZG5982	45,09	57,00	0,0283	48,08	93,6	4500,0	0,01	9,56
ZG5983	47,46	55,54	0,0226	54,06	101,0	5460,0	0,01	9,95
ZG5984	47,53	54,37	0,0158	52,48	90,9	4770,0	0,01	9,41
ZG5989	60,08	78,82	0,0351	66,10	105,0	6940,0	0,01	9,45
ZG5991	47,44	57,63	0,0291	54,24	99,0	5370,0	0,02	9,89
ZG5992	41,95	51,13	0,0298	47,50	97,9	4650,0	0,02	9,62
ZG5993	45,75	56,35	0,0344	52,48	105,0	5510,0	0,03	9,97
ZG5994	43,48	54,07	0,0395	47,97	98,6	4730,0	0,01	9,60
ZG5995	43,59	49,35	0,0155	46,51	96,1	4470,0	0,01	9,59
ZG5996	26,56	32,55	0,0248	29,24	105,0	3070,0	0,01	9,97
ZG5997	48,77	58,49	0,0373	52,45	110,0	5770,0	0,02	9,84
ZG5999	29,80	32,08	0,0212	31,17	95,6	2980,0	0,02	9,37
ZG6005	49,58	62,61	0,0183	90,98	96,5	8780,0	0,01	10,10
ZG6006	24,40	26,76	0,0492	28,70	97,2	2790,0	0,01	10,80
ZG6007	42,35	50,13	0,0250	94,52	104,0	9830,0	0,01	9,65
ZG6045	51,12	57,43	0,0284	56,69	82,9	4700,0	0,02	8,33
ZG6047	57,16	61,71	0,0356	56,82	97,5	5540,0	0,02	9,15
ZG6048	47,14	54,36	0,0246	51,08	78,5	4010,0	0,03	9,22
ZG6051	53,74	60,79	0,0371	67,13	79,1	5310,0	0,01	8,73
ZG6052	60,75	65,90	0,0194	73,88	89,6	6620,0	0,02	8,98
ZG6053	69,95	80,81	0,0132	96,40	86,0	8290,0	0,08	8,21
ZG6054	51,77	60,70	0,0455	69,30	89,9	6230,0	0,02	8,24
ZG6058	59,44	69,09	0,0371	60,58	104,0	6300,0	0,00	9,49
ZG6059	65,60	77,26	0,0266	68,56	96,7	6630,0	0,02	8,49
ZG6060	60,36	69,94	0,0209	63,86	84,4	5390,0	0,06	9,01
ZG6061	63,78	77,88	0,0190	66,59	86,2	5740,0	0,07	8,96

Tabelle C.14: Fortführung: Liste mit den gemessenen Verstärkungen M_{i}, dem Dunkelstrom I_{Dunkel} und sonstigen Herstellerangaben der Vakuumphototetroden

Seriennummer	$M_{\mathrm{U=750\,V}}$	$M_{\mathrm{U=1000\,V}}$	I_{Dunkel} [nA]	$M_{\mathrm{Hamamatsu}}$	Lichtempf. K. [µA/lm]	Lichtempf. A. [µA/lm]	$I_{\mathrm{Dunkel,\,Hamamatsu}}$ [nA]	Sk_{b}
ZG6063	50,66	64,86	0,0408	54,26	80,9	4390,0	0,01	8,64
ZG6064	62,01	72,01	0,0258	67,20	81,1	5450,0	0,01	8,43
ZG6068	54,30	64,58	0,0333	55,61	79,3	4410,0	0,02	9,09
ZG6069	59,54	70,85	0,0020	59,98	94,7	5680,0	0,03	9,10
ZG6070	52,29	63,00	0,0186	51,87	82,7	4290,0	0,01	8,94

Literaturverzeichnis

[1] B. Povh et al. *Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte.* Springer Spektrum, 2014.

[2] M. Tanabashi et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 98:030001, Aug 2018.

[3] D. B. Newell et al. The CODATA 2017 values of h, e, k, and N_{A} for the revision of the SI. *Metrologia*, 55(1):L13–L16, Jan 2018.

[4] Welt der Physik. *PANDA: Wie halten die Quarks zusammen.* `https://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/experimente/teilchenbeschleuniger/fair/panda/`. Abgerufen am 12.10.2018.

[5] G. Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:1–29, 2012.

[6] S. Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:30–61, 2012.

[7] D. Griffiths. *Einführung in die Elementarteilchenphysik.* Akademie Verlag, 1999.

[8] G. S. Bali. QCD forces and heavy quark bound states. *Phys. Rept.*, 343:1–136, 2001.

[9] S. Bethke. Experimental tests of asymptotic freedom. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 58:351–386, 2007.

[10] M. Albrecht. *Partial Wave Analysis of the Decay $J/\psi \to \gamma\omega\omega$ at BESIII and Developments for the Electromagnetic Calorimeter of the $\overline{\mathrm{P}}$ANDA Detector.* Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2016.

[11] Y. Chen et al. Glueball spectrum and matrix elements on anisotropic lattices. *Phys. Rev. D*, 73:014516, Jan 2006.

[12] S.-K. Choi et al. Bounds on the width, mass difference and other properties of $X(3872) \to \pi^+\pi^- J/\psi$ decays. *Phys. Rev.*, D84:052004, 2011.

[13] M. Ablikim et al. Observation of a Charged Charmoniumlike Structure in $e^+e^- \to \pi^+\pi^- J/\psi$ at $\sqrt{s}$=4.26 GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 110:252001, Jun 2013.

[14] Z. Q. Liu et al. Study of $e^+e^- \to \pi^+\pi^- J/\psi$ and Observation of a Charged Charmoniumlike State at Belle. *Phys. Rev. Lett.*, 110:252002, Jun 2013.

[15] T. Xiao et al. Observation of the charged hadron $Z_c(3900)^{\pm}$ and evidence for the neutral $Z_c(3900)^0$ in $e^+e^- \to \pi\pi J/\psi$ at $\sqrt{s} = 4170\,\mathrm{MeV}$. *Physics Letters B*, 727(4):366 – 370, 2013.

[16] M. Ablikim et al. Determination of the Spin and Parity of the $Z_c(3900)$. *Phys. Rev. Lett.*, 119:072001, Aug 2017.

[17] M. Ablikim et al. Observation of $Z_c(3900)^0$ in $e^+e^- \to \pi^0\pi^0 J/\psi$. *Phys. Rev. Lett.*, 115:112003, Sep 2015.

[18] F.-K. Guo et al. Consequences of heavy-quark symmetries for hadronic molecules. *Phys. Rev. D*, 88:054007, Sep 2013.

[19] M. Ablikim et al. Observation of a Charged $(D\overline{D}^*)^\pm$ Mass Peak in $e^+e^- \to \pi D\overline{D}^*$ at $\sqrt{s} = 4.26\,\mathrm{GeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 112:022001, Jan 2014.

[20] L. Maiani et al. J^{PG}=1^{++} charged resonance in the $\Upsilon(4260) \to \pi^+\pi^- J/\psi$ decay? *Phys. Rev. D*, 87:111102, Jun 2013.

[21] M. B. Voloshin. $Z_c(3900)$—what is inside? *Phys. Rev. D*, 87:091501, May 2013.

[22] Q. Wang et al. Decoding the Riddle of $Y(4260)$ and $Z_c(3900)$. *Phys. Rev. Lett.*, 111:132003, Sep 2013.

[23] S. Prelovsek and L. Leskovec. Search for $Z_c(3900)^+$ in the 1^{+-} channel on the lattice. *Physics Letters B*, 727(1):172 – 176, 2013.

[24] Y. Chen et al. Low-energy scattering of the $(D\overline{D}^*)^\pm$ system and the resonance-like structure $Z_c(3900)$. *Phys. Rev. D*, 89:094506, May 2014.

[25] Q. Wu et al. Investigations on the charmless decay modes of $Z_c(3900)$ and $Z_c(4025)$. *Phys. Rev. D*, 94:014015, Jul 2016.

[26] A. Blinov et al. *Status of $Z_c(3900)$ simulation in $\overline{p}-d$ collisions at $\overline{P}$ANDA*. `https://indico.gsi.de/event/7327/contribution/0/material/slides/0.pdf`, 2018. Abgerufen am 12.10.2018.

[27] C. Zhang et al. Construction and Commissioning of BEPCII. In *Particle accelerator. Proceedings, 23rd Conference, PAC'09, Vancouver, Canada, May 4-8, 2009*, page MO3RAI03, 2010.

[28] M. Ablikim et al. Design and Construction of the BESIII Detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 614(3):345 – 399, 2010.

[29] Institute of High Energy Physics. *BEPC & BEPCII*. `http://english.ihep.cas.cn/doc/1840.html`, 2018. Abgerufen am 12.10.2018.

[30] C. Schnier. *Analyse des Zerfalls $\eta_c \to \pi^+\pi^-\eta$ bei BESIII und Entwicklung von Komponenten für das elektromagnetische Kalorimeter des $\overline{P}$ANDA-Experimentes*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2019.

[31] M. Y. Dong et al. Aging effect in the BESIII drift chamber. *Chin. Phys.*, C40(1):016001, 2016.

[32] F. A. Harris. BEPCII and BESIII. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 162:345 – 350, 2006. The Proceedings of the II International Workshop on e+e- Collisions from phi to psi.

[33] G. Qin et al. Particle identification using artificial neural networks at BESIII. *Chinese Physics C*, 32:1, 10 2010.

[34] Y. Wang et. al. The construction of the BESIII experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 598(1):7 – 11, 2009. Instrumentation for Collding Beam Physics.

[35] Y. Liang et al. A uniform geometry description for simulation, reconstruction and visualization in the BESIII experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 603(3):325 – 327, 2009.

[36] D. M. Asner et al. Physics at BES-III. *Int. J. Mod. Phys.*, A24:S1–794, 2009.

[37] M. Ablikim et al. Measurement of the center-of-mass energies at BESIII via the di-muon process. *Chin. Phys.*, C40(6):063001, 2016.

[38] S. Agostinelli et al. GEANT4: A Simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506:250–303, 2003.

[39] R.-G. Ping. Event generators at BESIII. *Chin. Phys.*, C32:599, 2008.

[40] S. Jadach et al. The Precision Monte Carlo event generator $\mathcal{KK}$ for two fermion final states in e^+e^- collisions. *Comput. Phys. Commun.*, 130:260–325, 2000.

[41] D. J. Lange. The EvtGen particle decay simulation package. *Nucl. Instrum. Meth.*, A462:152–155, 2001.

[42] R.-G. Ping. *MC production at 4.230 GeV*. Internes BESIII-Dokument.

[43] R.-G. Ping. *MC production at 4.260 GeV*. Internes BESIII-Dokument.

[44] R.-G. Ping. *MC production at 4.360 GeV*. Internes BESIII-Dokument.

[45] R.-G. Ping. *MC production at 4.420 GeV*. Internes BESIII-Dokument.

[46] R.-G. Ping. *MC production at 4.600 GeV*. Internes BESIII-Dokument.

[47] LHCb Kollaboration. *Information on the absorption of hadrons*. `https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/TrackingEffAbsLength`, 2018. Abgerufen am 25.06.2019.

[48] P. Larin et al. *Neutron EM Form Factor Measurement*, 2014. Internes BESIII-Dokument.

[49] V. Prasad et al. Study of photon detection efficiency and position resolution of BESIII electromagnetic calorimeter. *Springer Proc. Phys.*, 174:577–582, 2016.

[50] L. Yan et al. Lagrange multiplier method used in BESIII kinematic fitting. *Chin. Phys.*, C34:204–209, 2010.

[51] M. Kuhlmann und M. Richter. *Persönliche Kommunikation*, 2018.

[52] W. Verkerke and D. P. Kirkby. The RooFit toolkit for data modeling. *eConf*, C0303241:MOLT007, 2003. [,186(2003)].

[53] ROOT Data Analysis Framework. *RooArgusBG Class Reference*. `https://root.cern.ch/doc/master/classRooArgusBG.html`, 2019. Abgerufen am 25.06.2019.

[54] M. Ablikim et al. Precision measurement of the integrated luminosity of the data taken by BESIII at center of mass energies between 3.810 GeV and 4.600 GeV. *Chin. Phys.*, C39(9):093001, 2015.

[55] M. Ablikim et al. Study of tracking efficiency and its systematic uncertainty from $J/\psi \to p\overline{p}\pi^+\pi^-$ at BESIII. *Chin. Phys.*, C40(2):026201, 2016.

[56] M. Ablikim et al. Measurements of cross section of $e^+e^- \to p\overline{p}\pi^0$ at center-of-mass energies between 4.008 and 4.600 gev. *Physics Letters B*, 771:45 – 51, 2017.

[57] M. Ablikim et al. Study of χ_{cJ} radiative decays into a vector meson. *Phys. Rev. D*, 83:112005, Jun 2011.

[58] M. Richter. *Analyse des $\pi^0\pi^0\pi^0$-Systems in Zwei-Photonen-Reaktionen bei BESIII*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2019.

[59] R.-G. Ping. An exclusive event generator for e^+e^- scan experiments. *Chin. Phys.*, C38:083001, 2014.

[60] Ryan Mitchell. *Efficiencies and ISR Corrections for Cross Section Measurements*, 2014. Internes BESIII-Dokument.

[61] Fred Jegerlehner. Electroweak effective couplings for future precision experiments. *Nuovo Cim.*, C034S1:31–40, 2011.

[62] Charmonium Working Group. *The VP correction*. Interne BESIII-Webseite.

[63] T. A. Armstrong et al. Measurement of the J/ψ and ψ' resonance parameters in $\overline{p}p$ annihilation. *Phys. Rev. D*, 47:772–783, Feb 1993.

[64] M. Ambrogiani et al. Study of the $\chi_{c0}(1^3p_0)$ state of charmonium formed in $\overline{p}p$ annihilations. *Phys. Rev. Lett.*, 83:2902–2905, Oct 1999.

[65] W. Erni et al. *Technical Design Report for the $\overline{P}$ANDA Solenoid and Dipole Spectrometer Magnets*. `https://panda.gsi.de/system/files/user_uploads/u.kurilla/RE-TDR-2009-001.pdf`, 2009. Abgerufen am 05.07.2019.

[66] $\overline{\text{P}}$ANDA Kollaboration. *Welcome to the $\overline{P}$ANDA Experiment Website*. `https://panda.gsi.de/`. Abgerufen am 05.07.2019.

[67] S.-K. Choi et al. Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^\pm \to K^\pm\pi^+\pi^-J/\psi$ decays. *Phys. Rev. Lett.*, 91:262001, 2003.

[68] B. Aubert et al. Observation of a broad structure in the $\pi^+\pi^-J/\psi$ mass spectrum around 4.26 GeV/c^2. *Phys. Rev. Lett.*, 95:142001, 2005.

[69] K. Peters. *$\overline{P}$ANDA Annual Report 2017*, 2018. Internes $\overline{\text{P}}$ANDA-Dokument. Abgerufen am 03.09.2018.

[70] W. Erni et al. *Technical Design Report for the $\overline{P}$ANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC).* https://panda.gsi.de/system/files/user_uploads/u.kurilla/RE-TDR-2008-001.pdf, 2008. Abgerufen am 03.09.2018.

[71] W. Erni et al. *Technical Design Report for the $\overline{P}$ANDA Straw Tube Tracker.* https://panda.gsi.de/system/files/user_uploads/u.kurilla/RE-TDR-2012-001.pdf, 2012. Abgerufen am 03.09.2018.

[72] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH. *Zahlen und Fakten.* https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/fair/zahlen_und_fakten_zum_fair_projekt.htm. Abgerufen am 08.03.2018.

[73] Bundesministerium für Bildung und Forschung. *FAIR: Teilchen für die Forschung.* https://www.bmbf.de/de/fair-teilchen-fuer-die-forschung-3313.html. Abgerufen am 12.08.2018.

[74] Facility for Antiproton and Ion Research. *APPA Physics - Atomic, Plasma Physics and Applications.* https://fair-center.eu/for-users/experiments/appa.html. Abgerufen am 10.03.2018.

[75] Facility for Antiproton and Ion Research. *CBM - The Compressed Baryonic Matter experiment.* https://fair-center.eu/for-users/experiments/cbm-and-hades/cbm.html. Abgerufen am 10.03.2018.

[76] Facility for Antiproton and Ion Research. *NUSTAR - Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions.* https://fair-center.eu/for-users/experiments/nustar.html. Abgerufen am 10.03.2018.

[77] I. Augustin. *FAIR BTR Executive Summary.* http://www.fair-center.eu/fileadmin/fair/publications_FAIR/FAIR_BTR_1.pdf, 2006. Abgerufen am 18.07.2018.

[78] P. Spiller. *SIS18/SIS100: Status and Perspectives.* https://indico.gsi.de/event/6343/material/slides/0.pdf, 2017. Abgerufen am 04.01.2019.

[79] M. Fritsch. *Persönliche Kommunikation*, 2018.

[80] C. Schnier. *Persönliche Kommunikation*, 2018.

[81] W. Erni et al. *Technical Design Report for the $\overline{P}$ANDA Internal Targets.* https://panda.gsi.de/system/files/user_uploads/u.kurilla/RE-TDR-2012-002.pdf, 2012. Abgerufen am 03.09.2018.

[82] A. Herten. *GPU-based Online Track Reconstruction for $\overline{P}$ANDA and Application to the Analysis of $D \to K\pi\pi$.* Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2015.

[83] W. Erni et al. *Technical Design Report for the $\overline{P}$ANDA Micro Vertex Detector.* https://panda.gsi.de/system/files/user_uploads/u.kurilla/RE-TDR-2011-001.pdf, 2011. Abgerufen am 03.09.2018.

[84] W. Erni et al. *Technical Design Report for the $\overline{P}$ANDA Barrel Time-of-Flight.* https://panda.gsi.de/system/files/user_uploads/ken.suzuki/RE-TDR-2016-003_0.pdf, 2016. Abgerufen am 03.09.2018.

[85] W. Erni et al. *Technical Design Report for the $\overline{P}$ANDA Barrel DIRC Detector*. https://panda.gsi.de/system/files/user_uploads/j.schwiening/RE-TDR-2016-001.pdf, 2016. Abgerufen am 03.09.2018.

[86] W. Erni et al. *Technical Design Report for the $\overline{P}$ANDA Muon System*. https://panda.gsi.de/system/files/user_uploads/u.kurilla/RE-TDR-2012-003.pdf, 2012. Abgerufen am 03.09.2018.

[87] C. Amsler. *Kern- und Teilchenphysik*. vdf Hochschulverlag AG, 2007.

[88] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner, 4. Auflage, 2005.

[89] T. Holtmann. *Charakterisierung von Photodetektoren für das $\overline{P}$ANDA-Kalorimeter*. Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2014.

[90] S. Leiber. *Analyse des Zerfalls $J/\psi \to \omega\pi^+\pi^-$ bei BESIII und Entwicklungen fÃ¼r das Kühlsystem und die thermische Isolierung des $\overline{P}$ANDA-EMC*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2018.

[91] P. Musiol. *Analyse der Kanäle $\chi_{c2} \to \pi^+\pi^-/K^+K^-$ in radiativen $\psi(2S)$-Zerfällen bei BESIII und Entwicklung eines Monitorierungssystems für das elektromagnetische Kalorimeter des $\overline{P}$ANDA-Experimentes*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2018.

[92] M. Leyhe. *Analyse des J/ψ- und $\psi(2S)$-Zerfalls in $\gamma\pi^+\pi^-\eta$ bei BESIII und Entwicklungen zur Auslese des $\overline{P}$ANDA-EMC*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2013.

[93] M. Kümmel. *Investigations Concerning the Spatial and Energy Resolution of the $\overline{P}$ANDA Electromagnetic Calorimeter*. Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2014.

[94] S. O. Flyckt und C. Marmonier. *Photomulitplier Tubes: Principles & Applications*. http://www2.pv.infn.it/~debari/doc/Flyckt_Marmonier.pdf, 2002. Abgerufen am 06.07.2019.

[95] T. Hakamata. *Photomulitplier Tubes: Basics and Applications*. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf, 2007. Abgerufen am 06.07.2019.

[96] Keithley Instruments. *Model 617 Programmable Electrometer Instruction Manual*. https://www.univie.ac.at/photovoltaik/umwelt/ws2015/K617_original.pdf, 1984. Abgerufen am 06.07.2019.

[97] Keithley Instruments. *Instruction Manual Model 619 Electrometer/Multimeter*. http://www.siliconvalleygarage.com/teardowns/619amodel619.pdf, 1981. Abgerufen am 06.07.2019.

[98] W. Erni. *Persönliche Kommunikation*, 2015.

[99] W. Erni. *Manual Preamplifier SP883d*. https://jazz.physik.unibas.ch/panda/uploads/2012-07-24--11-45-10_SP883d_Datasheet_Manual_PreampV0.6.4.pdf, 2012. Abgerufen am 18.07.2018.

[100] M. Albrecht. *Aufbau und Analyse der Testmessungen des Proto192 elektromagnetischen Kalorimeters*. Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2012.

[101] M. Kuhlmann. *Messungen mit dem Prototypen des $\overline{P}$ANDA elektormagnetischen Kalorimeters*. Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2015.

[102] B. Aubert et al. Search for decays of B0 mesons into pairs of leptons. In *High energy physics. Proceedings, 31st International Conference, ICHEP 2002, Amsterdam, Netherlands, July 25-31, 2002*, 2002.

[103] L. Landau. On the energy loss of fast particles by ionization. *J. Phys.(USSR)*, 8:201–205, 1944.

[104] M. Rossbach. *Anordnung und Test der Detektor-Submodul-Komponenten für die Vorwärts-Endkappe des $\overline{P}$ANDA-EMC*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2019.

Danksagung

Abschließend möchte ich die Worte an die Menschen richten, die mich auf dem langen Weg meines Promotionsvorhabens begleitet und unterstützt haben.

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Ulrich Wiedner bedanken, dass er mir die Chance gegeben hat, an seinem Lehrstuhl und an einem interessanten Thema arbeiten zu dürfen.

Weiterhin bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Ulrich Wiedner und PD Dr. Fritz-Herbert Heinsius, dass sie die Funktion des Erst- und Zweitgutachters übernommen haben.

Für viele Anmerkungen, Hilfestellungen, Unterstützungen und Korrekturlesen danke ich Dr. Malte Albrecht, Dr. Thomas Held, PD Dr. Fritz-Herbert Heinsius, Dr. Miriam Kümmel, Dr. Marc Pelizäus, Dr. Cathrina Sowa, Dr. Matthias Steinke und Dr. Tobias Triffterer.

Insbesondere möchte ich mich bei Mario Fink, Markus Kuhlmann, Dr. Stephan Leiber, Dr. Patrick Musiol, Dr. Arber Mustafa, Dr. Marvin Richter und Dr. Claudius Schnier für die schöne Zeit bedanken.

Zum Schluss möchte ich meiner Mutter und meiner Schwester danken, die mich über die vielen Jahre so leidenschaftlich und bedingungslos unterstützt haben.

Lebenslauf

Name:	Tobias Holtmann
Geburtstag:	05.11.1987
Geburtsort:	Oberhausen, Nordrhein-Westfalen
Akademische Laufbahn:	10.2014 – heute Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Ruhr-Universität Bochum Promotion am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum 04.2012 – 05.2014 Studium der Physik (Master of Science) an der Ruhr-Universität Bochum Titel der Masterarbeit: *Charakterisierung von Photodetektoren für das $\overline{P}$ANDA-Kalorimeter* 10.2008 – 02.2012 Studium der Physik (Bachelor of Science) an der Ruhr-Universität Bochum Titel der Bachelorarbeit: *Messung der ϕ-abhängigen Verstärkung von Photoröhren im Magnetfeld*
Schulische Laufbahn:	08.2005 – 06.2008 Allgemeine Hochschulreife (Abitur) Elsa-Brändström-Gymnasium, Oberhausen