

---

Analyse des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  bei BESIII  
und  
Entwicklungen für das Kühlsystem und die  
thermische Isolierung des PANDA-EMC

---

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

vorgelegt von  
Stephan Leiber  
aus  
Bochum

Bochum, Februar 2018

---

1. Gutachter: Prof. Dr. Ulrich Wiedner

2. Gutachter: Prof. Dr. Werner Meyer

Tag der Disputation: 16.05.2018

# Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	vii
<b>1 Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2 Physikalische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1 Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	5
2.2 Quantenchromodynamik . . . . .	6
2.3 Quantenzahlen der Hadronen . . . . .	8
2.4 Charmonium-Resonanzen . . . . .	8
2.5 Exotische Teilchen . . . . .	9
<b>I Analyse des Zerfalls <math>J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-</math> bei BESIII</b>	<b>11</b>
<b>3 Das BESIII-Experiment</b>	<b>13</b>
3.1 Physikprogramm . . . . .	13
3.2 Beschleunigeranlage BEPCII . . . . .	14
3.3 Aufbau des BESIII-Experiments . . . . .	14
3.4 BESIII Offline Software System . . . . .	17
<b>4 Selektion des Zerfalls <math>J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-</math></b>	<b>19</b>
4.1 Datensatz . . . . .	19
4.2 Anwendung der Selektionskriterien . . . . .	20
4.3 Ergebnisse der Selektion . . . . .	23
4.4 Untergrundstudien . . . . .	26
4.5 Ereignisbasierte Unterdrückung des Untergrundes . . . . .	29
<b>5 Partialwellenanalyse</b>	<b>35</b>
5.1 Isobar-Modell . . . . .	35
5.2 Formalismen . . . . .	35
5.3 Breit-Wigner-Parametrisierung . . . . .	38
5.4 K-Matrix-Parametrisierung . . . . .	39
5.5 Software PAWIAN . . . . .	40
5.6 Maximum-Likelihood-Methode . . . . .	40
5.7 Bestimmung der Anpassungsgüte . . . . .	41
5.8 Durchführung und Ergebnisse . . . . .	42
5.8.1 Strategie . . . . .	42
5.8.2 Basishypothese . . . . .	42
5.8.3 Tests weiterer Hypothesen . . . . .	44
5.8.4 Effizienzkorrektur . . . . .	51

<b>6</b>	<b>Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen</b>	<b>55</b>
6.1	Bestimmung von systematischen Unsicherheiten . . . . .	56
6.2	Ergebnisse für die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse . . . . .	58
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung Teil I</b>	<b>61</b>
<b>II</b>	<b>Entwicklungen für das Kühlsystem und die thermische Isolierung des PANDA-EMC</b>	<b>63</b>
<b>8</b>	<b>Das <math>\bar{\text{P}}\text{ANDA}</math>-Experiment</b>	<b>65</b>
8.1	Physikprogramm . . . . .	65
8.2	Beschleunigeranlage FAIR . . . . .	67
8.3	Antiprotonenspeicherring HESR . . . . .	68
8.4	Aufbau des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments . . . . .	69
8.4.1	Targetspektrometer . . . . .	70
8.4.2	Vorwärtsspektrometer . . . . .	73
8.5	Elektromagnetisches Kalorimeter . . . . .	74
8.5.1	Szintillationsprozess in anorganischen Szintillatoren . . . . .	74
8.5.2	Anforderungen an das elektromagnetische Kalorimeter . . . . .	78
8.5.3	Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters . . . . .	79
8.6	Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters . . . . .	80
8.6.1	Aufbau eines Submoduls . . . . .	82
8.6.2	Photodetektoren . . . . .	84
8.6.3	Temperaturmonitorierung . . . . .	86
<b>9</b>	<b>Kühlsysteme der Vorwärtsendkappe des <math>\bar{\text{P}}\text{ANDA}</math>-EMC</b>	<b>89</b>
9.1	Grundlagen zu Druckverlusten in Kreisläufen . . . . .	89
9.2	Seitenkühlung . . . . .	91
9.3	Frontkühlung . . . . .	98
<b>10</b>	<b>Thermische Isolierung der Vorwärtsendkappe des <math>\bar{\text{P}}\text{ANDA}</math>-EMC</b>	<b>105</b>
10.1	Wahl des Isoliermaterials . . . . .	105
10.2	Aufbau der thermischen Isolierung . . . . .	107
10.2.1	Berechnungen zum Wärmetransport durch die thermische Isolierung .	108
10.2.2	Front- und Rückplatte . . . . .	111
10.2.3	Stiffener-Ring . . . . .	112
10.2.4	Seitenbereich mit Durchführungen . . . . .	114
10.3	Montage . . . . .	120
<b>11</b>	<b>Zusammenfassung Teil II</b>	<b>123</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>125</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Fits für die Spektren des invarianten $\omega\pi^\pm$ -Spektrums und des $\pi^+\pi^-$ -Spektrums für gemessene Daten und rekonstruierte MC-Ereignisse des DM2-Experiments	2
1.2	Daten, Fit und Abschätzung des Untergrunds für die Partialwellenanalyse des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ im Rahmen des BESII-Experiments	2
2.1	Trennung eines Quark-Paares und auftretendes Confinement	7
2.2	Nonetts der pseudoskalaren Mesonen und der Vektormesonen	8
2.3	Erzeugung von $c\bar{c}$ -Mesonen über ein virtuelles Photon	9
2.4	Übersicht über experimentell bestätigte Charmoniumzustände	10
2.5	Vorhersage möglicher Massen von Gluebällen mittels Lattice QCD	10
3.1	Schematische Zeichnung des BESIII-Detektors	15
4.1	$\chi^2$ -Verteilung des 5C-Fits der nicht verworfenen Ereignisse nach Anwendung aller Selektionskriterien für Daten ohne Schnitt auf die $\omega$ -Masse	22
4.2	Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse für Daten nach Anwendung aller Selektionskriterien und dem 5C-Fit ohne Schnitt auf die $\omega$ -Masse	24
4.3	Spektren der invarianten $\omega\pi^+$ -Masse und $\omega\pi^-$ -Masse für Daten nach dem 5C-Fit und Anwendung aller Selektionskriterien	24
4.4	Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$ -Masse für Daten nach dem 5C-Fit und Anwendung aller Selektionskriterien	25
4.5	Dalitz-Diagramm des $\omega\pi^+\pi^-$ -Systems und des $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Systems für Daten nach dem 5C-Fit und Anwendung aller Selektionskriterien	25
4.6	Spektren der invarianten $\pi^+\pi^-$ -, $\omega\pi^+$ - und $\omega\pi^-$ -Masse der rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignisse sowie aufaddierte Darstellung der fünf größten Beiträge	27
4.7	$\lambda$ -Verteilung des Zerfalls $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	28
4.8	Beispiel einer Anpassung der Signal- und Untergrundfunktion an die Verteilung der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse mit 200 nächsten Nachbarn	31
4.9	Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse für den temporär vergrößerten Massenbereich	31
4.10	Spektren der invarianten $\pi^+\pi^-$ -, $\omega\pi^+$ - und $\omega\pi^-$ -Masse sowie die $\lambda$ -Verteilung des $\omega$ -Mesons	32
4.11	Spektren der Winkelverteilungen mit und ohne Gewichtung	33
5.1	Definition des Koordinatensystems im kanonischen Formalismus und im Helizitätsformalismus	36
5.2	Dalitz-Diagramme des $\omega\pi^+\pi^-$ -Systems für Daten und Fit der Basishypothese	43
5.3	Invariante $\pi^+\pi^-$ -Masse, $\omega\pi^+$ -Masse und $\omega\pi^-$ -Masse mit dem Fit der Basishypothese	44
5.4	Invariante $\pi^+\pi^-$ -Masse mit dem Fit für die beste Hypothese nach der vierten Iteration	46

5.5	Invariante $\omega\pi^+$ -Masse und $\omega\pi^-$ -Masse mit dem Fit für die beste Hypothese nach der vierten Iteration . . . . .	47
5.6	Invariante $\pi^+\pi^-$ -Masse, $\omega\pi^+$ -Masse und $\omega\pi^-$ -Masse mit dem Fit der finalen Iteration . . . . .	49
5.7	Winkelverteilungen des $\omega\pi^+\pi^-$ , des $\pi^+\pi^-$ und des $\omega\pi^+$ -Systems mit dem Fit der finalen Iteration . . . . .	50
5.8	$\lambda$ -Verteilung des $\omega$ -Mesons mit dem Fit der finalen Iteration . . . . .	51
5.9	Effizienzkorrektur der Spektren invarianter Massen und der $\lambda$ -Verteilung . . . . .	52
5.10	Effizienzkorrektur ausgewählter Winkelverteilungen des $\omega\pi^+\pi^-$ , des $\pi^+\pi^-$ und des $\omega\pi^+$ -Systems . . . . .	53
8.1	Bereich der erzeugbaren Hadronenmassen des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments . . . . .	66
8.2	Zukünftige Beschleunigeranlage FAIR an der GSI . . . . .	68
8.3	Schematische Darstellung des HESR . . . . .	69
8.4	Schematische Zeichnung des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors . . . . .	70
8.5	Targetspektrometer des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors . . . . .	71
8.6	Vorwärtsspektrometer des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors . . . . .	73
8.7	Absorptionskoeffizient $\mu$ von Photonen in Blei in Abhängigkeit der Photonenenergie und relativer Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei . . . . .	75
8.8	Elektromagnetischer Schauer im Szintillatormaterial und Bandstruktur eines dotierten anorganischen Szintillators . . . . .	76
8.9	Bleiwolframatkristall für die Vorwärtsendkappe des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -EMC . . . . .	77
8.10	Lichtausbeute der PWO-II Kristalle in Abhängigkeit der Temperatur sowie Schwankung der Lichtausbeute von PWO-II in Abhängigkeit der Temperatur bei einer Temperaturschwankung von $\Delta T = 1\text{ K}$ . . . . .	78
8.11	CAD-Zeichnung des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -EMC . . . . .	80
8.12	Explosionszeichnung der Vorwärtsendkappe des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -EMC . . . . .	81
8.13	Explosionszeichnung eines Submoduls . . . . .	83
8.14	Vorverstärker für VPTT und APD, VPTT-Spannungsteiler, VPTT-Einheit und APD-Einheit . . . . .	83
8.15	Schema einer APD mit den unterschiedlich dotierten Schichten sowie zwei APDs in einem Insert . . . . .	84
8.16	Schematischer Aufbau einer VPTT und Bild einer VPTT . . . . .	85
8.17	Aufbau eines Temperatursensors und Verlauf des Platindrahtes im Sensor . . . . .	86
8.18	THMP mit zwei Huckepackplatinen . . . . .	86
9.1	Ausfräsungen im Stiffener-Ring der Vorwärtsendkappe zur Aufnahme der Kühlleitungen der Seitenkühlung . . . . .	92
9.2	Prinzip einer Rohrverschraubung der Firma Swagelok . . . . .	93
9.3	CAD-Zeichnung eines Ausschnitts des Stiffener-Rings mit einer Ausfräsung für eine Verteilerbox und den Alveolen der darüber angebrachten Submodule . . . . .	94
9.4	Verteilerbox für die Seitenkühlung der Vorwärtsendkappe . . . . .	94
9.5	Ausfräsungen zur Aufnahme einer Verteilerbox der Seitenkühlung . . . . .	95
9.6	Ergebnis der Strömungssimulation für eine Verteilerbox . . . . .	97
9.7	CAD-Zeichnungen der am Stiffener-Ring montierten Verteilerbox . . . . .	97
9.8	Fertige Verteilerbox und bearbeitetes Element des Stiffener-Rings mit zusätzlichen Ausfräsungen . . . . .	98
9.9	Außenseite der Aluminiumfrontplatte der Vorwärtsendkappe des EMC . . . . .	99

---

9.10	Abstandsrahmen der Frontkühlung ohne Frontplatte . . . . .	99
9.11	Abstände zwischen den Submodulen und der Aluminiumfrontplatte für ein Quartal der Vorwärtsendkappe . . . . .	102
9.12	CAD-Zeichnung der beiden finalen Teilkreisläufe der Frontkühlung vor den Submodulen mit ausgeblendeter Frontplatte . . . . .	103
10.1	Teillieferung der für die Vorwärtsendkappe des $\bar{P}$ ANDA-EMC benötigten Vakuumisolationspaneele . . . . .	107
10.2	Vorder- und Rückansicht der vollständigen Vorwärtsendkappe sowie der thermischen Isolierung ohne weitere Komponenten der Endkappe . . . . .	109
10.3	Darstellung der beiden Lagen der thermisch isolierenden Rückplatte . . . . .	111
10.4	Position der thermisch isolierenden Front- und Rückplatte in der Gesamtisolierung . . . . .	112
10.5	Position der Isolierung des inneren und äußeren Stiffener-Rings in der Gesamtisolierung . . . . .	113
10.6	Thermische Isolierung des Stiffener-Rings . . . . .	113
10.7	Position der Seitenisolierung mit den Durchführungen für Kabel und Kühlleitungen in der Gesamtisolierung . . . . .	114
10.8	Stehbolzen der Vorwärtsendkappe und geplante thermische Isolierung . . . . .	115
10.9	Isolationspaneele mit kreisförmiger Öffnung zur Durchführung eines Stehbolzens und rechteckiger Öffnung zur Durchführung und Einklebung von Kabeln . . . . .	115
10.10	Platz zum Verlegen der Kabel zwischen thermischer Isolierung und ADC-Halterungen sowie Sicht auf die oberen Verteiler der Hauptkühlung . . . . .	117
10.11	Positionen der Kabeldurchführungen in der thermischen Isolierung . . . . .	117
10.12	Edelstahlbox mit Ersatzdeckeln für das Testen von Kabeleinklebungen in den Elektronikrahmen und die thermische Isolierung . . . . .	118
10.13	Testweise Einklebung von Kabeln der Vorwärtsendkappe in eine Durchführungsöffnung . . . . .	120



# Tabellenverzeichnis

2.1	Fundamentale Wechselwirkungen und Austauscheteilchen . . . . .	5
2.2	Eigenschaften der Quarks . . . . .	6
2.3	Eigenschaften der Leptonen . . . . .	6
3.1	Kenndaten des BEPC und BEPCII . . . . .	14
4.1	Vergleich von $J/\psi$ - und $\psi(2S)$ -Datensätzen von verschiedenen Experimenten .	19
4.2	Topologie der Signal- und Untergrundkanäle aus dem Inklusiv-Monte-Carlo-Datensatz . . . . .	26
4.3	Koordinaten der Metrik zur Aufspannung des Phasenraums . . . . .	31
5.1	Beiträge der Basishypothese der Partialwellenanalyse . . . . .	43
5.2	Anpassungsgüte der Basishypothese . . . . .	43
5.3	Mögliche Zwischenresonanzen des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ , welche in den ersten Iterationsschritten getestet werden . . . . .	45
5.4	Anpassungsgüten der ersten Iteration . . . . .	45
5.5	Anpassungsgüten der ersten vier Iterationen mit fixierten Massen und Breiten	46
5.6	Anpassungsgüten der weiteren Iterationen bis zur finalen Hypothese . . . . .	48
5.7	Fit-Ergebnisse der Beiträge mit nicht fixierten Massen und Breiten der finalen Hypothese . . . . .	48
6.1	Auflistung der Parameter für die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse .	56
6.2	Auflistung der verwendeten systematischen Unsicherheiten für die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse . . . . .	58
8.1	Eigenschaften von Bleiwolframatkristallen für das $\bar{P}$ ANDA-Experiment . . . . .	77
8.2	Kenndaten vom Fassbereich, der Rückwärts- und der Vorwärtsendkappe des $\bar{P}$ ANDA-EMC . . . . .	79
9.1	Anhaltswerte für Rohrrauheiten . . . . .	91
9.2	Widerstandsbeiwerte für Kreiskrümmen mit einem Winkel von $90^\circ$ . . . . .	91
9.3	Eigenschaften des Methanol-Wasser-Gemisches . . . . .	96
9.4	Ergebnisse der Strömungssimulation für eine Verteilerbox . . . . .	96
9.5	Abschätzungen zu Druckverlusten für verschiedene Leitungsdurchmesser . . .	101
10.1	Wärmeleitfähigkeiten von Materialien zur thermischen Isolierung . . . . .	106
10.2	Eigenschaften der va-Q-vip Isolationspaneele . . . . .	106
10.3	Teilbereiche der thermischen Isolierung der Vorwärtsendkappe . . . . .	108
10.4	Abschätzungen der Wärmeströme durch die Vakuumisolationspaneele und durch die Verbindungsklebungen der thermischen Isolierung . . . . .	110
10.5	Längen und Querschnitte der Kabeldurchführungen der thermischen Isolierung	118
10.6	Eigenschaften des Konstruktionsklebstoffes Allcon 10 der Firma Beko . . . . .	119



# Kapitel 1

## Einleitung und Motivation

Die vorliegende Arbeit besteht aus zwei eigenständigen Teilen. Ein Teil beinhaltet die Analyse des Zerfallskanals  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  mit Daten des BESIII-Experiments. Der andere Teil befasst sich mit Entwicklungen von Kühlsystemen und einer thermischen Isolierung für die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des Targetspektrometers des im Bau befindlichen PANDA-Experiments.

Teil I beinhaltet die Analyse des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  in den Endzustand  $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^+\pi^-$ . Dieser Zerfall eignet sich gut zur Untersuchung des Spektrums leichter Mesonen. Insbesondere können hierbei wichtige Erkenntnisse über isoskalare  $f_0$ - und  $f_2$ -Resonanzen mit dem Zerfall nach  $\pi^+\pi^-$  sowie über isovektorielle  $b$ - und  $\rho$ -Resonanzen mit einem Zerfall in den Zustand  $\omega\pi^\pm$  gewonnen werden. Die hierbei erhaltenen Informationen über die  $f_0$ - und  $f_2$ -Resonanzen können anschließend in Kombination mit Analysen von Zerfällen wie beispielsweise  $J/\psi \rightarrow \omega K^+K^-$ ,  $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$  oder  $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$  und den damit verbundenen unterschiedlichen Produktionsprozessen wichtige Hinweise über die innere Struktur dieser Resonanzen liefern.

Der Kanal  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  ist unter anderem bereits im Rahmen des MARKI-Experiments [1], des DM2-Experiments [2] und des BESII-Experiments [3] analysiert worden.

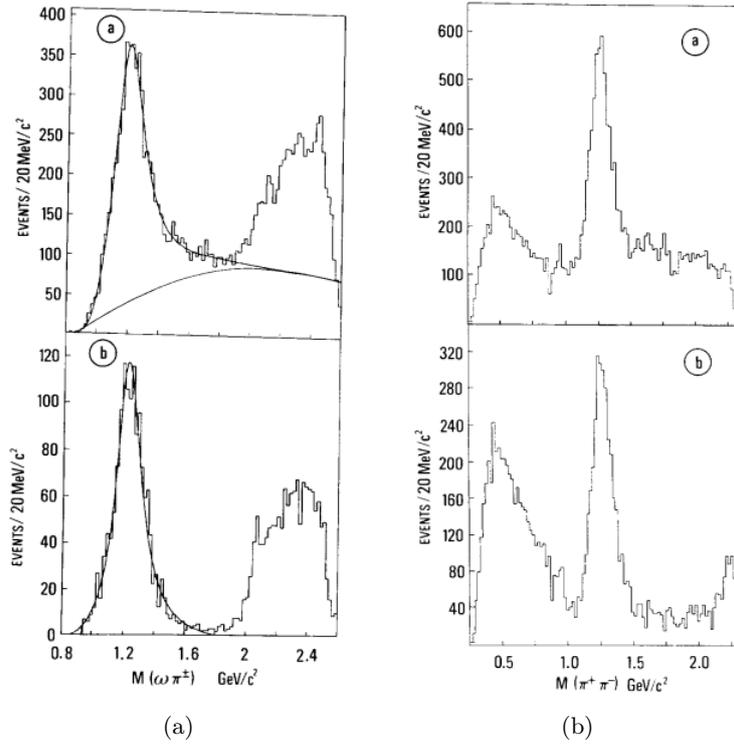
Mit Daten des MARKI-Experiments wurde im Jahr 1977 das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ , basierend auf  $348 \pm 40$  selektierten Ereignissen, zu  $(6,8 \pm 1,9) \cdot 10^{-3}$  bestimmt [1].

Basierend auf 8,6 Millionen gemessenen  $J/\psi$ -Ereignissen durch das DM2-Experiment wurden die Verzweigungsverhältnisse von Zerfällen in den Endzustand  $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^+\pi^-$  bestimmt. Die Ergebnisse hierfür stammen aus dem Jahr 1989. Das Verzweigungsverhältnis für den Kanal  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  wurde gemessen zu  $(7,0 \pm 1,6) \cdot 10^{-3}$ , basierend auf 18058 Ereignissen. Auch wurde das kombinierte Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega f_2(1270), f_2(1270) \rightarrow \pi^+\pi^-)$  zu  $(2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$  bestimmt, hierbei wurden 5730  $f_2(1270)$ -Ereignisse rekonstruiert [2].

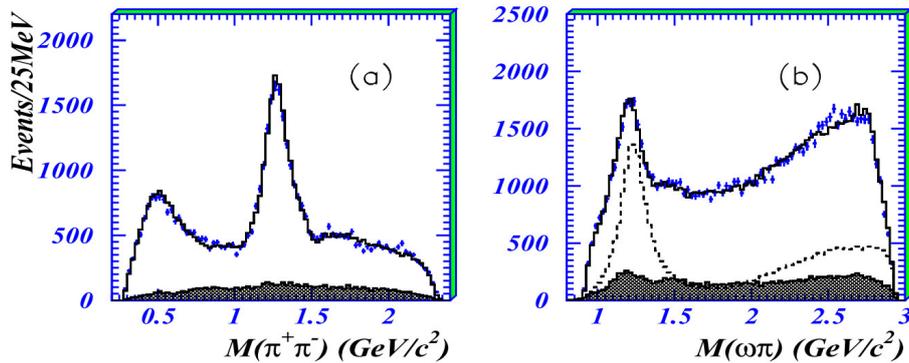
Neben der Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen wurde im Rahmen des BESII-Experiments eine Partialwellenanalyse des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  in den Endzustand  $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^+\pi^-$  durchgeführt. Der genutzte  $J/\psi$ -Datensatz hatte eine Größe von 58 Millionen gemessenen Ereignissen. Folgende Resonanzen konnten identifiziert und an die rekonstruierten Daten angepasst werden:  $\sigma$ ,  $f_0(980)$ ,  $f_2(1270)$ ,  $f_2(1565)$  und  $f_2(2240)$  mit dem Zerfall nach  $\pi^+\pi^-$  sowie  $b_1(1235)$  und  $\rho(1450)$  mit den Zerfällen nach  $\omega\pi^\pm$ . Abbildung 1.2 zeigt die rekonstruierten Daten, den zugehörigen Fit und den abgeschätzten Untergrund [3].

Die Analyse in dieser Arbeit wird mit den Ereignissen des weltweit größten Datensatzes von  $J/\psi$ -Zerfällen vom BESIII-Experiment durchgeführt. Hierdurch lassen sich detailliertere Erkenntnisse über die Systematik des Zerfalls und die dominant beitragenden Zwischenresonanzen gewinnen. Zudem ermöglicht die hohe Statistik eine genauere Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen ebenjener Zwischenresonanzen. Das BESIII-Experiment befindet sich

am IHEP (Institute of High Energy Physics) der Chinesischen Akademie der Wissenschaften in Peking und misst direkt erzeugte Resonanzen mit den Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{--}$  in  $e^+e^-$ -Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von 2 GeV bis 4,6 GeV. Die Analyse des in dieser Arbeit untersuchten Kanals erfolgt in mehreren Schritten mit dem Ziel einer möglichst guten



**Abbildung 1.1:** Fits für die Spektren des invarianten  $\omega\pi^\pm$ -Spektrums (links) und des  $\pi^+\pi^-$ -Spektrums (rechts) für gemessene Daten (oben) und rekonstruierte MC-Ereignisse (unten) des DM2-Experiments [2]



**Abbildung 1.2:** Daten, Fit und Abschätzung des Untergrunds für die Partialwellenanalyse des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  im Rahmen des BESII-Experiments. Die rekonstruierten Daten sind hier blau markiert, der Fit ist schwarz markiert und der abgeschätzte Untergrund ist dunkel schraffiert. In Abbildung (b) ist zudem der Beitrag des  $b_1(1235)$  eingezeichnet. [3]

---

Beschreibung der dominant zum Zerfall beitragenden Zwischenresonanzen. Zu Beginn werden die Ereignisse des Zerfallskanals unter Verwendung verschiedenster Selektionskriterien aus der Menge aller gemessenen  $J/\psi$ -Ereignisse selektiert. Anschließend werden Studien zum noch vorhandenen Untergrund in diesen selektierten Ereignissen durchgeführt. Eine ereignisbasierte Unterdrückung des Untergrundes führt zur Identifizierung der enthaltenen Signalereignisse, der noch vorhandene Untergrund wird hierdurch erfolgreich unterdrückt. Die Selektion und die Untergrundstudien werden in Kapitel 4 beschrieben und diskutiert. Daran anschließend wird eine Partialwellenanalyse des Zerfalls durchgeführt, siehe hierzu Kapitel 5. Hierbei werden schließlich mögliche dominant zum Zerfall beitragende Zwischenresonanzen identifiziert.

Teil II befasst sich mit Entwicklungen für das  $\bar{P}$ ANDA-Experiment. Das  $\bar{P}$ ANDA-Experiment (Antiproton Annihilation at Darmstadt) ist ein Fixed-Target-Experiment, in dem Antiprotonen mit einem ruhenden Protonentarget zur Kollision gebracht werden und wird Teil der aktuell im Bau befindlichen FAIR-Beschleunigeranlage (Facility for Antiproton and Ion Research) am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt sein. Das Experiment wird am Antiprotonen-Speicherring HESR stehen und ab 2025 Daten von Antiproton-Proton-Kollisionen aufnehmen. Der Vorteil von  $\bar{p}p$ -Annihilationen liegt in der Möglichkeit, Zustände sämtlicher Quantenzahlen direkt zu erzeugen. Der nutzbare Impuls der Antiprotonen liegt im Bereich von  $1,5 \text{ GeV}/c$  bis  $15 \text{ GeV}/c$ .

Ein wichtiger Bestandteil des  $\bar{P}$ ANDA-Experiments ist das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) des Targetspektrometers, welches zur Energiemessung von den bei  $\bar{p}p$ -Annihilationen und anschließenden Zerfällen erzeugten leichten Teilchen, wie Elektronen, Positronen und Photonen dient. Der Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum ist federführend an der Entwicklung der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters beteiligt. Zur Erhöhung der Lichtausbeute der Bleiwolframat-Szintillationskristalle wird das EMC auf eine Betriebstemperatur von  $-25^\circ\text{C}$  gekühlt, dies erhöht die Lichtausbeute um einen Faktor von etwa 4 gegenüber  $+25^\circ\text{C}$ . Aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Szintillationskristalle muss das EMC räumlich wie zeitlich konstant gekühlt werden.

Zum Erreichen der Betriebstemperatur und zur Einhaltung der Temperaturstabilität werden in dieser Arbeit Teile des Kühlsystems und die vollständige thermische Isolierung der Vorwärtsendkappe des EMC entwickelt.

Die Seiten- und die Frontkühlung der Vorwärtsendkappe dienen dem Abtransport des Wärmestroms durch die thermische Isolierung seitlich und direkt vor den Szintillationskristallen und dem Einhalten der geforderten Temperaturstabilität innerhalb des Detektors. Die Entwicklung der beiden Teilkühlsysteme werden in Kapitel 9 erläutert.

Die Entwicklung der thermischen Isolierung der Vorwärtsendkappe wird in Kapitel 10 beschrieben. Aufgrund der Position des elektromagnetischen Kalorimeters im Inneren des Solenoidmagneten des  $\bar{P}$ ANDA-Experiments wird eine kompakte und effiziente thermische Isolierung entwickelt, welche aus Vakuuminisulationspaneelen mit einem geringen Wärmeleitkoeffizienten von  $\leq 0,005 \text{ W}/(\text{mK})$  besteht. Zudem werden Möglichkeiten entwickelt, um die Kabel zur Spannungsversorgung und Auslese sowie die Stehbolzen der Vorwärtsendkappe durch die thermische Isolierung nach Außen zu führen.



# Kapitel 2

## Physikalische Grundlagen

### 2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Eigenschaften der bisher bekannten Elementarteilchen sowie die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen. Teilchen werden dann als Elementarteilchen bezeichnet, wenn sie punktförmig sind und nicht aus weiteren Teilchen zusammengesetzt sind. Nach heutigem Wissensstand gibt es vier fundamentale Wechselwirkungen: Die Gravitation, die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung. Die Wechselwirkungen werden durch Austauschteilchen vermittelt. Die Gravitation, mit dem hypothetischen Graviton als Austauschteilchen, ist nicht im Standardmodell berücksichtigt, da die Gravitation aufgrund ihrer geringen Kopplungsstärke im Verhältnis zu den restlichen Wechselwirkungen vernachlässigbar ist. Die Wechselwirkungen mit den zugehörigen Austauschteilchen und ihre jeweilige relative Stärke bezogen auf die starke Wechselwirkung sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Kopplung	rel. Stärke	Masse [GeV/ $c^2$ ]
gravitative	Graviton (?)	Masse	$10^{-38}$	0 (theo.)
elektromagn.	Photon ( $\gamma$ )	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

**Tabelle 2.1:** Fundamentale Wechselwirkungen und Austauschteilchen [4]

Um Materie beschreiben zu können, benötigt man neben dem Wissen über die fundamentalen Wechselwirkungen Kenntnisse über den Aufbau der Materie aus den Elementarteilchen. Diese fundamentalen Bauteile gehören zur Gruppe der Fermionen, welche einen halbzahligen Spin besitzen. Weiter lassen sich diese Bauteile in Quarks und Leptonen unterteilen. Insgesamt gibt es sechs Quarks und sechs Leptonen und ihre jeweiligen Antiteilchen, sowohl Quarks als auch Leptonen werden zudem in drei Generationen unterteilt. Die erste Generation der Quarks beinhaltet das Up- und Down-Quark, die zweite Generation das Charm- und Strange-Quark und die dritte Generation beinhaltet das Top- und das Bottom-Quark. Die jeweiligen Quarks sind mit ihren Massen, der Ladung und dem Flavour in Tabelle 2.2 aufgeführt. Zudem tragen die Quarks eine Farbladung (welche mit rot, grün oder blau bezeichnet wird) und unterliegen sowohl der elektromagnetischen, als auch der schwachen und der starken Wechselwirkung. Mehrere Quarks bilden Hadronen, welche von der Kernkraft zusammengehalten werden. Hierbei unterscheidet man zwischen den bereits gut verstandenen Mesonen und Baryonen (siehe

Generation	Name	Symbol	Flavour	Ladung [e]	Masse [MeV/c <sup>2</sup> ]
1.	Up	u	Isospin, I <sub>3</sub> = + $\frac{1}{2}$	+ $\frac{2}{3}$	2,2 <sup>+0,6</sup> <sub>-0,4</sub>
	Down	d	Isospin, I <sub>3</sub> = - $\frac{1}{2}$	- $\frac{1}{3}$	4,7 <sup>+0,5</sup> <sub>-0,4</sub>
2.	Charm	c	Charmness, C = +1	+ $\frac{2}{3}$	1280±30
	Strange	s	Strangeness, S = -1	- $\frac{1}{3}$	96 <sup>+8</sup> <sub>-4</sub>
3.	Top	t	Topness, T = +1	+ $\frac{2}{3}$	173100±600
	Bottom	b	Bottomness, B = -1	- $\frac{1}{3}$	4180±30

**Tabelle 2.2:** Eigenschaften der Quarks [4]

Kapitel 2.2) sowie weiteren exotischen Zuständen (siehe Kapitel 2.5). Zu den sechs Leptonen gehören das Elektron, das Myon, das Tauon und die jeweiligen Neutrinos, welche mit ihren Massen, der Ladung und der Lebensdauer in Tabelle 2.3 aufgeführt sind. Leptonen unterliegen der gravitativen und der elektromagnetischen Wechselwirkung und besitzen einen Leptonen-Flavour ( $L_e$ ,  $L_\mu$  und  $L_\tau$ ). Neutrinos besitzen keine Ladung, jedoch einen unterschiedlichen Leptonen-Flavour, welcher sich jedoch umwandeln kann (Neutrinooszillation). Bei der Neutrinooszillation gibt es eine Wahrscheinlichkeit, dass sich nach einer gewissen Zeit beispielsweise ein  $e$ -Neutrino in ein  $\tau$ -Neutrino oder ein  $\mu$ -Neutrino umwandelt. [5]

Generation	Name	Symbol	Lebensdauer	Ladung [e]	Masse [MeV/c <sup>2</sup> ]
1.	Elektron	$e^-$	6,6·10 <sup>28</sup> a	-1	0,511
	Elektron-Neutrino	$\nu_e$	stabil	0	< 2·10 <sup>-6</sup>
2.	Myon	$\mu^-$	2,19·10 <sup>-6</sup> s	-1	105,66
	Myon-Neutrino	$\nu_\mu$	stabil	0	< 0,19
3.	Tau	$\tau^-$	290,6·10 <sup>-15</sup> s	-1	1776,86
	Tau-Neutrino	$\nu_\tau$	stabil	0	< 18,2

**Tabelle 2.3:** Eigenschaften der Leptonen [4]

## 2.2 Quantenchromodynamik

Bindungszustände von Quarks sind aufgrund der starken Wechselwirkung möglich, welche durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben wird. Analog zur elektromagnetischen Wechselwirkung mit einem Photon als Austauscheteilchen bzw. Eichboson und der elektrischen Ladung als Erhaltungsgröße besitzt die starke Wechselwirkung ebenfalls ein Austauscheteilchen, das sogenannte Gluon. Gluonen besitzen selbst ebenfalls eine Ladung, welche aus einer Farbe und einer Antifarbe besteht. Somit können Gluonen zum einen mit Quarks und zum anderen auch untereinander wechselwirken, zudem führt ein Gluonenaustausch zwischen Quarks meist zu einer Änderung der Farbe der Quarks.

Die in Kapitel 2.1 erwähnten und als Hadronen bezeichneten Bindungszustände zwischen Quarks können in Mesonen und Baryonen unterteilt werden, welche nach außen farbneutral sind. Mesonen setzen sich aus einem Quark und einem Antiquark ( $q\bar{q}$ ) zusammen und besitzen

einen ganzzahligen Spin. Bekannte Mesonen sind beispielsweise die geladenen Pionen  $\pi^+$  und  $\pi^-$  ( $u\bar{d}$  und  $d\bar{u}$ ) mit einer invarianten Masse von rund  $139 \text{ MeV}/c^2$  oder die geladenen Kaonen  $K^+$  und  $K^-$  ( $u\bar{s}$  und  $s\bar{u}$ ) mit einer invarianten Masse von etwa  $494 \text{ MeV}/c^2$ . Baryonen werden aus drei Quarks gebildet (Antibaryonen dementsprechend aus drei Antiquarks) und besitzen einen halbzahligen Spin. Hier sind bekannte Baryonen beispielsweise das Proton ( $uud$ ) und das Neutron ( $udd$ ) mit Massen von rund  $938 \text{ MeV}/c^2$  und  $939 \text{ MeV}/c^2$ . [4]  
Das Wechselwirkungspotenzial der QCD lautet:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r) \hbar c}{r} + k \cdot r \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnet  $r$  den Abstand zwischen den Quarks. Der lineare Faktor  $k$  sorgt dafür, dass das Potenzial bzw. die Feldenergie der Quarks bei steigendem Abstand ebenfalls ansteigt. Die im Wechselwirkungspotenzial vorkommende Kopplungskonstante  $\alpha_s$  wird beschrieben durch:

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

Der aus Messdaten bestimmte Parameter  $\Lambda$  hat einen Wert von etwa  $250 \text{ MeV}/c$  und der Einfluss der beteiligten Quarkflavour wird durch den Faktor  $n_f$  ausgedrückt. Für das Wechselwirkungspotenzial können nun zwei Grenzfälle in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag  $Q$  betrachtet werden. Bei großem  $Q$  und damit kleinem Abstand verringert sich die Kopplung zwischen den Quarks, für  $Q \rightarrow \infty$  können die Quarks als quasifrei angesehen werden. Dies wird als asymptotische Freiheit bezeichnet. Bei kleinem Viererimpulsübertrag  $Q$  und großem Abstand erhöht sich die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  und das Potenzial bzw. die Feldenergie zwischen den Quarks. Ab einer bestimmten Energie entsteht ein zusätzliches Quark-Antiquark-Paar, somit können Quarks nicht isoliert vorkommen. Dieser Effekt wird als Confinement bezeichnet. [5]



**Abbildung 2.1:** Trennung eines Quark-Paares und auftretendes Confinement [6]

## 2.3 Quantenzahlen der Hadronen

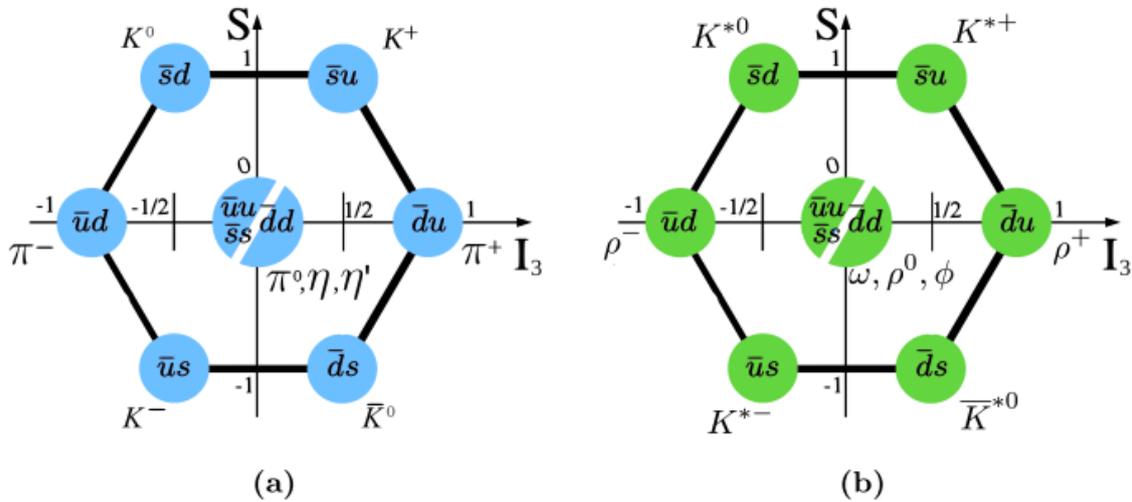
Zu jedem Hadron gehören bestimmte Quantenzahlen, welche über den Gesamtdrehimpuls  $J$ , den Bahndrehimpuls  $L$  und den Spin  $S$  definiert werden. Der Zusammenhang zwischen diesen drei Größen lautet:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad \text{bzw.} \quad |L - S| \leq J \leq |L + S| \quad (2.3)$$

Weitere Größen sind die Eigenwerte des Paritätsoperators  $P$  und des Operators  $C$  der Ladungskonjugation, hierdurch lassen sich die Quantenzahlen durch die Notation  $J^{PC}$  beschreiben. Im Falle von Mesonen, welche aufgrund ihrer Zusammensetzung aus zwei Quarks nur einen Gesamtspin von  $S = 0$  oder  $S = 1$  besitzen können, lauten die Zusammenhänge:

$$P = (-1)^{L+1} \quad \text{und} \quad C = (-1)^{L+S} \quad (2.4)$$

Dies führt zu Werten für  $P$  und  $C$ , welche nur  $-1$  oder  $+1$  betragen können. In der  $J^{PC}$ -Notation wird deshalb nur ein  $-$  bzw.  $+$  für den jeweiligen  $P$ - bzw.  $C$ -Wert genutzt. Zustände mit  $J^{PC} = 0^{++}$  werden hierbei als Skalarmesonen bezeichnet, Zustände mit  $J^{PC} = 0^{-+}$  als pseudoskalare Mesonen und  $1^{--}$ -Zustände werden als Vektormesonen bezeichnet. Die Nonetts leichter Mesonen mit den Quarks  $u$ ,  $d$  und  $s$  für die pseudoskalaren Mesonen und die Vektormesonen sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Als Tensormesonen werden Mesonen mit  $J^{PC} = 2^{++}$  bezeichnet und  $1^{+\pm}$ -Zustände als Pseudovektormesonen.

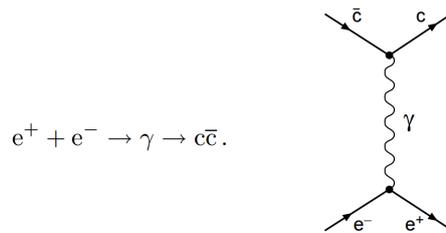


**Abbildung 2.2:** Nonetts der pseudoskalaren Mesonen (a) und der Vektormesonen (b). Aufgetragen ist die Strangeness  $S$  gegen die dritte Komponente des Isospins  $I_3$ . Innerhalb der Kreise ist der jeweilige Quarkinhalt abgebildet, Mischzustände von Quark-Antiquark-Kombinationen werden über einen diagonalen weißen Strich gekennzeichnet. [7]

## 2.4 Charmonium-Resonanzen

Als Charmonia bzw. Charmonium-Resonanzen werden Mesonen bezeichnet, welche aus einem Charm-Quark und einem Anticharm-Quark ( $c\bar{c}$ ) zusammengesetzt sind. Eine der bekanntesten Charmonium-Resonanzen ist das  $J/\psi(1S)$ -Meson (kurz:  $J/\psi$ -Meson) mit einer Masse von

etwa  $3097 \text{ MeV}/c^2$  und einer Zerfallsbreite von rund  $93 \text{ keV}/c^2$ . Der Doppelname  $J/\psi$  ist auf eine gleichzeitige Entdeckung im Jahre 1974 von der Gruppe von Burton Richter am SLAC und der Gruppe von Samuel C. C. Ting am Brookhaven National Laboratory zurückzuführen. Das  $J/\psi$ -Meson besitzt einen Spin von 1 und einen Drehimpuls von 0, somit lauten die zugehörigen Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{--}$ . Das  $J/\psi$  wird beispielsweise im BESIII-Experiment (siehe Kapitel 3) über das bei  $e^+e^-$ -Annihilationen entstehende virtuelle Photon (ebenfalls  $J^{PC} = 1^{--}$ ) erzeugt, siehe Abbildung 2.3.



**Abbildung 2.3:** Erzeugung von  $c\bar{c}$ -Mesonen über ein virtuelles Photon [5]

Durch Variation der Schwerpunktsenergie können weitere Charmoniumzustände erzeugt bzw. gefunden werden. Eine weitere bekannte Charmonium-Resonanz ist die radiale Anregung des  $J/\psi$ , das  $\psi(2S)$  bzw.  $\psi'$  mit einer Masse von rund  $3686 \text{ MeV}/c^2$  und einer Zerfallsbreite von rund  $296 \text{ keV}/c^2$ . Diese Resonanzen zerfallen zu einem großen Teil über die starke Wechselwirkung in hadronische Zustände. Zudem sind auch Zerfälle über die elektromagnetische Wechselwirkung unter Aussendung eines Photons möglich. Eine Übersicht über experimentell bestätigte Charmoniumzustände zeigt Abbildung 2.4. [5][4]

## 2.5 Exotische Teilchen

Neben den in Kapitel 2.2 vorgestellten mesonischen und baryonischen Zuständen sind weitere Kombinationen aus Quarks denkbar. Zustände aus vier Quarks ( $qq\bar{q}\bar{q}$ ) werden als Tetraquarks und Zustände aus fünf Quarks ( $qqqq\bar{q}$ ) werden als Pentaquarks bezeichnet. Da zusätzlich zu Quarks auch Gluonen eine Farbladung tragen, können Gluonen sowohl an Quarks als auch an weitere Gluonen koppeln. Somit sind auch Mischzustände aus Quarks und Gluonen bzw. rein gluonische Zustände denkbar. Rein gluonische Zustände werden auch Glueballs, Gluonenbälle oder Gluebälle genannt. Sämtliche obigen möglichen Zustände werden in die Familie der exotischen Teilchen bzw. exotischen Zustände einsortiert. Für exotische Zustände sind Quantenzahlen möglich, welche in Kapitel 2.2 für mesonische bzw. baryonische Zustände ausgeschlossen wurden, beispielsweise:  $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+}$ , usw. [4] Bisherige Vorhersagen für mögliche Gluebälle sind in Abbildung 2.5 aufgelistet.



Teil I

Analyse des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$   
bei BESIII



# Kapitel 3

## Das BESIII-Experiment

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten für die Analyse des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  stammen von der dritten Generation des Beijing-Spectrometers (BESIII). Das BESIII-Experiment befindet sich am Institute of High Energy Physics (IHEP) der Chinesischen Akademie der Wissenschaften in Peking und dient der Untersuchung von Daten aus  $e^+e^-$ -Kollisionen mit Schwerpunktsenergien von 2 GeV bis 4,6 GeV. In den folgenden Unterkapiteln werden das Physikprogramm, die Beschleunigeranlage und das BESIII-Experiment beschrieben.

### 3.1 Physikprogramm

Das Physikprogramm des BESIII-Experiments deckt folgende Gebiete der Hadronenphysik ab: Charmoniumphysik, Spektroskopie der leichten Hadronen, Physik der  $D$ -Mesonen und die  $\tau$ -Physik. Die einzelnen Bereiche werden im Folgenden genauer erläutert:

**Charmoniumphysik** Das BESIII-Experiment besitzt die weltweit größten Datensätze für  $J/\psi$ - und  $\psi(2S)$ -Zerfälle (siehe Kapitel 4.1). Hiermit können die Zerfallsbreiten der beiden Resonanzen mit einer Genauigkeit unter 1% bestimmt werden. Durch die große Menge an Daten sollen zudem aktuelle Fragestellungen der Charmoniumphysik beantwortet werden. Hierzu gehört insbesondere das sogenannte  $\rho\pi$ -Puzzle, welches sich mit der Frage beschäftigt, wieso das Verzweungsverhältnis eines Zerfalls  $\psi(2S) \rightarrow X$  viel kleiner ist als das eines Zerfalls  $J/\psi \rightarrow X$ . Dieser Unterschied in den Verzweungsverhältnissen wurde nicht nur in den namensgebenden Zerfällen  $\psi(2S) \rightarrow \rho\pi$  und  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ , sondern auch in etlichen weiteren Zerfällen beobachtet. Messungen bei Schwerpunktsenergien zwischen 3,8 und 4,6 GeV ermöglichen die Untersuchung sogenannter XYZ-Zustände. Im Jahr 2013 führten Untersuchungen des Zerfalls  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$  bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 4,26$  GeV zur Entdeckung einer geladenen charmoniumartigen Resonanz im Spektrum der invarianten  $J/\psi\pi^\pm$ -Masse mit einer Masse von  $(3899,0 \pm 3,6 \pm 4,9)$  MeV/ $c^2$  und einer Breite von  $(46 \pm 10 \pm 20)$  MeV. Mögliche Interpretationen für dieses sogenannte  $Z_c(3900)$  sind, dass es sich hierbei um ein Hadronenmolekül oder einen Tetraquark-Zustand handelt. [9] [10]

**Spektroskopie leichter Hadronen** Ein weiterer Schwerpunkt des BESIII-Physikprogramms ist die Analyse von Zerfällen mit geringen Verzweungsverhältnissen, welche aufgrund der hohen Ereigniszahlen im BESIII-Experiment häufiger vorkommen als in anderen Experimenten. Zudem eignet sich die große Anzahl an  $J/\psi$ -Zerfällen zur Suche nach Glueballs und Hybriden. Bisher wurden wenige exotische Hadronen experimentell beobachtet, mit Hilfe der großen Datensätze soll eine erweiterte Suche mit Bestimmung der jeweiligen Quantenzahlen erfolgen. [10]

**Physik der D-Mesonen** Durch den Zerfall des  $\psi(3770)$  können am BESIII-Experiment  $D^{+-}$ ,  $D^+$ - und  $D^0$ -Mesonen erzeugt werden, da die invarianten Masse des  $\psi(3770)$  oberhalb der  $D\bar{D}$ -Schwelle liegt. Zudem lassen sich  $D_s$ -Mesonen durch  $e^+e^-$ -Annihilationen bei  $s = (4,03 \text{ GeV})^2$  erzeugen [10]. Über den Zerfall  $D^+ \rightarrow \mu\nu$  konnte 2013 die Zerfallskonstante  $f_D$  auf einen Wert von  $(203,01 \pm 5,72 \pm 1,97) \text{ MeV}$  bestimmt werden und damit die Ergebnisse des CLEO-c-Experiments von 2009 hinsichtlich der Genauigkeit übertreffen [11].

**$\tau$ -Physik** Ein wichtiger Parameter des Standardmodells der Teilchenphysik ist die Bestimmung der  $\tau$ -Masse. Der BESIII-Kollaboration gelang die Verbesserung der Genauigkeit der Masse gegenüber dem BESII-Experiment auf einen Wert von  $(1776,91 \pm 0,12) \text{ MeV}/c^2$ . Weitere Eigenschaften des  $\tau$ -Leptons sollen ebenfalls untersucht werden. [12]

### 3.2 Beschleunigeranlage BEPCII

Die Beschleunigeranlage am IHEP besteht aus einem Linearbeschleuniger und einem angeschlossenen Speicherring. Im Linearbeschleuniger werden Elektronen und Positronen auf die benötigten Energien vorbeschleunigt und anschließend in den beiden Strahlrohren, jeweils eins für Elektronen und eins für Positronen, des Beijing Electron Positron Colliders (BEPCII) gespeichert. Der Speicherring BEPCII ist der modernisierte Nachfolger des BEPC und wurde in den Jahren 2004 - 2006 installiert. Der BEPCII besitzt einen Umfang von 237,5 m und kann jeweils bis zu 93 Elektronen- und Positronenpakete speichern. Die beiden Strahlen werden anschließend unter einem Winkel von 11 mrad am Interaktionspunkt zur Annihilation gebracht. Der Interaktionspunkt wird zylindersymmetrisch vom BESIII-Detektor umschlossen. Die Kenndaten des BEPCII und ein Vergleich des BEPCII mit dem Vorgänger BEPC erfolgt in Tabelle 3.1. Die Luminosität konnte im Bezug auf den Vorgänger BEPC um den Faktor 100 gesteigert werden.

Parameter	BEPCII	BEPC
Schwerpunktsenergie [GeV]	2 - 4,6	2 - 5
Umfang [m]	237,5	240,4
Strahlrohranzahl	2	1
Max. Luminosität bei $2 \times 1,89 \text{ GeV}$ [ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]	$\sim 10^{33}$	$\sim 10^{31}$
Teilchenpakete	$2 \times 93$	$2 \times 1$
Länge eines Paketes [cm]	1,5	$\sim 5$
Ausmaße eines Paketes (B x H) [ $\mu\text{m} \times \mu\text{m}$ ]	$\sim 380 \times 5,7$	$\sim 840 \times 37$
Strahlstrom [A]	$2 \times 0,91$	$2 \times 0,035$

Tabelle 3.1: Kenndaten des BEPC und BEPCII [13]

### 3.3 Aufbau des BESIII-Experiments

Der BESIII-Detektor umschließt den Interaktionspunkt zylindersymmetrisch und erreicht eine Raumwinkelabdeckung von nahezu  $4\pi$ . Er besteht aus mehreren Subdetektoren, welche spezifische Einzelinformationen über die zu vermessenden Ereignisse liefern. Eine schematische

Zeichnung des BESIII-Detektors ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Direkt um den Interaktionspunkt dient eine Multilayer-Drift-Chamber (MDC) zur Identifikation der Teilchenspuren der entstandenen Sekundärteilchen nach der Annihilation. Daran anschließend befindet sich ein Time-of-Flight-Detektor (TOF) zur Messung der Flugzeit der Teilchen. Neben der Rekonstruktion der Teilchenimpulse aus der Krümmung der Teilchenspuren in der Multilayer-Drift-Chamber dienen die MDC-Informationen und die Flugzeitinformationen des TOF-Detektors der Teilchenidentifikation (PID). Der nachfolgende Detektor, das elektromagnetische Kalorimeter (EMC), dient zur Messung der Gesamtenergie der entstandenen Photonen, Elektronen und Positronen. Zudem dient das EMC durch die Granularität der Szintillationskristalle als weiterer Messpunkt für die Spurrekonstruktion. Alle bisher genannten Subdetektoren sitzen in einem Solenoidmagneten, welcher ein homogenes Magnetfeld mit der Stärke von 1 T erzeugt. Außerhalb des Solenoidmagneten befindet sich das Eisenjoch, welches mit Resistive-Plate-Chambers (RPC) zur Myonendetektion ausgestattet ist. Die einzelnen Subdetektoren werden im Folgenden näher beschrieben.

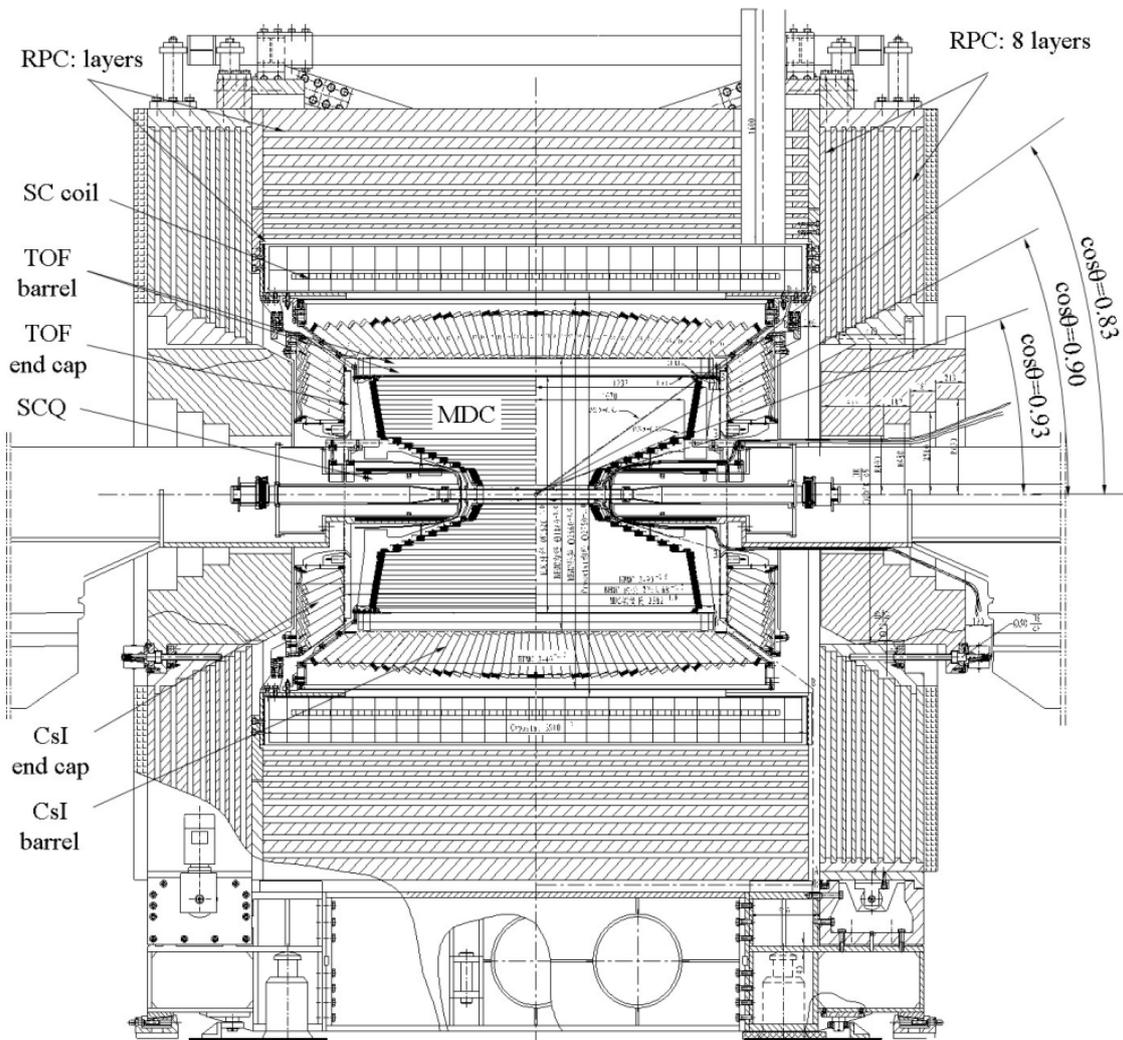


Abbildung 3.1: Schematische Zeichnung des BESIII-Detektors [13]

**Multilayer-Drift-Chamber (MDC)** Die Multilayer-Drift-Chamber dient zum einen der Impulsbestimmung der geladenen Teilchen über die Krümmung der Teilchenspuren im Magnetfeld und zum anderen zur Messung des spezifischen Energieverlusts  $dE/dx$ . Die Bestimmung des Energieverlusts dient der Teilchenidentifikation und sorgt unter anderem für eine gute Unterscheidung von hochenergetischen Pionen und Kaonen. Das Strahlrohr aus Beryllium und der Interaktionspunkt sind vollständig von der Driftkammer umgeben. Der Innenradius der MDC beträgt 59 mm und der minimale Abstand zwischen Driftkammer und Strahlrohr liegt bei lediglich 2 mm. Die beiden Endkappen sind konisch geformt, da sich jeweils direkt hinter den beiden Endkappen zwei supraleitende Quadrupolmagnete zur Kreuzung und Fokussierung der Teilchenstrahlen befinden. Die Gesamtlänge der MDC beträgt 2582 mm und deckt einen Raumwinkelbereich von 93 % ab. Der vollständige Raumwinkel kann aufgrund von geometrischen Einschränkungen und der Strahlrohrdurchführung nicht abgedeckt werden. Die Driftkammer ist mit einem Helium-Propan-Gasgemisch (Verhältnis 60:40) gefüllt und besitzt 6796 Wolfram-Rhodium-Drähte mit einer Dicke von 25  $\mu\text{m}$ . Die Wolfram-Rhodium-Drähte sind in 43 Lagen aufgeteilt und dienen der Messung der Ionisationselektronen, welche beim Durchflug von zu detektierenden Teilchen entstehen. Zusätzlich befinden sich im gasgefüllten Volumen 21844 vergoldete Aluminiumdrähte, welche zur Erzeugung des benötigten elektrischen Feldes genutzt werden, damit die Ionisationselektronen zu den Signaldrähten driften. Die Ortsauflösung einer einzelnen Zelle liegt bei 130  $\mu\text{m}$  in der  $r$ - $\phi$ -Ebene und bei 2 mm in  $z$ -Richtung. Die Impulsauflösung bei der Messung der Flugbahnkrümmungen beträgt  $\sigma_p/p = 0,5\%$  bei 1 GeV/ $c$  und die Messauflösung des spezifischen Energieverlusts beträgt etwa 6 %. [13]

**Time-of-Flight-System (TOF)** Das TOF-System, welches die Multilayer-Drift-Chamber fassförmig umschließt, dient zur Messung der Flugzeit von geladenen Teilchen. Zudem befinden sich an beiden Enden des Fasses jeweils eine Endkappe. In Kombination mit der Impulsmessung (MDC) wird eine Teilchenidentifikation ermöglicht. Ein wichtiges Kriterium ist die Trennung von Pionen und Kaonen, da die Separation bei sehr hohen Impulsen schwierig ist, obwohl die Masse eines Kaons etwa dreimal so hoch ist wie die eines Pions. Die jeweiligen Detektorbereiche bestehen aus Plastikszintillatorlagen mit einer Dicke von 5 cm. Jede Lage im Fassbereich besteht aus 88 Szintillatorstreifen, welche an beiden Enden mit Photomultipliern ausgelesen werden. Die Zeitauflösung im Fassbereich liegt bei etwa 100 ps bei einem abgedeckten Winkelbereich von  $|\cos\theta| < 0,83$ . Die einzelligigen Endkappen besitzen 48 fächerförmige Szintillatoren, welche direkt an die MDC anschließen. Hier wird eine Zeitauflösung von 110 ps und ein abgedeckter Winkelbereich von  $0,85 < \cos\theta < 0,95$  erzielt. Im Bereich von  $0,83 < \cos\theta < 0,85$  befinden sich die Haltestrukturen, welche zu einem nicht-sensitiven Bereich des Detektors führen. [13]

**Elektromagnetisches Kalorimeter** Die Energie und Flugrichtung von Elektronen, Positronen und Photonen werden mittels elektromagnetischem Kalorimeter gemessen. Es besitzt 6240 CsI(Tl)-Szintillatoren, welche sich auf einen Fassteil und zwei Endkappen aufteilen. Das Fassteil besteht aus 44 Ringen mit jeweils 120 Kristallen und die beiden Endkappen bestehen aus jeweils 480 Kristallen. Das BESIII-EMC besitzt eine sogenannte Offpoint-Konstruktion, die Kristallfrontflächen zeigen somit nicht direkt auf den Interaktionspunkt, sondern auf einen Punkt abseits des Interaktionspunkts. Dadurch wird verhindert dass zu detektierende Teilchen genau zwischen Kristallen hindurchfliegen und dadurch nicht detektiert werden können. Die Kristalle besitzen eine Länge von 28 cm,

dies entspricht etwa der 15-fachen Strahlungslänge ( $X_0$ ). Die Energieauflösung bei 1 GeV beträgt rund  $\sigma_E = 2,5\%$  und die Ortsauflösung liegt bei ca.  $0,6 \text{ cm}/\sqrt{E(\text{GeV})}$ . [13]

**Resistive-Plate-Chambers (RPC)** Zur Detektion von Myonen sind mehrere Resistive-Plate-Chambers im Magnetjoch des Solenoidmagneten verbaut. Durch die geringe Wechselwirkung von Myonen mit Materie, können diese relativ ungehindert durch das Magnetjoch hindurchfliegen und werden in den dahinterliegenden Resistive-Plate-Chambers detektiert, während die meisten Hadronen im Kalorimeter absorbiert werden. Dies führt zudem zu einer guten Unterscheidungsmöglichkeit von Myonen und Pionen. Im Fassbereich sind 9 RPC-Lagen und in den beiden Endkappen jeweils 8 RPC-Lagen verbaut. Der abgedeckte Raumwinkel beträgt rund 89 % und die Impulsschwelle beträgt 400 GeV/c. [13]

### 3.4 BESIII Offline Software System

Für die Analyse und Rekonstruktion von Teilchenzerfällen und zur Simulation von Monte-Carlo-Ereignissen wird das BESIII Offline Software System (BOSS) bereitgestellt. BOSS ist eine auf C++ basierende Softwareumgebung mit fünf Paketen: Das Framework und die Tools zur Simulation, Kalibrierung, Rekonstruktion und Analyse von Zerfällen. Die Beschreibung des Detektors und Einbindung der Detektorgeometrie erfolgt mittels Geometry Design Markup Language (GDML). Mittels Algorithmen zur Spurbestimmung, Energiebestimmung, Teilchenidentifikation und den Informationen der jeweiligen Detektoren erfolgt mit der BOSS-Software eine Rekonstruktion von Daten- oder Monte-Carlo-Ereignissen. Hierfür können die Daten in drei Formaten abgerufen werden. BOSS stellt die Rohdaten, die rekonstruierten Daten und die sogenannten DST-Daten (Data Summary Tape) zur Verfügung. [10]

Die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse erfolgte mit der BOSS-Version 6.6.4.p03.



# Kapitel 4

## Selektion des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$

In der vorliegenden Arbeit wird die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  mit dem weiteren Zerfall des  $\omega$ -Mesons in die Pionen  $\pi^+\pi^-\pi^0$  untersucht. Mit der Datenselektion wird dazu der Zerfall rekonstruiert und die Vierervektoren der Endzustandsteilchen ermittelt.

Da die am Zerfall beteiligten Teilchen der elektromagnetischen oder starken Wechselwirkung unterliegen, zerfallen diese quasi am Ort des Interaktionspunktes. Daher erfolgt die Selektion des Zerfalls über die Endzustandsteilchen, welche in den Subdetektoren nachgewiesen werden. Der Endzustand des hier untersuchten Zerfalls besteht aus vier geladenen Pionen und einem neutralen Pion, welches in zwei Photonen zerfällt. Die vollständige Zerfallsreaktion lautet:

$$J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^- \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\pi^+\pi^- \rightarrow (\pi^+\pi^-\gamma\gamma)\pi^+\pi^-$$

In den nachfolgenden Unterkapiteln werden der genutzte Datensatz, die Anwendung der Selektionskriterien, die Untergrundstudien und die Anwendung der ereignisbasierten Unterdrückung des noch vorhandenen Untergrunds vorgestellt.

### 4.1 Datensatz

Das BESIII-Experiment verfügt über unterschiedliche Datensätze, welche zu verschiedenen Zeitpunkten aufgezeichnet wurden. Die Datensätze, welche bei Schwerpunktsenergien der  $J/\psi$ - und  $\psi(2S)$ -Resonanzen aufgenommen wurden, zählen zu den größten Datensätzen der Welt. Die für diese Arbeit verwendeten Daten stammen aus den Jahren 2009 und 2012 und umfassen etwa  $1,31 \cdot 10^9$   $J/\psi$ -Ereignisse [14]. In Tabelle 4.1 sind die Größen von Datensätzen für  $J/\psi$ - und  $\psi(2S)$ -Ereignisse von unterschiedlichen Experimenten aufgelistet.

	MARKIII	Crystal Ball	CLEO-c	BES	BESII	BESIII
$J/\psi$	$5,8 \cdot 10^6$	$2,2 \cdot 10^6$	-	$7,8 \cdot 10^6$	$58 \cdot 10^6$	$1,31 \cdot 10^9$
$\psi(2S)$	$0,3 \cdot 10^6$	$1,8 \cdot 10^6$	$27 \cdot 10^6$	$3,8 \cdot 10^6$	$14 \cdot 10^6$	$0,48 \cdot 10^9$

**Tabelle 4.1:** Vergleich von  $J/\psi$ - und  $\psi(2S)$ -Datensätzen von verschiedenen Experimenten

Für die vorliegende Analyse wurden zudem  $J/\psi$ -Zerfälle mittels Monte-Carlo-Simulation untersucht. Zum einen wurde ein Datensatz mit rund  $1,225 \cdot 10^9$  Ereignissen mit allen bekannten Resonanzen und deren Verzweigungsverhältnissen analysiert, welcher zur groben Bestimmung der beitragenden Untergrundreaktionen dient (Inklusiv-Monte-Carlo-Datensatz beziehungsweise generischer Monte-Carlo-Datensatz) und vom IHEP bereitgestellt wird. Zum anderen wurde unter Verwendung der Event-Generatoren BesEvtGen und KKMC ein einzelner Zerfall mit phasenraumverteilten Ereignissen simuliert. Hier wurde ein Datensatz der Größe  $20 \cdot 10^6$

mit dem hier untersuchten Zerfall erzeugt (Signal-Monte-Carlo-Datensatz). Die Form der invarianten  $\omega$ -Masse wird in den Monte-Carlo-Ereignissen berücksichtigt.

## 4.2 Anwendung der Selektionskriterien

Um die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^+\pi^-$  aus dem gesamten  $J/\psi$ -Datensatz herausfiltern zu können, werden diverse Selektionskriterien verwendet. Diese dienen der Selektion der Ereignisse des zu untersuchenden Zerfalls und der hinreichenden Reduzierung des Untergrundlevels. Im Folgenden werden die angewandten Selektionskriterien beschrieben und die Ergebnisse dargestellt.

### Selektion von Pionkandidaten

Die Selektion von Pionen ist ein entscheidender Faktor für die Betrachtung des zu untersuchenden Zerfallskanals. Zuerst werden mittels der Driftkammer die Spuren geladener Teilchen untersucht. Hierbei gilt, dass der Abstand zwischen dem Ursprung der geladenen Teilchen und dem Wechselwirkungspunkt der  $e^+e^-$ -Annihilationen in Strahlrichtung (z-Richtung) kleiner 100 mm und in x-y-Richtung kleiner 10 mm betragen muss. Dies liegt an der geringen Lebensdauer der Sekundärteilchen. Da die Spuren geladener Teilchen nur in der Driftkammer gemessen werden können, ergibt sich eine Einschränkung für den Winkelbereich von  $|\cos\theta| < 0,93$ . Die Zuordnung, um welches Teilchen es sich bei welcher Spur handelt, erfolgt über die Informationen des Energieverlustes  $dE/dx$  der Driftkammer und den Flugzeitinformationen des TOF-Systems. In Frage kommen alle geladenen Teilchen, welche aufgrund ihrer Lebensdauer nicht innerhalb des BESIII-Detektors zerfallen. Dies sind beispielsweise Pionen, Kaonen, Myonen, Elektronen oder Protonen. Für die gesammelten Spurinformatoren werden Wahrscheinlichkeiten für die Teilchenhypothesen berechnet. Um die geladenen Pionen zu selektieren, wird gefordert, dass die Wahrscheinlichkeit der Pion-Hypothese größer als die der Kaon-, Myon-, Elektron- und Proton-Hypothese sein muss. Zudem wird gefordert, dass die Pion-Wahrscheinlichkeit bei Werten größer 1% liegen muss.

Alle Ereignisse, welche die genannten Kriterien nicht erfüllen, werden verworfen und nicht genutzt. Aufgrund von Messunsicherheiten können Falschidentifizierungen auftreten, welche nicht verworfen werden und anschließend einen Beitrag zum Untergrund des Zerfalls liefern.

### Kombinatorik der Pionen

Der Endzustand des in dieser Arbeit untersuchten Zerfalls beinhaltet vier geladene Pionen. Daher werden während der Selektion alle Ereignisse verworfen, welche nicht genau vier geladene Pionen beinhalten. Innerhalb der verbleibenden Ereignisse müssen nun die jeweiligen Pionen den zugehörigen Mutterteilchen zugeordnet werden. Die Zuteilung erfolgt unter Mithilfe des im Zerfall vorkommenden neutralen Pions. Die Selektion des neutralen Pions wird im Laufe dieses Kapitels beschrieben. Für alle möglichen  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kombinationen wird die Differenz zwischen der Addition aus den gemessenen Massen von zwei geladenen Pionen und dem neutralen Pion und der nominellen  $\omega$ -Masse von 782,65 GeV [4] durch die folgende Formel

$$|m(\pi_i) + m(\pi_j) + m(\pi^0) - m_{PDG}(\omega)|$$

gebildet. Die Pion-Kombination mit der kleinsten Differenz zur nominellen  $\omega$ -Masse wird dem Teilzerfall  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  zugeordnet. Die restlichen Pionen werden dem  $\omega$ -Rückstoßsystem zugeordnet.

## Selektion von Photonen

In den CsI(Tl)-Szintillatoren des elektromagnetischen Kalorimeters, siehe Kapitel 3.3, wird die deponierte Energie der Photonen gemessen. Die Deponierung kann aufgrund der Schauerbreite in mehreren Kristallen erfolgen, es bilden sich sogenannte Cluster. Um zu verhindern, dass Messunsicherheiten wie elektronisches Rauschen als niederenergetische Photonen missidentifiziert werden, besitzen die Teilbereiche des Kalorimeters unterschiedliche Energieschwellen. Im Falle des Fassteils ( $|\cos\theta| < 0,8$ ) liegt die Energieschwelle bei 25 MeV. Die beiden Endkappen ( $0,86 < |\cos\theta| < 0,92$ ) besitzen eine Energieschwelle von 50 MeV. Die Energieschwelle der Endkappen liegt dabei höher, da hier verhindert werden soll, dass Strahluntergrund nahe der Strahlrohre als Photonen interpretiert werden. Zudem wird gefordert, dass das Zeitfenster eines Ereignisses zwischen der Messung im EMC und erstem auftretendem Signal im TOF-System zwischen 0 und 700 ns liegen muss. Des Weiteren können geladene Teilchen einen Teil ihrer Energie ebenfalls in den Szintillationskristallen des EMC deponieren. Um zu verhindern, dass die von den geladenen Teilchen erzeugten Cluster als Photonen missidentifiziert werden, wird gefordert, dass zwischen der Spur des geladenen Teilchens und dem Cluster im EMC ein Winkel von mindestens  $20^\circ$  liegen muss. Nur bei einem Winkel größer  $20^\circ$  kann sichergestellt werden, dass es sich um einen durch Photonen erzeugten Cluster handelt. Zusätzlich werden für den in dieser Arbeit analysierten Zerfallskanal mit dem Zerfall des neutralen Pions mindestens zwei Photonen im Endzustand gefordert. Alle Ereignisse, welche die obigen Kriterien nicht erfüllen, werden verworfen. Auch hier können, wie bei der Selektion von Pionen, Falschidentifizierungen auftreten, welche anschließend einen Beitrag zum Untergrund des Zerfalls liefern.

## Kombinatorik der Photonen

Die maximale Anzahl der Photonen wird nicht begrenzt, da im EMC mehr als zwei Cluster gemessen werden können und somit fälschlicherweise mehr als zwei identifizierte Photonen auftreten können. Zudem würde eine Beschränkung von Photonen zu Unterschieden zwischen den gemessenen Datensätzen und den Monte-Carlo-Datensätzen führen und ein späterer Vergleich zwischen gemessenen und generierten Datensätzen wird so erschwert.

Um Kombinationen von zwei Photonen herauszufiltern, welche kein neutrales Pion bilden können, wird gefordert, dass die invariante Masse im Massenbereich des  $\pi^0$  liegen muss:

$$100 \text{ MeV} < m(\gamma\gamma) < 160 \text{ MeV}$$

## Vertexanpassung

Neben der Identifikation und der Kombinatorik der beteiligten Teilchen müssen weitere Kriterien für den hier analysierten Zerfallskanal aufgestellt werden. Aufgrund der geringen Lebensdauer aller beteiligten Resonanzen wird angenommen, dass die Spuren der Resonanzen aus dem zu untersuchenden Zerfallskanal aus einem gemeinsamen Ursprung, dem sogenannten Primärvertex, stammen. Mittels einer Vertexanpassung werden die Spurparameter der in der Driftkammer gemessenen Teilchenspuren der vier geladenen Pionen innerhalb ihrer Messunsicherheiten so variiert, dass der Abstand zwischen den Teilchenspuren minimiert wird. So können alle beteiligten Spuren einem gemeinsamen Vertex zugeordnet werden.

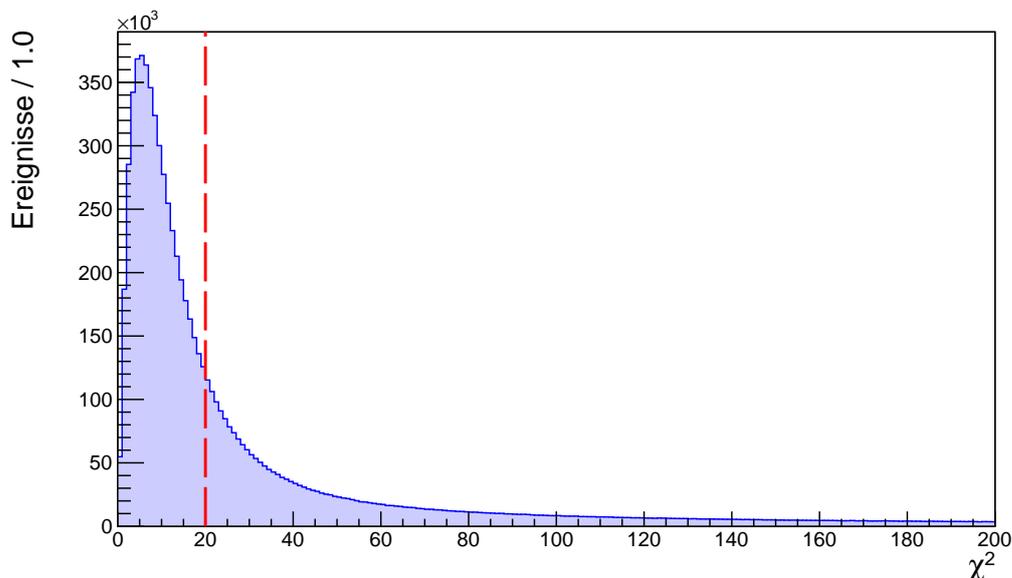
Ist dies nicht möglich beziehungsweise ist die Qualität der Vertexanpassung zu schlecht, dann wird das Ereignis verworfen. In diesen Fällen muss angenommen werden, dass die beteiligten Teilchen aus unterschiedlichen Ereignissen und Zerfallskanälen stammen.

### Kinematische Anpassung mit vier Randbedingungen (4C-Fit)

Neben der Vertexanpassung wird auch eine kinematische Anpassung durchgeführt. Zuerst erfolgt eine Anpassung mit vier Randbedingungen, auch Constraints genannt. Diese Anpassung wird auch als 4C-Fit bezeichnet. Hierbei werden die Viererimpulse der Endzustandsteilchen eines Ereignisses addiert und mit dem sehr gut bekannten initialen Viererimpuls des Mutterteilchens des Zerfalls verglichen. Im Falle des hier analysierten Zerfalls ist das Mutterteilchen das  $J/\psi$ -Meson. Ein Viererimpuls eines Teilchens beinhaltet die zugehörigen Impuls- und Energieinformation ( $\vec{p}$ ,  $E/c$ ). Im Falle eines Ereignisses mit korrekt zugeordneten Endzustandsteilchen muss die Addition der Viererimpulse der Endzustände im Rahmen ihrer Fehler dem initialen Viererimpuls entsprechen. Die vier Randbedingungen der kinematischen Anpassung ergeben sich aus der Impulserhaltung und der Energieerhaltung. Während der Anpassung wird die Anpassungsgüte jeder Kombination der Endzustandsteilchen durch das  $\chi^2$  beschrieben. Konvergiert die Anpassung im Rahmen der Unsicherheiten nicht, so macht sich dies in einem großen  $\chi^2$ -Wert bemerkbar. Kombinationen mit einem  $\chi^2 > 200$  werden direkt verworfen und nicht gespeichert. Für Kombinationen unterhalb des genannten Wertes werden die angepassten Informationen gespeichert.

### Kinematische Anpassung mit fünf Randbedingungen (5C-Fit)

Nach dem 4C-Fit können weitere Randbedingungen aufgestellt werden. Im Falle des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^+\pi^-$  wird mit den aus dem  $\pi^0$  stammenden Photonen eine fünfte Randbedingung aufgestellt, dies führt zu einem 5C-Fit. Es wird gefordert, dass die zwei Photonen aus dem  $\pi^0$  stammen müssen und somit die invariante Masse der Photonenkombination der nominellen  $\pi^0$ -Masse entsprechen soll.



**Abbildung 4.1:**  $\chi^2$ -Verteilung des 5C-Fits der nicht verworfenen Ereignisse nach Anwendung aller Selektionskriterien für Daten ohne Schnitt auf die  $\omega$ -Masse. Ereignisse mit einem  $\chi^2 > 20$  (rot markiert) werden verworfen.

Die Bewertung der Anpassungsgüte des 5C-Fits wird, wie bei dem 4C-Fit, ebenfalls über das  $\chi^2$  vorgenommen. Abbildung 4.1 zeigt die  $\chi^2$ -Verteilung für alle Ereignisse nach Anwendung der bisher vorgestellten Selektionskriterien und dem 5C-Fit ohne Schnitt auf die Masse des  $\omega$ -Mesons. Zur Reduzierung der Anzahl der Untergrundbeiträge werden alle Ereignisse mit einem  $\chi^2$ -Wert größer 20 verworfen. Dieser Schnitt wurde iterativ ermittelt und dient der Reduzierung des Untergrundes. Durch die hohe Statistik und somit hohe Anzahl an Signalereignissen des zu untersuchenden Zerfalls kann durch diesen Schnitt auf den  $\chi^2$ -Wert das Untergrundlevel stark reduziert werden, zur weiteren Analyse verbleibt dennoch eine hohe Anzahl von Signalereignissen, siehe hierzu Kapitel 4.3.

### Schnitt auf die Masse des $\omega$ -Mesons

Nach erfolgreicher Zuordnung der vier geladenen Pionen im Endzustand zu ihren jeweiligen Mutterteilchen erfolgt als letztes Selektionskriterium ein Schnitt auf die Abweichung der invarianten  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse zur nominellen Masse des  $\omega$ -Mesons von

$$|m(\pi^+\pi^-\pi^0) - m_{PDG}(\omega)| < 20 \text{ MeV},$$

wobei der Wert von 20 MeV etwa dem Doppelten der nominellen Breite des  $\omega$ -Mesons entspricht ( $\Gamma_{PDG}(\omega) = 8,5 \text{ MeV}$ ).

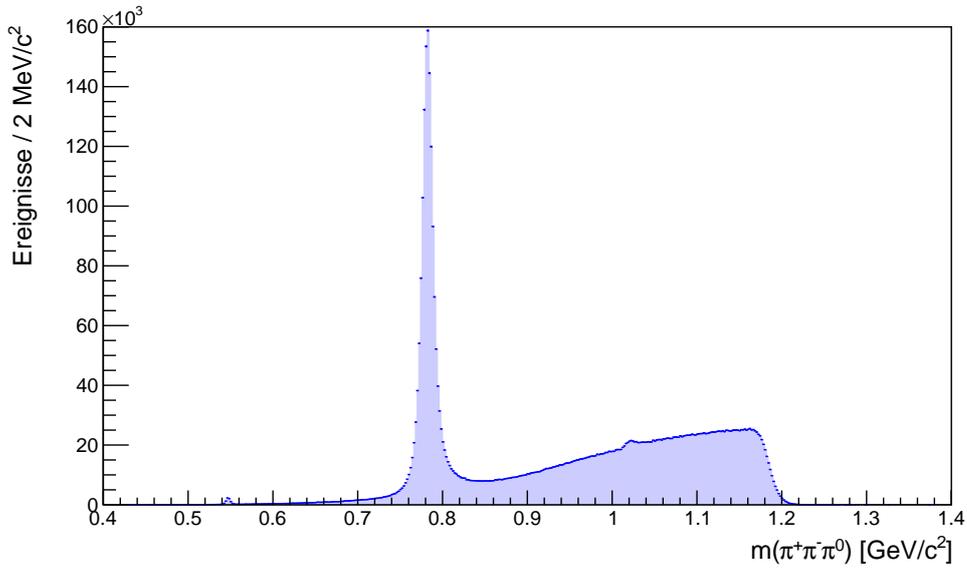
## 4.3 Ergebnisse der Selektion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse nach Anwendung der im vorherigen Kapitel vorgestellten Selektionskriterien gezeigt. Von den im  $J/\psi$ -Datensatz enthaltenen  $1,31 \cdot 10^9$  Ereignissen bleiben 4864200 Ereignisse vor und 1391568 Ereignisse nach dem Schnitt auf die  $\omega$ -Masse übrig. Diese Ereignisse werden nicht verworfen und werden zur weiteren Analyse genutzt. Die Selektionseffizienz beträgt nach Anwendung aller Schnitte und Selektionskriterien 12,1 %. In Abbildung 4.2 ist das Spektrum der invarianten  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse für Daten nach Anwendung aller Selektionskriterien ohne Schnitt auf die  $\omega$ -Masse dargestellt. Deutlich erkennbar ist die Resonanz bei der nominellen  $\omega$ -Masse. Die Überhöhung im Bereich von  $1010 \text{ MeV}/c^2$  bis  $1030 \text{ MeV}/c^2$  deutet auf ein  $\phi$ -Meson hin, liegt jedoch nicht im möglichen Massenbereich der Endzustände des  $\omega$ -Zerfalls und wird daher nicht weiter betrachtet. Bei näherer Betrachtung des Bereiches der nominellen  $\omega$ -Masse ist ein Restuntergrund unterhalb der Resonanz zu erkennen. Eine detaillierte Untergrundbetrachtung und eine ereignisbasierte Unterdrückung dieses Restuntergrundes erfolgt in Kapitel 4.4.

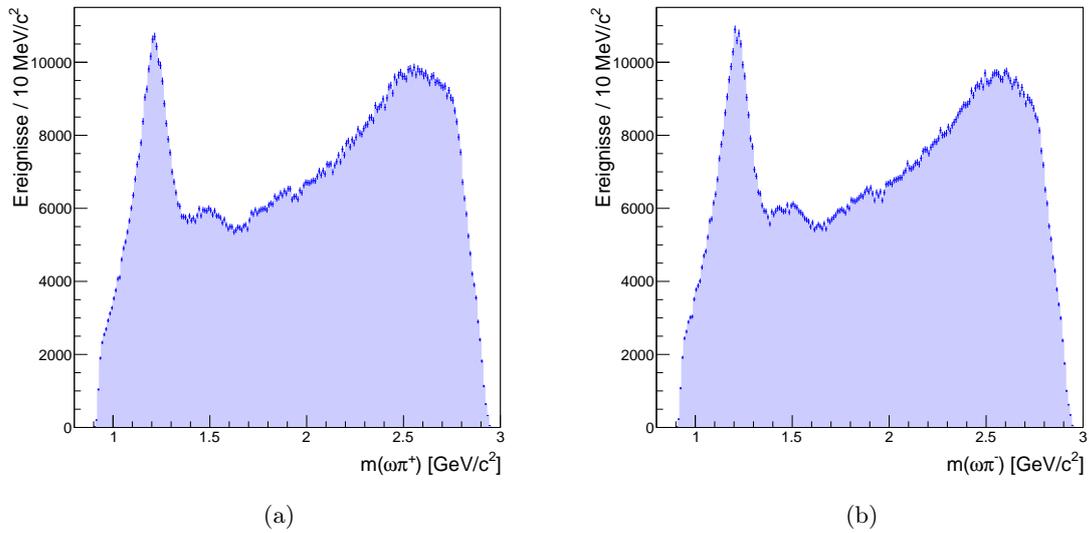
Alle nach den obigen Kriterien nicht verworfenen Ereignisse werden nun auf Zwischenresonanzen untersucht. Mögliche Zwischenresonanzen des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  sind:

$$\begin{aligned} J/\psi &\rightarrow \omega X \rightarrow \omega\pi^+\pi^- & \text{mit } X &\rightarrow \pi^+\pi^- \\ J/\psi &\rightarrow Y\pi^+ \rightarrow \omega\pi^+\pi^- & \text{mit } Y &\rightarrow \omega\pi^- \\ J/\psi &\rightarrow Z\pi^- \rightarrow \omega\pi^+\pi^- & \text{mit } Z &\rightarrow \omega\pi^+ \end{aligned}$$

Die im Verlauf dieses Kapitels gezeigten Spektren unterliegen, wenn nicht anders angegeben, alle dem Schnitt auf die Masse des  $\omega$ -Mesons. Abbildung 4.3 zeigt die Spektren der invarianten  $\omega\pi^+$ -Masse und  $\omega\pi^-$ -Masse im Massenbereich von  $0,8 \text{ GeV}/c^2$  bis  $3,0 \text{ GeV}/c^2$ . In beiden Spektren sind Strukturen im Bereich der nominellen invarianten  $b_1(1235)$ -Masse deutlich erkennbar. Im linken Spektrum deutet dies auf ein  $b_1(1235)^+$  und im rechten Spektrum auf



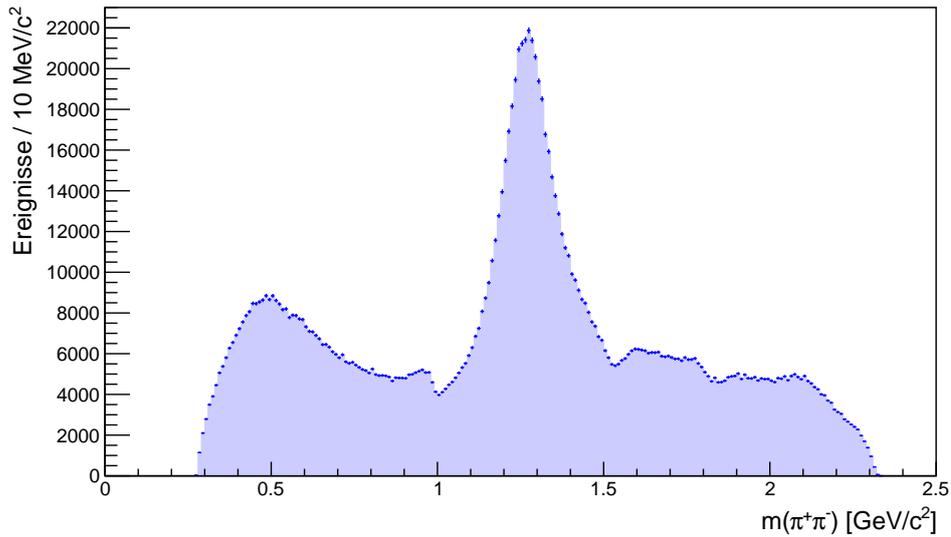
**Abbildung 4.2:** Spektrum der invarianten  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse für Daten nach Anwendung aller Selektionskriterien und dem 5C-Fit ohne Schnitt auf die  $\omega$ -Masse



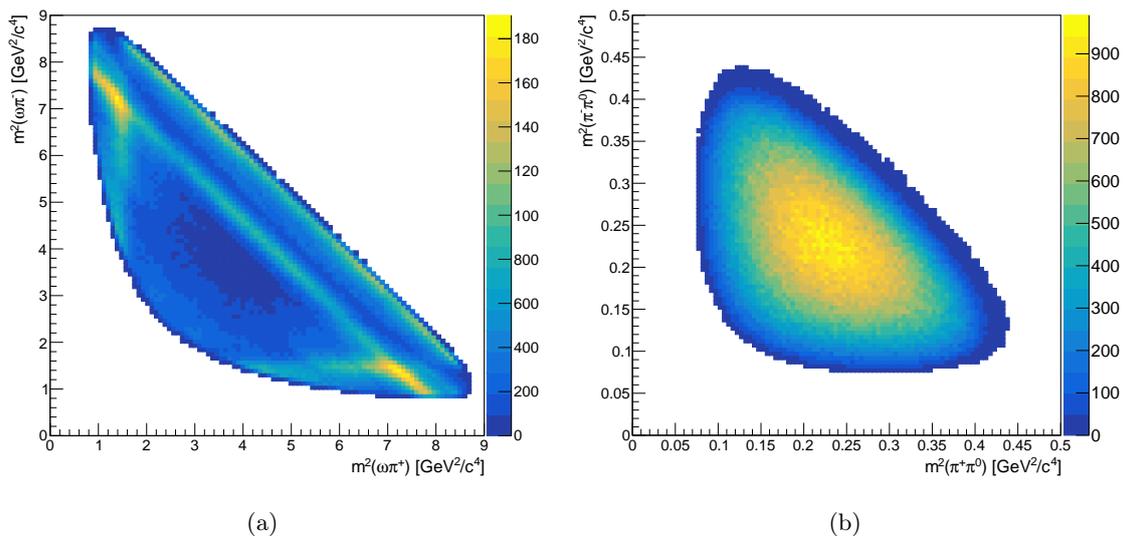
**Abbildung 4.3:** Spektren der invarianten  $\omega\pi^+$ -Masse (a) und  $\omega\pi^-$ -Masse (b) für Daten nach dem 5C-Fit und Anwendung aller Selektionskriterien

ein  $b_1(1235)^-$  hin. Laut Particle Data Group besitzen die beiden Resonanzen eine invariante Masse von  $1229,5 \pm 3,2 \text{ MeV}/c^2$  und eine Breite von  $142 \pm 9 \text{ MeV}/c^2$  [4]. In Abbildung 4.4 ist das Spektrum der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse des  $\omega$ -Rückstoßsystems über den Massenbereich von  $0 \text{ GeV}/c^2$  bis  $2,5 \text{ GeV}/c^2$  dargestellt. Hier zeigt sich eine gut sichtbare Struktur im Bereich von  $1100 \text{ MeV}/c^2$  bis  $1400 \text{ MeV}/c^2$ . Diese Struktur deutet auf eine  $f_2(1270)$ -Resonanz mit einer nominellen Masse von  $1275,5 \pm 0,8 \text{ MeV}/c^2$  und einer Breite von  $186,7 \text{ MeV}/c^2$  hin [4]. Die

Form des Spektrums bei kleineren und größeren invarianten Massen deutet auf mehrere  $f_0$ -Resonanzen hin. Abbildung 4.5 zeigt die zugehörigen Dalitz-Diagramme des  $\omega\pi^+\pi^-$ -Systems und des  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Systems des  $\omega$ -Zerfalls. Eine genaue Betrachtung aller möglichen Zwischenresonanzen des hier untersuchten Zerfallskanals erfolgt nach den Untergrundbehandlungen in den Kapiteln 4.4 und 4.5 im Rahmen einer Partialwellenanalyse (Kapitel 5).



**Abbildung 4.4:** Spektrum der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse für Daten nach dem 5C-Fit und Anwendung aller Selektionskriterien



**Abbildung 4.5:** Dalitz-Diagramm des  $\omega\pi^+\pi^-$ -Systems (a) und des  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Systems des  $\omega$ -Zerfalls (b) für Daten nach dem 5C-Fit und Anwendung aller Selektionskriterien

## 4.4 Untergrundstudien

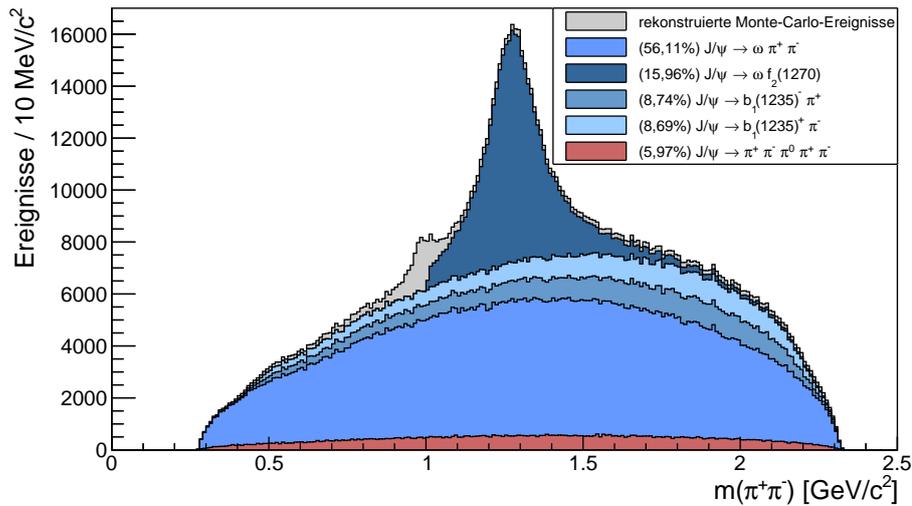
Eine Betrachtung der Spektren nach Anwendung der genannten Selektionskriterien in Kapitel 4.3 zeigt, dass im Spektrum der invarianten  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse (siehe Abb. 4.2) ein Restuntergrund im Bereich der nominellen  $\omega$ -Masse besteht. Dieser entsteht durch Ereignisse, welche fälschlicherweise als  $\omega\pi^+\pi^-$ -Endzustand identifiziert werden, aber keine sind. Zusätzlich können Teilchen, welche keine Pionen sind, aber als Pionen identifiziert wurden, zu diesem Untergrund beitragen. Im Verlauf dieses Kapitels soll mittels generierten Monte-Carlo-Ereignissen abgeschätzt werden, welche Zwischenzerfälle mit welcher Häufigkeit zu erwarten sind. Zudem wird der Restuntergrund in den Datenereignissen untersucht.

Es stellt sich die Frage, welche Zerfallskanäle zu dem Restuntergrund beitragen können. Des Weiteren stellt sich mit Blick auf die durchzuführende Partialwellenanalyse die Frage, welche möglichen Zwischenresonanzen im Zerfall  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  zu erwarten sind. Hierzu wird ein von der BESIII-Kollaboration bereitgestellter Monte-Carlo-Datensatz (Inklusiv-Monte-Carlo-Datensatz) mit insgesamt  $1,225 \cdot 10^9$  Ereignissen verwendet, welcher die meisten bisher bekannten und am häufigsten auftretenden Zerfallskanäle des  $J/\psi$  beinhaltet. Der Vorteil von Monte-Carlo-Ereignissen liegt in der Tatsache, dass jedes Ereignis sogenannte Truth-Informationen besitzt, welche eine eindeutige Zuordnung zu dem jeweiligen Zerfall ermöglichen. Die für diesen Datensatz verwendeten Informationen, wie beispielsweise die Massen, Breiten und Zerfallswahrscheinlichkeiten der möglichen Kanäle, entstammen den Veröffentlichungen der Particle Data Group. Allerdings dient dieser Datensatz nur einer groben Abschätzung. Auf diese Monte-Carlo-Ereignisse werden die gleichen Selektionskriterien angewendet wie für die Analyse der Messdaten. Insgesamt werden 1376186 Ereignisse nicht verworfen und nun auf ihre Topologie untersucht. Die übrig gebliebenen Ereignisse verteilen sich auf 265 unterschiedliche Zerfälle. Tabelle 4.2 zeigt die Topologie der Signal- und Untergrundkanäle, die Zerfälle sind nach Häufigkeit aufgelistet und die Signalkanäle sind hervorgehoben. Aus Grün-

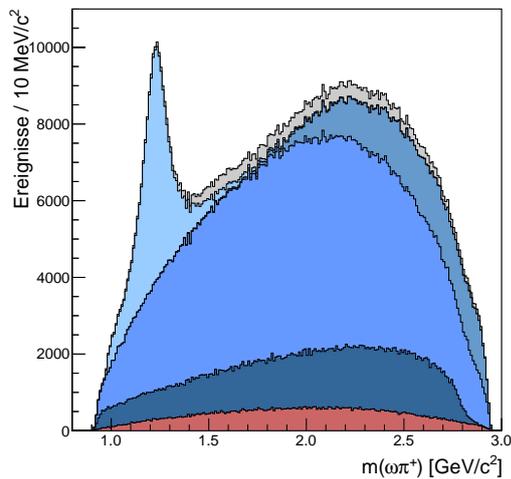
Zerfall $J/\psi \rightarrow \dots$	Anzahl	Anteil/%
$\omega\pi^+\pi^-$ mit $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	<b>772107</b>	<b>56,105</b>
$\omega f_2(1270)$ mit $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , $f_2(1270) \rightarrow \pi^+\pi^-$	<b>219666</b>	<b>15,962</b>
$b_1(1235)^-\pi^+$ mit $b_1(1235)^- \rightarrow \omega\pi^-$ , $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	<b>120238</b>	<b>8,737</b>
$b_1(1235)^+\pi^-$ mit $b_1(1235)^+ \rightarrow \omega\pi^+$ , $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	<b>119646</b>	<b>8,694</b>
$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^+\pi^-$	82119	5,967
$\omega f_0(1370)$ mit $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , $f_0(1370) \rightarrow \pi^+\pi^-$	<b>11507</b>	<b>0,836</b>
$\omega f_0(980)$ mit $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , $f_0(980) \rightarrow \pi^+\pi^-$	<b>6804</b>	<b>0,494</b>
$\rho(770)^0 a_2(1320)^0$ mit $a_2(1320)^0 \rightarrow \pi^-\rho(770)^+$ , $\rho(770)^+ \rightarrow \pi^0\pi^+$ , $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	3632	0,264
$\rho(770)^0 a_2(1320)^0$ mit $a_2(1320)^0 \rightarrow \pi^+\rho(770)^-$ , $\rho(770)^- \rightarrow \pi^0\pi^-$ , $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	3556	0,258
$\omega\pi^+\pi^-$ mit $\omega \rightarrow \gamma_{FSR}\pi^+\pi^-\pi^0$	2673	0,194
$\rho(770)^+ f_2(1270)\pi^-$ mit $\rho(770)^+ \rightarrow \pi^0\pi^+$ , $f_2(1270) \rightarrow \pi^+\pi^-$	2642	0,192
$\rho(770)^- f_2(1270)\pi^+$ mit $\rho(770)^- \rightarrow \pi^0\pi^-$ , $f_2(1270) \rightarrow \pi^+\pi^-$	2596	0,189
$\omega f_2(1270)$ mit $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , $f_2(1270) \rightarrow \gamma_{FSR}\pi^+\pi^-$	2306	0,168
$\gamma_{FSR}\omega\pi^+\pi^-$ mit $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	1913	0,139
$\rho(770)^0 f_2(1270)\pi^0$ mit $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , $f_2(1270) \rightarrow \pi^+\pi^-$	1823	0,132
$\rho(770)^- a_2(1320)^+$ mit $\rho(770)^- \rightarrow \pi^0\pi^-$ , $a_2(1320)^+ \rightarrow \rho(770)^0\pi^+$ , $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	1473	0,107
$\rho(770)^+ a_2(1320)^-$ mit $\rho(770)^+ \rightarrow \pi^0\pi^+$ , $a_2(1320)^- \rightarrow \rho(770)^0\pi^-$ , $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	1457	0,106
$a_1(1260)^+\pi^-\pi^0$ mit $a_1(1260)^+ \rightarrow \rho(770)^0\pi^+$ , $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	1426	0,104

**Tabelle 4.2:** Topologie der Signal- und Untergrundkanäle aus dem Inklusiv-Monte-Carlo-Datensatz des  $J/\psi$  nach Anwendung aller Selektionskriterien mit einem Anteil größer 0,1%. Die Signalkanäle sind hervorgehoben.

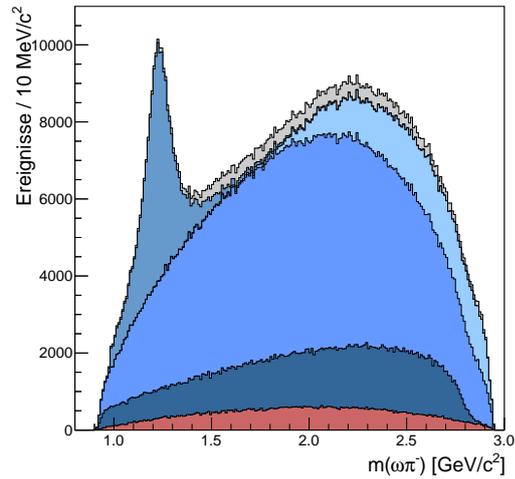
den der Übersicht werden nur die Zerfallskanäle aufgelistet, welche einen Anteil von größer 0,1 % besitzen. Hierbei dominiert der hier untersuchte Kanal  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^+ \pi^-$  mit einer Anzahl von 772107 Ereignissen und einem prozentualen Anteil von rund 56,1 %. Die drei nachfolgenden Zerfälle sind Signalkanäle des zu untersuchenden Zerfalls. Hierbei besitzt der Kanal  $J/\psi \rightarrow \omega f_2(1270) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^+ \pi^-$  einen Anteil von nahezu 16 %. Die beiden Zerfallskanäle  $J/\psi \rightarrow b_1(1235)^{-/+} \pi^{+/-} \rightarrow \omega \pi^{-/+} \pi^{+/-} \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^+ \pi^-$  tragen jeweils zu etwa 8,7 % bei. Diese drei genannten Zerfälle decken sich mit den deutlich erkennbaren Strukturen



(a)



(b)



(c)

**Abbildung 4.6:** Spektren der invarianten  $\pi^+ \pi^-$  - (a),  $\omega \pi^+$  - (b) und  $\omega \pi^-$  -Masse (c) der rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignisse sowie aufaddierte Darstellung der fünf größten Beiträge. Die Signalereignisse sind blau eingefärbt, die Untergrundereignisse rot und die Summe aller Ereignisse ist grau dargestellt.

in Abbildung 4.3 und 4.4. Aufgrund des jeweiligen hohen prozentualen Anteils kann angenommen werden, dass diese drei Zerfälle als Signalkanäle in den zu untersuchenden Daten vorhanden sind. Abbildung 4.6(a) zeigt das Spektrum der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse der hier untersuchten Monte-Carlo-Ereignisse. Zudem ist die aufaddierte Darstellung der fünf größten Beiträge aus Tabelle 4.2 zu sehen. Analog ist in Abbildung 4.6(b) das Spektrum der invarianten  $\omega\pi^+$ -Masse und in Abbildung 4.6(c) das Spektrum der invarianten  $\omega\pi^-$ -Masse dargestellt. Die aufgelisteten Kanäle in Tabelle 4.2 zeigen zudem, dass es sich bei dem größten Teil des Untergrunds in den Monte-Carlo-Ereignissen um nicht-resonanten Untergrund handelt, dies ist Untergrund in dem kein  $\omega$ -Meson enthalten ist. Dieser Untergrund lässt sich abschätzen zu etwa 8%.

Das rechte Diagramm in Abbildung 4.5 in Abschnitt 4.3 zeigt das charakteristische Dalitz-Diagramm des  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Systems des  $\omega$ -Zerfalls für die rekonstruierten Daten, welches als Basis für die quantitative Abschätzung des Untergrundes dient. Aus den Viererimpulsen der Pionen lässt sich die Dichteverteilung des  $\omega$ -Dalitz-Diagramms ermitteln. Diese Dichteverteilung beschreibt den Verlauf des Diagramms vom Rand bis zur Mitte. Diese Methode wird im Detail in [15] beschrieben. Im Ruhesystem des  $\omega$ -Mesons, welches in diesem Fall das Helizitätssystem ist, spannen die drei Zerfallsteilchen  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^0$  eine Ebene auf. Der Normalenvektor liegt senkrecht auf dieser Ebene. Es gilt für das normierte Quadrat des Normalenvektors der Pionen  $\lambda_{norm} = \frac{\lambda}{\lambda_{max}}$ :

$$\lambda = |\vec{p}_{\pi^+} \times \vec{p}_{\pi^-}|^2 \quad \text{und} \quad \lambda_{max} = Q^2 \left( \frac{Q^2}{108} + \frac{mQ}{9} + \frac{m^2}{3} \right) \quad (4.1)$$

Wobei  $Q$  die Addition der kinetischen Energien der Pionen beschreibt mit  $Q = T_{\pi^+} + T_{\pi^-} + T_{\pi^0}$ . Die Verteilung  $\frac{\lambda}{\lambda_{max}}$  variiert zwischen 0 und 1 und lässt sich zur Abschätzung des Restuntergrunds nutzen. Für den  $\omega$ -Zerfall zeigt diese Verteilung einen linearen Anstieg mit einem Verlauf durch den Ursprung. Für Untergrundbeiträge wird eine deutlich andere Verteilung erwartet. Abbildung 4.7 zeigt das  $\lambda$ -Diagramm für alle nicht verworfenen Ereignisse. Der geringe y-Wert bei  $x = 0$  deutet auf einen geringen Untergrund hin.

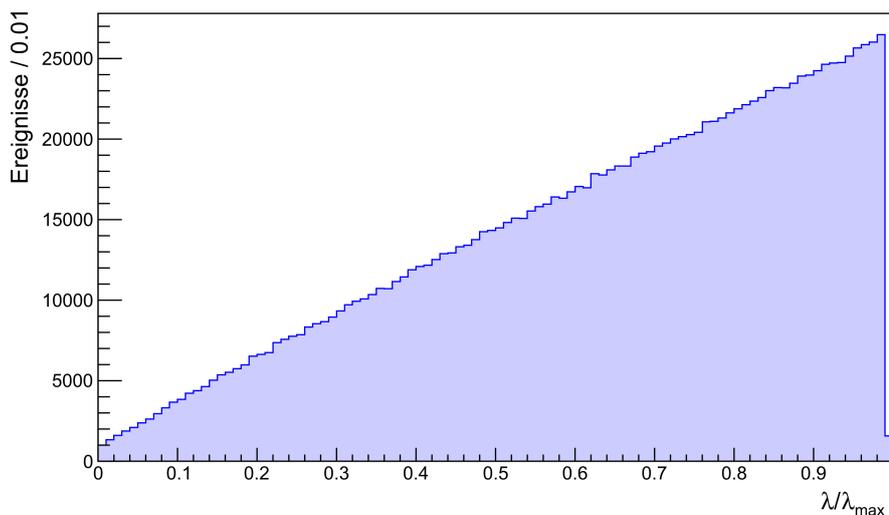


Abbildung 4.7:  $\lambda$ -Verteilung des Zerfalls  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

## 4.5 Ereignisbasierte Unterdrückung des Untergrundes

Studien im vorherigen Kapitel haben gezeigt, dass ein Untergrundbeitrag von etwa 8 % existiert, welcher keine  $\omega$ -Resonanz mit dem Zerfall nach  $\pi^+\pi^-\pi^0$  aufweist. Aufgrund der sehr geringen Zerfallsbreite des  $\omega$ -Mesons von rund 8,5 MeV kann angenommen werden, dass Interferenzeffekte zwischen den Untergrundereignissen und den Signalereignissen vernachlässigbar sind. Dieser noch vorhandene Untergrund kann nicht über einfache Selektionskriterien reduziert werden und wird mit Hilfe der hier beschriebenen Methode ereignisbasiert identifiziert und reduziert.

Eine Möglichkeit der Identifizierung von nicht-resonantem Untergrund ist die Seitenbandsubtraktion. Eine Seitenbandsubtraktion basiert auf der Annahme, dass Spektren mit Ereignissen außerhalb der Signalregion von Spektren mit Ereignissen innerhalb der Signalregion abgezogen werden können, um so den Untergrund zu reduzieren. Bei der hier genutzten ereignisbasierten Unterdrückung des Untergrundes handelt es sich um eine Seitenbandsubtraktion im mehrdimensionalen Phasenraum. Sie hat das Ziel, jedem einzelnen Ereignis eine Wahrscheinlichkeitsgewichtung, den sogenannten  $Q$ -Wert, zuzuordnen, welcher die Wahrscheinlichkeit angibt, ob es sich bei diesem Ereignis um ein Signalereignis handelt. Ein Vorteil hierbei ist, dass keine Informationen über die Herkunft des Untergrundes benötigt werden.

Die Methode wurde im Rahmen des CLAS-Experiments erfolgreich angewendet [16], am Lehrstuhl für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum wurde das Software-Paket Wi-BaS entwickelt [17], welches im Rahmen dieser Analyse genutzt wird. Im Folgenden wird das Prinzip beschrieben und anschließend auf die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion angewendet. Sämtliche nach Anwendung der Selektionskriterien akzeptierten Ereignisse werden innerhalb des Phasenraums über eine Anzahl von vorher zu definierenden und voneinander unabhängigen Phasenraumvariablen  $\vec{\xi}$  beschrieben.

Im Rahmen dieser Methode wird ein Ereignis mit einer bestimmten Anzahl nächster Nachbarn im Phasenraum verglichen und es wird ermittelt, mit welcher Wahrscheinlichkeit es sich bei dem Ereignis um ein Signalereignis handelt. Zu Beginn müssen zu jedem Ereignis die zugehörigen Nachbarn ermittelt werden. Dies geschieht über die Bestimmung eines Abstands  $d_{ij}$  für zwei Ereignisse  $i$  und  $j$ . Es werden alle Abstände ermittelt und so die nächsten Nachbarn bestimmt. Es gilt:

$$d_{ij} = \sqrt{\sum_k \left( \frac{\xi_k^i - \xi_k^j}{\Delta_k} \right)^2} \quad (4.2)$$

Hierbei wird über die Koordinaten  $\xi_k$  summiert. Eine Grundvoraussetzung für die Durchführung dieser Methode ist, dass sich die Verteilung des Untergrundes für die nächsten Nachbarn nicht stark ändert. Die Normierung wird durch  $\Delta_k$  ausgedrückt und beschreibt die Größe des Phasenraums, welcher durch die jeweilige Koordinate aufgespannt wird. Zum Beispiel lässt sich eine Koordinate über eine Winkelverteilung der Form  $\xi_k = \cos(\theta)$  definieren. Dies führt zu Werten von -1 bis 1 und einer Normierung  $\Delta_k = 2$ . Eine der vorher definierten Variablen, welche nicht für die Wahl der nächsten Nachbarn genutzt wurde, wird als Referenzkoordinate  $\xi_r$  genutzt. In der Regel wird für die Referenzkoordinate die invariante Masse des Zerfalls genutzt, da sich hier das Signal und der Untergrund deutlich unterscheiden und die jeweiligen Verteilungen gut parametrisiert werden können. Die Verteilungen können über eine Breit-Wigner- oder Voigt-Funktion zur Beschreibung des Signals sowie über ein Polynom zur Beschreibung des Untergrundes charakterisiert werden.

Nach dem Ermitteln der nächsten Nachbarn wird das Spektrum der invarianten Masse mit dem Ereignis und seinen nächsten Nachbarn gefüllt. Anschließend werden die oben genannten Funktionen an den Verlauf des Spektrums angepasst. Die Parameter der Funktionen werden über eine ungebinnte Maximum-Likelihood-Anpassung ermittelt.

Die zu wählende Anzahl der nächsten Nachbarn bestimmt sich aus zwei Bedingungen. Zum einen werden hinreichend viele Nachbarn benötigt, um stabile Anpassungen der Signal- und Untergrundfunktionen zu gewährleisten. Zum anderen muss die Anzahl der nächsten Nachbarn hinreichend gering sein, um ein kleines Phasenraumvolumen zu gewährleisten. Innerhalb des kleinen Phasenraumvolumens sollte so der anzupassende Untergrund die gleiche Struktur aufweisen. Anschließend wird für jedes Ereignis  $i$  der  $Q$ -Wert  $Q_i$  durch

$$Q_i = \frac{S(\xi_r^i)}{S(\xi_r^i) + B(\xi_r^i)} \quad (4.3)$$

ermittelt, wobei  $S(\xi_r^i)$  für die angepasste Signalfunktion und  $B(\xi_r^i)$  für die angepasste Untergrundfunktion steht.  $\xi_r^i$  ist die Referenzkoordinate des betrachteten Ereignisses. Je größer der  $Q$ -Wert (Wert zwischen 0 und 1) ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass es sich um ein Signalereignis handelt. Dementsprechend kann über den Wert  $1 - Q$  die Untergrundereigniswahrscheinlichkeit bestimmt werden. Diese Prozedur wird für jedes Ereignis im Phasenraum durchgeführt.

### Anwendung auf den Zerfall $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$

Für die Anwendung der ereignisbasierten Unterdrückung des Untergrundes auf den Zerfall  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  wird der Schnitt auf die  $\omega$ -Masse temporär vergrößert auf  $|m(\pi^+\pi^-\pi^0) - m_{PDG}(\omega)| < 150 \text{ MeV}$ . Eine erhöhte Anzahl von Untergrundereignissen im Bereich der nächsten Nachbarn und im Bereich der Seitenbänder des  $\omega$ -Mesons ist notwendig, um den Untergrund erfolgreich an das invariante Massenspektrum anpassen zu können. Die Ereigniszahl erhöht sich dadurch auf 2174676. Nach Durchführung der ereignisbasierten Unterdrückung des Untergrundes und zur weiteren Analyse des Zerfallskanals wird wieder der vorher genutzte Schnitt verwendet.

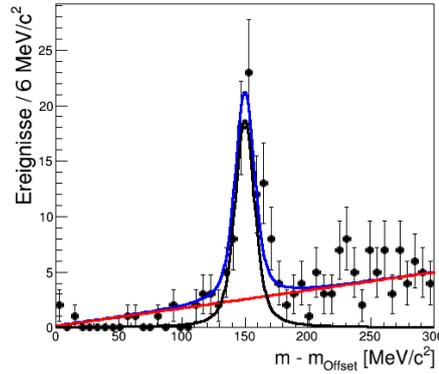
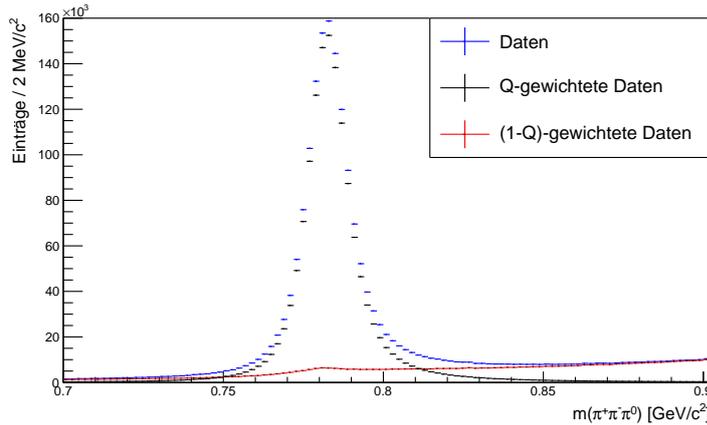
Es wurde die Anzahl von 200 nächsten Nachbarn gewählt, welche sich nach eingehenden Tests als optimaler Wert erwiesen hat. Dieser Wert stellt einen Kompromiss aus statistischer und systematischer Unsicherheit dar. Ein zu niedriger Wert für die nächsten Nachbarn resultiert in einer hohen statistischen Unsicherheit für die Anpassung der Signal- und Untergrundfunktionen und somit für den  $Q$ -Wert. Die Anzahl der Nachbarn ist in diesem Fall hinreichend gering, um eine gleichbleibende Struktur des Untergrundes zu gewährleisten.

Die genutzten Koordinaten und die zugehörigen Normierungen  $\Delta_k$  sind in Tabelle 4.3 dargestellt. Auch eine kurze Beschreibung der jeweiligen Koordinaten ist aufgeführt.

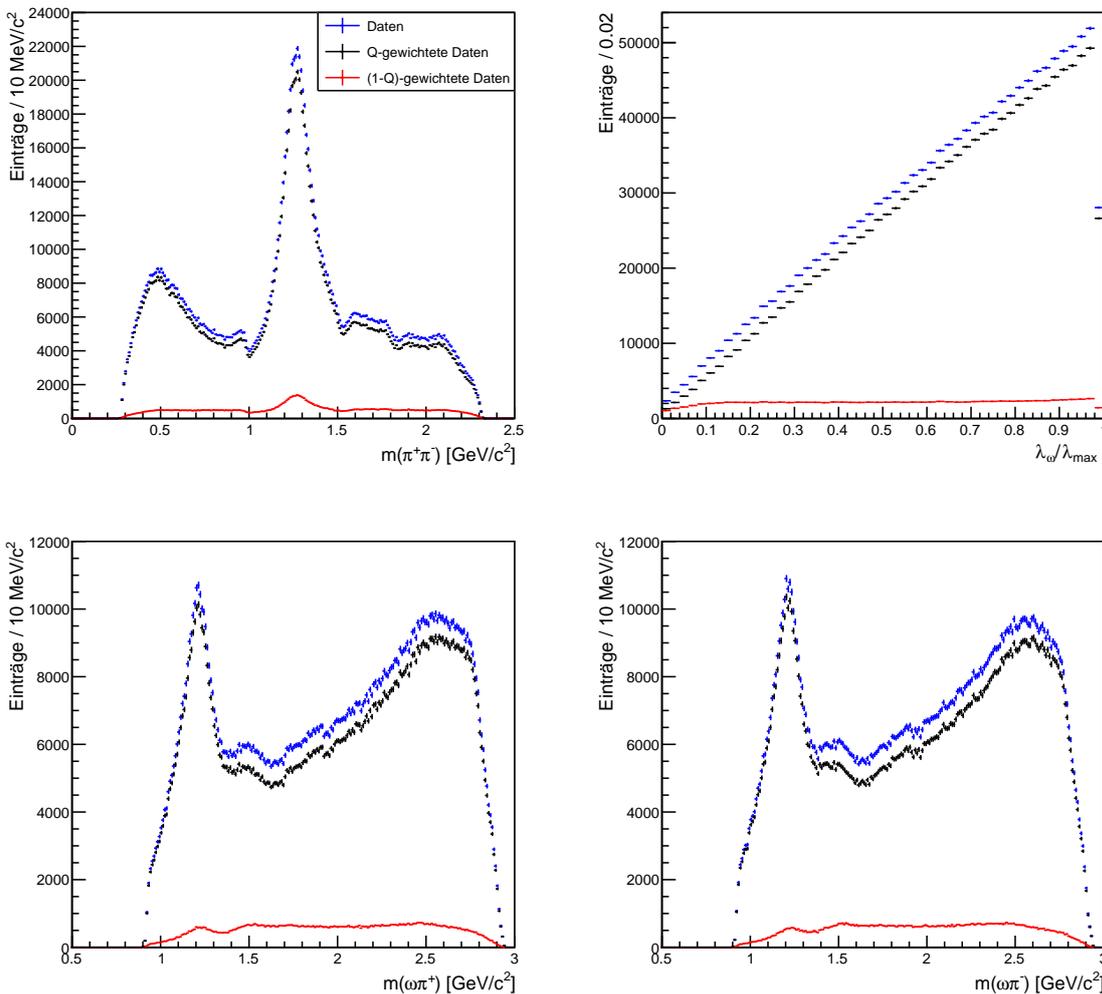
Zur Anpassung der Signalfunktion wird im Rahmen dieser Analyse eine Voigt-Funktion genutzt. Sie ist eine Faltung aus einer Breit-Wigner-Funktion und einer Gauss-Funktion. Durch die Breit-Wigner-Funktion wird die natürliche Breite des  $\omega$ -Mesons beschrieben, die Gauss-Funktion dient der Beschreibung der Detektorauflösung des BESIII-Experiments. Die Untergrundfunktion wird über ein Polynom zweiten Grades angepasst. Exemplarisch zeigt Abbildung 4.8 eine Anpassung der Funktionen an das Spektrum der invarianten Masse mit jeweils 200 nächsten Nachbarn. In Abbildung 4.9 ist das Ergebnis für das Spektrum der invarianten  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse des vergrößerten Massenbereichs zu sehen.

Die Summe der  $Q$ -Werte aller Ereignisse ergibt die Anzahl der Signalereignisse. Nach Anwen-

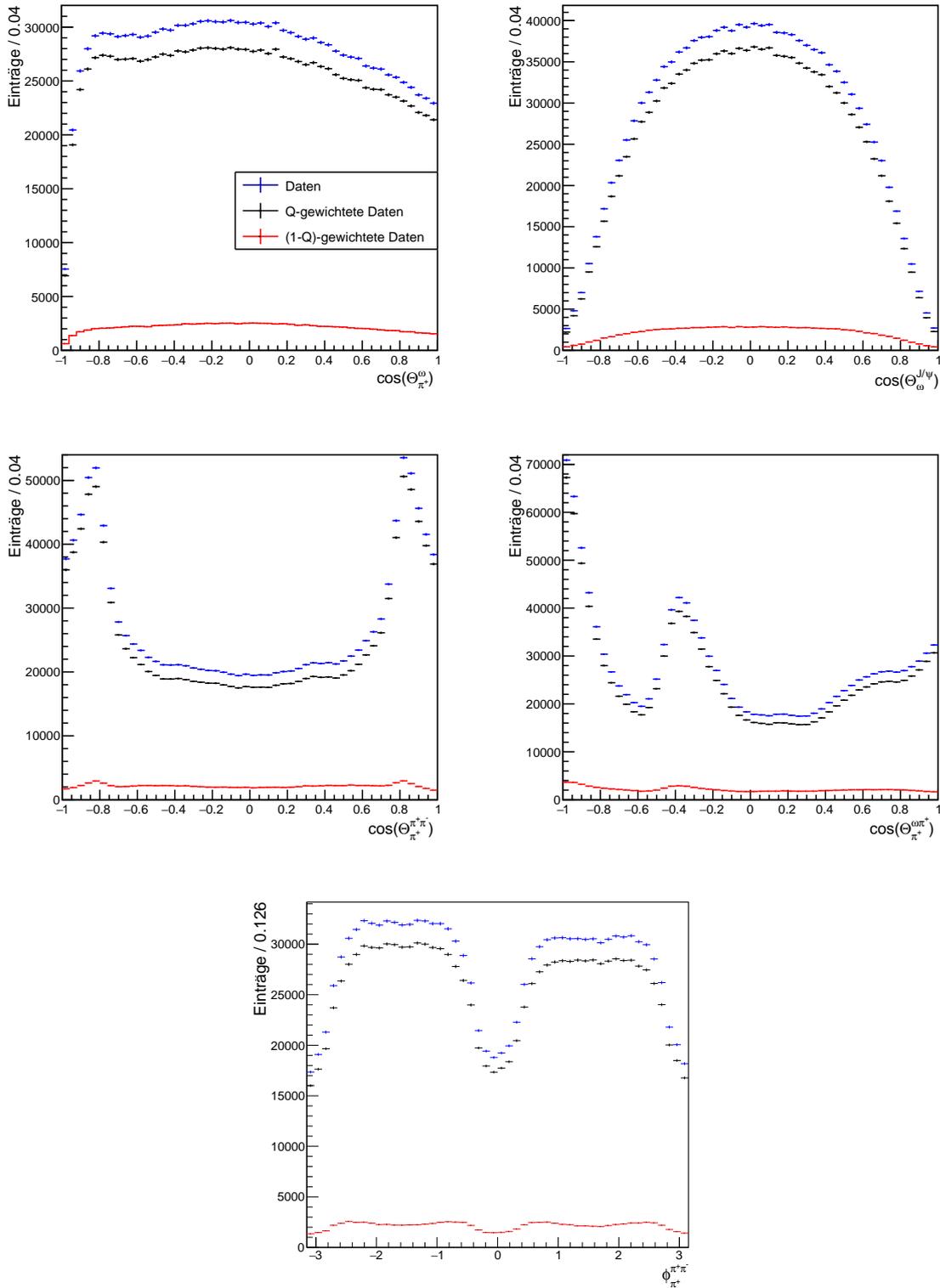
Koordinate $\xi$	Beschreibung	$\Delta_k$
$\cos(\theta_\omega^{J/\psi})$	Polarer Zerfallswinkel des $\omega$ im $J/\psi$ -Ruhezustand	2
$\cos(\theta_\omega^\omega)$	Polarer Zerfallswinkel eines Pions im $\omega$ -Helizitätssystem	2
$\cos(\theta_\pi^{\pi\pi})$	Polarer Zerfallswinkel eines Pions im $\pi^+\pi^-$ -Helizitätssystem	2
$\Phi_\pi^{\pi\pi}$	Azimutaler Zerfallswinkel eines Pions im $\pi^+\pi^-$ -Helizitätssystem	$\pi$
$\cos(\theta_\pi^{\omega\pi})$	Polarer Zerfallswinkel eines Pions im $\omega\pi$ -Helizitätssystem	2
$\lambda/\lambda_{max}$	Normiertes Quadrat des Normalenvektors des $\omega$ -Dalitz-Diagramms	1

**Tabelle 4.3:** Koordinaten der Metrik zur Aufspannung des Phasenraums

**Abbildung 4.8:** Beispiel einer Anpassung der Signal- und Untergrundfunktion an die Verteilung der invarianten  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse mit 200 nächsten Nachbarn. Die Daten werden über die schwarzen Punkte dargestellt. Die schwarze Linie entspricht der Signalfunktion, die rote Linie beschreibt die Anpassung der Untergrundfunktion und die blaue Linie stellt die Gesamtfunktion dar.

**Abbildung 4.9:** Spektrum der invarianten  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse für den temporär vergrößerten Massenbereich. Die ungewichteten Einträge sind blau, die  $Q$ -gewichteten Einträge schwarz und die  $(1 - Q)$ -gewichteten Einträge sind rot markiert.

derung der ereignisbasierten Unterdrückung des Untergrundes werden für die vorliegende Analyse 1283010 Signalereignisse ermittelt. Die zugehörigen Spektren der invarianten  $\omega\pi^\pm$ -Massen, der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse und der  $\lambda$ -Verteilung des  $\omega$ -Mesons mit und ohne Gewichtung sind in Abbildung 4.10 gezeigt. Die Spektren der Winkelverteilungen der benutzten Metrik mit und ohne Gewichtung sind in Abbildung 4.11 dargestellt. In sämtlichen Spektren ist der erwartete, deutlich unterschiedliche Verlauf der  $Q$ - und  $(1 - Q)$ -gewichteten Daten zu erkennen. Im Histogramm der  $\lambda$ -Verteilung zeigt der Verlauf der  $Q$ -gewichteten Daten eine gute Übereinstimmung mit der Forderung, dass ein Verlauf ohne vorhandene Untergrundereignisse durch den Nullpunkt gehen muss. Die  $(1 - Q)$ -gewichteten Untergrundereignisse in diesem Histogramm zeigen einen flachen Verlauf, ähnlich zu phasenraumverteilten Ereignissen.



**Abbildung 4.10:** Spektren der invarianten  $\pi^+\pi^-$ ,  $\omega\pi^+$ - und  $\omega\pi^-$ -Masse sowie die  $\lambda$ -Verteilung des  $\omega$ -Mesons. Die ungewichteten Einträge sind blau, die  $Q$ -gewichteten Einträge schwarz und die  $(1 - Q)$ -gewichteten Einträge rot markiert.



**Abbildung 4.11:** Spektren der Winkelverteilungen mit und ohne Gewichtung. Die ungewichteten Einträge sind blau, die  $Q$ -gewichteten Einträge schwarz und die  $(1 - Q)$ -gewichteten Einträge rot markiert.



# Kapitel 5

## Partialwellenanalyse

Ziel einer Partialwellenanalyse ist unter anderem die Identifizierung möglicher Zwischenresonanzen eines Zerfalls, welche über das reine Betrachten von ein- bzw. zweidimensionalen Histogrammen, beispielsweise von invarianten Massen oder Dalitz-Diagrammen, nicht bestimmt werden können. Für den Zerfall  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  können nach Anwendung aller Selektionskriterien und der Untergrundbehandlung im vorherigen Kapitel dominante Zwischenresonanzen vermutet werden. Zum einen finden sich in den Spektren der invarianten  $\omega\pi$ -Masse, vgl. Abbildungen 4.3 und 4.10, deutliche Strukturen im Bereich der nominellen  $b_1(1235)^\pm$ -Masse, zum anderen deuten die Strukturen und der Verlauf im Spektrum der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse, siehe hierzu Abbildungen 4.4 und 4.10, auf das Vorhandensein eines Beitrages des  $f_2(1270)$ -Mesons und von unterschiedlichen  $f_0$ -Resonanzen hin.

In diesem Kapitel werden zunächst die zur Durchführung der Partialwellenanalyse genutzten Formalismen und das Softwarepaket PAWIAN erläutert. Anschließend werden in Kapitel 5.8 die Durchführung der Partialwellenanalyse, die Wahl der Hypothesen und die Ergebnisse aufgeführt und diskutiert. Abschließend erfolgt in Kapitel 5.8.4 eine Akzeptanz- und Effizienzkorrektur der Spektren der invarianten Massen und der Winkelverteilungen.

### 5.1 Isobar-Modell

Im Rahmen einer Partialwellenanalyse werden Zerfälle mit mehr als zwei Endzustandsteilchen über das Isobar-Modell als sequentielle Zweikörperzerfälle beschrieben. Der Zerfall  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  lässt sich wie folgt über Zweikörperzerfälle ausdrücken:

$$\begin{aligned} J/\psi &\rightarrow \omega X \rightarrow \omega\pi^+\pi^- & \text{mit } X &\rightarrow \pi^+\pi^- \\ J/\psi &\rightarrow Y\pi^+ \rightarrow \omega\pi^+\pi^- & \text{mit } Y &\rightarrow \omega\pi^- \\ J/\psi &\rightarrow Z\pi^- \rightarrow \omega\pi^+\pi^- & \text{mit } Z &\rightarrow \omega\pi^+ \end{aligned}$$

Die Linienform der invarianten Masse des  $\omega$ -Mesons ist in den verwendeten Monte-Carlo-Ereignissen enthalten, die Parametrisierung der Übergangsamplitude beinhaltet daher nur einen Anteil zur Beschreibung der Winkelabhängigkeit dieses Subzerfalls. Der Zerfall des  $\omega$ -Mesons muss somit nicht über Zweikörperzerfälle beschrieben werden.

### 5.2 Formalismen

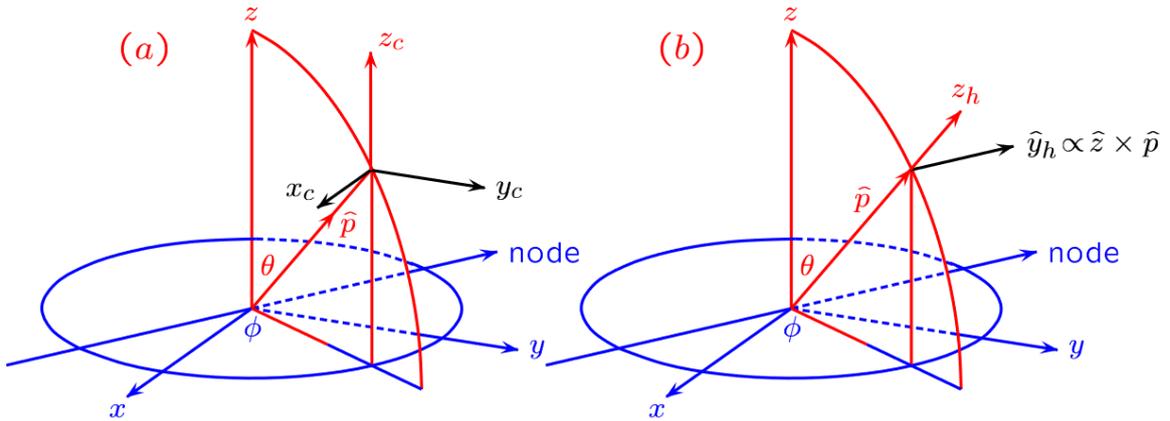
Wichtig für eine Partialwellenanalyse ist die Wahl des Formalismus zur Anpassung der Zerfallswinkelverteilungen der einzelnen Resonanzen. Möglich sind zum Beispiel Anpassungen über den Helizitätsformalismus oder den Tensorformalismus. Bei nicht-radiativen Zerfällen ist die Beschreibung von Resonanzen über das LS-Schema sinnvoll, da die beteiligten Resonanzen

unterschiedliche LS-Kombinationen ermöglichen. Des Weiteren kann man die Fit-Hypothesen für Resonanzen mit Beiträgen hoher Bahndrehimpulse  $L$ , wenn erforderlich, einschränken. Für den in dieser Arbeit untersuchten Zerfall  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  wird der Helizitätsformalismus mit in das LS-Schema entwickelten Amplituden genutzt.

Der Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  eines Teilchens lässt sich definieren durch  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ . Die Helizität  $\lambda$  eines Teilchens beschreibt die Komponente des Gesamtdrehimpulses eines Teilchens in Bewegungsrichtung, also in Richtung des Teilchenimpulses (hier:  $\hat{z}$ ) Als Formel lässt sich die Helizität ausdrücken durch:

$$\lambda = \vec{J} \cdot \hat{z} = (\vec{L} + \vec{S}) \cdot \hat{z} = \vec{L} \cdot \hat{z} + \vec{S} \cdot \hat{z} \quad (5.1)$$

Abbildung 5.1 zeigt die Definition des Koordinatensystems im kanonischen Formalismus und im Helizitätsformalismus. Das Koordinatensystem im kanonischen Formalismus wird definiert über die Koordinaten  $(\hat{x}_c, \hat{y}_c, \hat{z}_c)$ , da im kanonischen System die Orientierung des Koordinatensystems erhalten bleibt. Im Helizitätsformalismus wird die Bewegungsrichtung als Quantisierungsachse definiert und das Koordinatensystem wird beschrieben durch  $(\hat{x}_h = \hat{y}_h \times \hat{z}_h, \hat{y}_h \propto \hat{z} \times \hat{p}, \hat{z}_h = \hat{p})$ . Die Informationen zu den beiden Formalismen sind entnommen aus [18] und [19].



**Abbildung 5.1:** Definition des Koordinatensystems im kanonischen Formalismus (a) und im Helizitätsformalismus (b) [18]

Zerfällt ein Mutterteilchen 1 in zwei Tochterteilchen 2 und 3 (Gesamtdrehimpulse  $J_1, J_2$  und  $J_3$ ; Helizitäten  $\lambda_1, \lambda_2$  und  $\lambda_3$ ), dann gilt für die Zerfallsamplitude  $A$  des Mutterteilchens

$$A_{\lambda_2\lambda_3}^{J_1M_1}(1 \rightarrow 2 + 3) = \sqrt{\frac{2J_1 + 1}{4\pi}} \cdot D_{M_1\lambda_d}^{J_1*}(\phi, \theta, 0) \cdot F_{\lambda_2\lambda_3}^{J_1}. \quad (5.2)$$

Hierbei beschreibt  $D_{M_1\lambda_d}^{J_1*}$  die Wigner-D-Funktion mit  $\lambda_d = \lambda_2 - \lambda_3$ , dem Azimutalwinkel  $\theta$  sowie dem Polarwinkel  $\phi$ .  $M_1$  beschreibt die Projektion des Gesamtdrehimpulses des Mutterteilchens auf eine gewählte Achse. Wird der Anfangszustand des Mutterteilchens durch die Helizität  $\lambda_1$  beschrieben, dann kann  $M_1$  in obiger Formel durch  $\lambda_1$  ersetzt werden. Der Anfangszustand des Mutterteilchens lässt sich nur dann durch die Helizität beschreiben, wenn das Mutterteilchen während des Zerfalls in Bewegung ist und somit eine Bewegungsrichtung existiert. Im Rahmen des hier untersuchten Zerfalls ruht das  $J/\psi$ -Meson und eine Projektion

auf die Richtung des Teilchenimpulses ist nicht möglich. Der Term  $F_{\lambda_2\lambda_3}^{J_1}$  ist die komplexe Helizitätsamplitude, die durch Anpassung an die Daten ermittelt wird. Diese Amplitude kann zudem nach dem Bahndrehimpuls  $L$  und dem Spin  $S$  entwickelt werden. Unter Nutzung der LS-Basis  $\alpha_{LS}^{J_1}$  lässt sich die komplexe Helizitätsamplitude in das LS-Schema gemäß

$$F_{\lambda_2\lambda_3}^{J_1} = \sum_{L,S} \sqrt{\frac{2L+1}{2J_1+1}} \cdot \alpha_{LS}^{J_1} \cdot \underbrace{\langle J_2, \lambda_2; J_3, -\lambda_3 | S, \lambda_2 - \lambda_3 \rangle}_{\text{Kopplung von } J_2 \text{ und } J_3 \text{ zu } S} \underbrace{\langle L, 0; S, \lambda_2 - \lambda_3 | J_1, \lambda_2 - \lambda_3 \rangle}_{\text{Kopplung von } L \text{ und } S \text{ zu } J_1} \quad (5.3)$$

entwickeln. Die Terme  $\langle J_2, \lambda_2; J_3, -\lambda_3 | S, \lambda_2 - \lambda_3 \rangle$  und  $\langle L, 0; S, \lambda_2 - \lambda_3 | J_1, \lambda_2 - \lambda_3 \rangle$  beschreiben hierbei Clebsch-Gordan-Koeffizienten, welche Entwicklungskoeffizienten darstellen um aus der Basis von Einzeldrehimpulsen in eine Basis des Gesamtdrehimpulses wechseln zu können. Die möglichen Werte für  $L$  und  $S$  und den Gesamtdrehimpuls  $J_1$  des Mutterteilchens werden begrenzt durch  $|J_2 - J_3| \leq S \leq |J_2 + J_3|$  und  $|L - S| \leq J_1 \leq |L + S|$ .

Mit Hilfe der allgemeinen Beschreibung der Zerfallsamplitude eines einzelnen Zerfalls lässt sich nun die zum differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  proportionale Übergangsfunktion  $w$  des hier untersuchten Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  in den Endzustand  $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^+\pi^-$  samt der genannten möglichen Zwischenzerfälle beschreiben durch:

$$w = \sum_{M=-1,1} \left| A_{\lambda_\omega}^{J_\omega}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \left( \sum_X \left[ \sum_{\lambda_\omega\lambda_X} \tilde{A}_{\lambda_\omega\lambda_X}^{J_{J/\psi}M}(J/\psi \rightarrow \omega X) \cdot \tilde{A}_{\lambda_{\pi^+}\lambda_{\pi^-}}^{J_X\lambda_X}(X \rightarrow \pi^+\pi^-) \right] \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_Y \left[ \sum_{\lambda_Y} \tilde{A}_{\lambda_Y\lambda_{\pi^+}}^{J_{J/\psi}M}(J/\psi \rightarrow Y\pi^+) \cdot \sum_{\lambda_\omega} \tilde{A}_{\lambda_\omega\lambda_{\pi^-}}^{J_Y\lambda_Y}(Y \rightarrow \omega\pi^-) \right] \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_Z \left[ \sum_{\lambda_Z} \tilde{A}_{\lambda_Z\lambda_{\pi^-}}^{J_{J/\psi}M}(J/\psi \rightarrow Z\pi^-) \cdot \sum_{\lambda_\omega} \tilde{A}_{\lambda_\omega\lambda_{\pi^+}}^{J_Z\lambda_Z}(Z \rightarrow \omega\pi^+) \right] \right) \right|^2$$

Allgemein läuft die äußere, inkohärente Summe über die Projektionen der Gesamtdrehimpulse des Anfangszustands und aller Endzustandsteilchen. In diesem Fall entfällt der Summand  $M = 0$  bei der Summe des Anfangszustands, da dieser für das  $J/\psi$ -Meson aufgrund des bei der  $e^+e^-$ -Annihilation erzeugten virtuellen Photons nicht möglich ist. Da der Endzustand in diesem Fall nur Pionen und somit nur Spin-0-Teilchen beinhaltet, verbleibt für die Summe über die Helizitäten der Endzustände nur der Summand  $\lambda = 0$ . Zudem wird für die möglichen Teilzerfälle  $X$ ,  $Y$  und  $Z$  über die zugehörigen Helizitäten  $\lambda_X$ ,  $\lambda_Y$  und  $\lambda_Z$  des Mutterteilchens und über die zugehörigen Helizitäten der Tochterteilchen, sofern es sich hierbei nicht um Pionen handelt, kohärent summiert. Da die beiden Zwischenzerfälle  $J/\psi \rightarrow Y\pi^+$  und  $J/\psi \rightarrow Z\pi^-$  symmetrisch zueinander sind, besitzen diese die gleichen Zerfalls- und Produktionsamplituden. Die obige Übergangsfunktion lässt sich damit vereinfachen zu:

$$w = \sum_{M=-1,1} \left| A_{\lambda_\omega}^{J_\omega}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \left( \sum_X \left[ \sum_{\lambda_\omega\lambda_X} \tilde{A}_{\lambda_\omega\lambda_X}^{J_{J/\psi}M}(J/\psi \rightarrow \omega X) \cdot \tilde{A}_{\lambda_{\pi^+}\lambda_{\pi^-}}^{J_X\lambda_X}(X \rightarrow \pi^+\pi^-) \right] \right. \right. \\ \left. \left. + 2 \cdot \sum_Y \left[ \sum_{\lambda_Y} \tilde{A}_{\lambda_Y\lambda_{\pi^+}}^{J_{J/\psi}M}(J/\psi \rightarrow Y\pi^+) \cdot \sum_{\lambda_\omega} \tilde{A}_{\lambda_\omega\lambda_{\pi^-}}^{J_Y\lambda_Y}(Y \rightarrow \omega\pi^-) \right] \right) \right|^2$$

Die Zerfallsamplituden  $\tilde{A}$  der beteiligten Zerfälle, die Zerfallsamplitude des  $\omega$ -Mesons ausgenommen, besitzen jeweils energieabhängige beziehungsweise dynamische Anteile  $\tilde{F}(E)$ , welche

im Rahmen der Partialwellenanalyse beispielsweise für einzelne isolierte Resonanzen durch die Breit-Wigner-Parametrisierung oder für überlappende Resonanzen durch die K-Matrix-Parametrisierung beschrieben werden. Der Zerfall des  $\omega$ -Mesons in die Pionen  $\pi^+\pi^-\pi^0$  muss separat betrachtet werden, da die zugehörige Zerfallsamplitude durch den  $\lambda$ -Parameter beschrieben wird und die Linienform der invarianten  $\omega$ -Masse in den Monte-Carlo-Ereignissen bereits enthalten ist. Die Zerfallsamplitude des  $\omega$ -Mesons mit  $J = 1$  nach [20] lautet:

$$A_{\lambda_\omega}^J(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cdot D_{\lambda_\omega\mu}^{1*}(\phi, \theta, 0) \cdot \tilde{\lambda}_\mu \quad (5.4)$$

### 5.3 Breit-Wigner-Parametrisierung

Die Form einer einzelnen und isolierten Resonanz mit der nominellen Masse  $m_0$  kann über die Breit-Wigner-Parametrisierung beschrieben werden. Die relativistische Breit-Wigner-Funktion ist gegeben durch:

$$BW(m) = \frac{m_0\Gamma B_L(q, q_0)}{m_0^2 - m^2 - i(\rho/\rho_0)m_0\Gamma B_L^2(q, q_0)} \quad (5.5)$$

Hierbei stehen  $m_0$  und  $\Gamma$  für die nominelle Masse und Zerfallsbreite der zu beschreibenden Resonanz.  $\rho$  und  $\rho_0 = \rho(m_0)$  beschreiben die Phasenraumfaktoren, welche wie folgt definiert sind:

$$\rho(m) = \sqrt{\left(1 - \left(\frac{m_b + m_c}{m}\right)^2\right) \cdot \left(1 - \left(\frac{m_b - m_c}{m}\right)^2\right)} \quad (5.6)$$

Die Massen  $m_b$  und  $m_c$  sind die Massen der jeweiligen Tochterteilchen der Resonanz. Der Faktor  $B_L(q, q_0)$  steht für den Blatt-Weisskopf-Barrierefaktor und ist abhängig vom Drehimpuls  $L$  und dem Zerfallsimpuls  $q$ , da die Drehimpulsbarriere die Linienform der Resonanz verzerren kann. Der Barrierefaktor ist definiert als:

$$B_L(q, q_0) = \frac{b_L(q)}{b_L(q_0)} \quad (5.7)$$

Durch Substitution  $z = (q/q_R)^2$  mit dem Skalierungsfaktor  $q_R = 200 \text{ MeV}/c$  für den Zerfall leichter Mesonen lassen sich die Blatt-Weisskopf-Barrierefaktoren für unterschiedliche Drehimpulse bestimmen. Im Folgenden sind die Barrierefaktoren bis  $L = 4$  aus [21] aufgeführt.

$$\begin{aligned} b_0(z) &= 1 \\ b_1(z) &= \sqrt{\frac{2z}{z+1}} \\ b_2(z) &= \sqrt{\frac{13z^2}{(z-3)^2 + 9z}} \\ b_3(z) &= \sqrt{\frac{277z^3}{z(z-15)^2 + 9(2z-5)^2}} \\ b_4(z) &= \sqrt{\frac{12746z^4}{(z^2 - 45z + 105)^2 + 25z(2z - 21)^2}} \end{aligned}$$

## 5.4 K-Matrix-Parametrisierung

Für die Beschreibung von mehreren überlappenden Resonanzen ist eine Beschreibung der einzelnen Resonanzen durch die Breit-Wigner-Parametrisierung nicht mehr geeignet. In diesen Fällen kann die Beschreibung der Resonanzen über die K-Matrix-Parametrisierung erfolgen. Die K-Matrix-Parametrisierung basiert auf der Beschreibung von Zweikörper-Streuprozessen  $a + b \rightarrow c + d$  durch die Streumatrix  $S$ . Summiert man über die Wahrscheinlichkeit aller stattfinden Prozesse, so muss das Ergebnis stets eine Gesamtwahrscheinlichkeit von 1 besitzen. Diese Forderung lässt sich über die Unitarität der Streumatrix  $SS^\dagger = S^\dagger S = I$  ausdrücken. Diese Streumatrix kann aufgeteilt werden zu

$$S = I + 2iT \quad (5.8)$$

in die Einheitsmatrix  $I$ , welche den wechselwirkungsfreien Anteil beschreibt, und einen Anteil  $T$ , welcher die Interaktion zwischen Anfangs- und Endzustand beschreibt. Die Forderung der Unitarität der Streumatrix kann gewährleistet werden, wenn die Streumatrix über die K-Matrix  $K$  durch

$$K^{-1} = T^{-1} + iI \quad (5.9)$$

parametrisiert wird, welche eine symmetrische Matrix mit reellen Koeffizienten ist. Die beiden Matrizen  $K$  und  $T$  sind abhängig von den Phasenraumfaktoren  $\rho$  und besitzen somit keine Lorentzinvarianz. Die Lorentzinvarianz für die beiden Matrizen  $K$  und  $T$  lässt sich durch eine Separation der Phasenraumfaktoren gewährleisten und über die Beziehungen

$$K_{ij} = \sqrt{\rho_i} \tilde{K}_{ij} \sqrt{\rho_j} \quad \text{und} \quad T_{ij} = \sqrt{\rho_i} \tilde{T}_{ij} \sqrt{\rho_j} \quad (5.10)$$

beschreiben, wobei  $\rho_i$  und  $\rho_j$  die Phasenraumfaktoren darstellen, welche bereits in Kapitel 5.3 beschrieben wurden. Die Indizes  $i$  und  $j$  stehen für die unterschiedlichen Kanäle der Anfangs- und Endzustände. Eine Anzahl von  $N$  Resonanzen lässt sich durch Polstellen in der K-Matrix beschreiben, die Matrixelemente der K-Matrix lassen sich durch

$$\tilde{K}_{ij} = \sum_{\alpha=1}^N \frac{g_{\alpha i} g_{\alpha j} B_L^{\alpha i}(q_i, q_{\alpha i}) B_L^{\alpha j}(q_j, q_{\alpha j})}{m_\alpha^2 - m^2} + c_{ij} \quad (5.11)$$

ausdrücken. Die Variable  $\alpha$  stellt hierbei den Laufindex der Summe über die  $N$  Resonanzen dar und die jeweilige Masse einer Polstelle ist durch  $m_\alpha$  definiert. Die Elemente  $g_{\alpha X}$  beschreiben die Kopplungsstärken einer Resonanz  $\alpha$  an den Kanal  $X$  und die Elemente  $B_L$  sind die jeweiligen Blatt-Weisskopf-Barrierefaktoren, welche in Kapitel 5.3 aufgeführt sind. [22] [23] Im Rahmen dieser Partialwellenanalyse werden die unterschiedlichen  $f_0$ -Resonanzen im Bereich kleiner  $1,9 \text{ GeV}/c^2$  der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse, die sogenannte  $(\pi\pi)_S$ -Welle, über den K-Matrix-Formalismus parametrisiert. Es wird die Parametrisierung von Anisovich und Sarantsev genutzt [24]. Folgende fünf Pole werden durch diese Parametrisierung berücksichtigt:  $f_0(980)$ ,  $f_0(1300)$ ,  $f_0(1500)$ ,  $f_0(1750)$  und  $f_0(1200 - 1600)$ . Die berücksichtigten Zerfallskanäle umfassen  $\pi\pi$ ,  $K\bar{K}$ ,  $\eta\eta$ ,  $\eta\eta'$  und  $4\pi$ . Grundlage dieser Beschreibung bilden Daten aus dem Crystal-Barrel-Experiment und aus Messungen von Streuprozessen. Sämtliche Polmassen und  $g$ -Faktoren werden in dieser Arbeit so verwendet und fixiert, wie in [24] angegeben.

## 5.5 Software PAWIAN

Am Lehrstuhl für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum wird für Partialwellenanalysen das Softwarepaket PAWIAN (Partial Wave Interactive Analysis) entwickelt und getestet. Es basiert auf der Programmiersprache C++ und verwendet unter anderem die externen Bibliotheken qft++ und Minuit2. Mittels qft++ werden Funktionen zur Berechnung von physikalischen Größen bereitgestellt und Minuit2 enthält den Minimieralgorithmus MIGRAD zur Anpassung der Fit-Parameter an die jeweilige zu untersuchende Fit-Hypothese. Die Eigenschaften der Fit-Hypothesen, wie beispielsweise die Beschreibung der Dynamik, die Informationen über die beteiligten Resonanzen, die Pfade zu den Datenereignissen und den generierten Monte-Carlo-Ereignissen und die Wahl des Spin-Formalismus, werden hierbei über eine zentrale Konfigurationsdatei gesteuert. Zusätzlich beinhaltet PAWIAN einen Algorithmus zur Bestimmung von Startparametern für die Durchführung der Fits. [25]

## 5.6 Maximum-Likelihood-Methode

Mittels der Maximum-Likelihood-Methode werden in der PAWIAN-Software die freien Fit-Parameter (wie bspw. Masse, Breite, Zerfallsamplitude, usw.) an die Messdaten angepasst. Die Likelihood-Funktion  $\mathcal{L}$  beschreibt das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten von Ereignissen und hat folgende Form:

$$\mathcal{L} = N! \cdot \exp \left[ -\frac{(N - \theta)^2}{2N} \right] \prod_{i=1}^N \frac{w(\vec{\tau}_i, \vec{\alpha}) \epsilon(\vec{\tau}_i)}{\theta} \quad (5.12)$$

Hierbei steht  $N$  für die Anzahl der Datenereignisse,  $\vec{\tau}_i$  sind die Phasenraumkoordinaten des jeweiligen Ereignisses und  $\vec{\alpha}$  sind alle Fitparameter. Die Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz an der Stelle  $\vec{\tau}_i$  wird durch  $\epsilon(\vec{\tau}_i)$  ausgedrückt und  $w(\vec{\tau}_i)$  steht für die Übergangswahrscheinlichkeitsfunktion. Die Normierung der Likelihood-Funktion erfolgt über ein Integral über den gesamten Phasenraum und lautet wie folgt:

$$\theta = \int w(\vec{\tau}_i, \vec{\alpha}) \epsilon(\vec{\tau}_i) d\tau \quad (5.13)$$

$\theta$  wird mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen approximiert, des Weiteren wird der Gewichtungsfaktor  $Q_i$  für jedes Ereignis zur Untergrundunterdrückung genutzt. Die Gewichtungsfaktoren werden unter Verwendung der ereignisbasierten Unterdrückung des Untergrundes, wie in Kapitel 4.5 beschrieben, ermittelt. Die in der Maximum-Likelihood-Methode verwendeten Einzelwahrscheinlichkeiten liefern jedoch sehr kleine Werte, daher wird die Likelihood-Funktion logarithmiert, dies liefert die Log-Likelihood-Funktion. Das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten wird so durch eine Summe ersetzt. Die negative Log-Likelihood-Funktion  $NLL$  besitzt schließlich folgende Form:

$$\begin{aligned} NLL = -\ln \mathcal{L} = & -\sum_{i=1}^N \ln(w(\vec{\tau}_i, \vec{\alpha})) \cdot Q_i + \left( \sum_{i=1}^N Q_i \right) \cdot \ln \left( \frac{\sum_{j=1}^{N_{MC}} w(\vec{\tau}_j, \vec{\alpha})}{N_{MC}} \right) \\ & + \frac{1}{2} \cdot \left( \sum_{i=1}^N Q_i \right) \cdot \left( \frac{\sum_{j=1}^{N_{MC}} w(\vec{\tau}_j, \vec{\alpha})}{N_{MC}} - 1 \right)^2 \end{aligned} \quad (5.14)$$

Mittels Minimieralgorithmus MIGRAD wird in der PAWIAN-Software während der Anpassung des Fits an die Messdaten jeder freie Parameter variiert und so das Maximum der Gesamtwahrscheinlichkeit bzw. das Minimum der negativen Log-Likelihood-Funktion ermittelt.

## 5.7 Bestimmung der Anpassungsgüte

Um unterschiedliche Fit-Hypothesen zu vergleichen und so die beste Hypothese zu finden, welche den Datensatz in allen Phasenraumdimensionen beschreibt, werden die Anpassungsgüten der jeweiligen Fit-Hypothesen verglichen und bewertet. Der Vergleich der Likelihood-Werte alleine eignet sich nicht, da hier die Anzahl der freien Fit-Parameter nicht berücksichtigt wird. Eine Erhöhung der Anzahl der freien Parameter führt in der Regel zu einer Verbesserung des Likelihood-Wertes, unabhängig von der gewählten Hypothese. Für einen Hypothesenvergleich eignen sich das Akaike Informationskriterium (AIC) und das Bayessche Informationskriterium (BIC). Bei diesen beiden Kriterien wird die Anzahl der freien Fit-Parameter der jeweiligen Hypothese mit berücksichtigt. [26]

### Akaike Informationskriterium (AIC)

Das Akaike Informationskriterium lässt sich wie folgt darstellen, wobei  $k$  für die Anzahl der freien Fit-Parameter und  $-\ln \mathcal{L}$  bzw.  $NLL$  für die bereits erwähnte negative Log-Likelihood-Funktion steht:

$$AIC = -2 \cdot \ln(\mathcal{L}) + 2 \cdot k = 2NLL + 2 \cdot k \quad (5.15)$$

Die beste Hypothese ist diejenige, welche den kleinsten AIC-Wert aufweist. In der obigen Formel beinhaltet der Strafterm lediglich die Anzahl der freien Fit-Parameter. Eine zu hohe Zahl von Fit-Parametern wird durch dieses Kriterium nicht streng bestraft, durch die Nutzung dieses Kriteriums können Hypothesen mit vielen Parametern und einer möglichen Überanpassung an die Daten bevorzugt werden.

### Bayessches Informationskriterium (BIC)

Analog zum AIC steht auch beim BIC der kleinere Wert für die bessere Hypothese. Der BIC-Wert lässt sich bestimmen mit:

$$BIC = -2 \cdot \ln(\mathcal{L}) + k \cdot \ln(N) = 2NLL + k \cdot \ln(N) \quad (5.16)$$

Hierbei beschreibt  $N$  die Anzahl der Datenpunkte. Der Unterschied zwischen den beiden Kriterien liegt somit nur im Einfluss der Anzahl der Ereignisse im Strafterm. Der Strafterm steigt logarithmisch mit der Anzahl der Datenpunkte an und führt zu einem kleineren BIC-Wert für Hypothesen mit weniger Fit-Parametern und einer höheren Anzahl an Datenpunkten. Dies kann zu einer Unteranpassung beziehungsweise einem Underfitting führen.

### Anpassungsgüte

Die Anpassungsgüte zur Bewertung, ob eine Hypothese A die Daten besser als eine Hypothese B beschreibt, wird über die Summe der jeweiligen AIC- und BIC-Werte ermittelt. Hierdurch soll verhindert werden, dass eine falsche Hypothese mit einer Über- oder Unteranpassung bevorzugt wird. Die beste Hypothese ist somit diejenige, welche den kleinsten Wert der Summe  $AIC + BIC$  besitzt.

## 5.8 Durchführung und Ergebnisse

Mit den in Kapitel 4 selektierten Daten der Reaktion  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  in den Endzustand  $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^+\pi^-$  und den in Kapitel 5 vorgestellten Formalismen wird eine Partialwellenanalyse durchgeführt. Das Ziel ist eine gute Beschreibung der Daten sowie die Ermittlung der beitragenden Zwischenresonanzen. Aufgrund der möglichen hohen Anzahl von beitragenden Zwischenresonanzen werden für die Partialwellenanalyse mehrere Hypothesen aufgestellt. Hierbei dient eine Basishypothese, welche die in Kapitel 4 gefundenen dominanten Strukturen beinhaltet, als Ausgangspunkt der Partialwellenanalyse. Anschließend werden in einem iterativen Prozess weitere Hypothesen getestet, um eine Gesamthypothese zur Beschreibung der Daten aufzustellen.

Die gesamte Anzahl der in Kapitel 4 rekonstruierten Ereignisse eignet sich im Rahmen dieser Arbeit nicht für eine umfangreiche systematische Untersuchung mittels der Partialwellenanalyse, da dies zu zeitaufwändig ist. Zudem ist das Ziel dieser Partialwellenanalyse die Bestimmung der hauptbeitragenden Resonanzen für eine spätere Ermittlung der zugehörigen Verzweungsverhältnisse. Aus diesen Gründen wird die Anzahl der mittels PWA untersuchten Ereignisse auf 200000 reduziert. Diese Menge an Ereignissen ist noch groß genug, um aussagekräftige Ergebnisse zu erlangen. Das Verhältnis zwischen Datenereignissen und rekonstruierten Signal-Monte-Carlo-Ereignissen beträgt 3. In den folgenden Unterkapiteln werden die Wahl der Basishypothese, die Ermittlung der besten Hypothese und die Ergebnisse vorgestellt.

### 5.8.1 Strategie

Als Ausgangspunkt für die Partialwellenanalyse wird eine Basishypothese aufgestellt. Anschließend werden schrittweise in Frage kommende Zwischenresonanzen zur Basishypothese hinzugefügt und die jeweiligen Fit-Hypothesen werden über die zugehörigen AIC- und BIC-Werte beziehungsweise über die Summe aus den AIC- und BIC-Werten verglichen und bewertet. Die in dieser Iteration signifikant beste Hypothese wird beibehalten. Anschließend wird die nächste Iteration durchgeführt, bei der die Basishypothese plus die beste Hypothese der ersten Iteration gegen die verbleibenden Hypothesen getestet wird. Nach mehreren Iterationen werden so diejenigen Resonanzen gefunden, welche die Daten statistisch signifikant am Besten beschreiben. Bei den ersten Iterationsschritten werden sämtliche Massen und Breiten der beitragenden Resonanzen auf PDG-Werte fixiert. Da hier noch einige Bereiche des Phasenraums unzureichend beschrieben werden, wird durch diese Fixierung der Parameter verhindert, dass Massen und Breiten zu physikalisch unrealistischen Werten wandern. Die Fixierungen werden erst im späteren Verlauf der Partialwellenanalyse bei einer recht guten Beschreibung aufgehoben.

### 5.8.2 Basishypothese

Die Basishypothese besteht aus dominant beitragenden Resonanzen, welche in Kapitel 4 identifiziert wurden. Zum einen deutet im Spektrum der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse (siehe Abbildung 4.4 und 4.10) eine deutliche Überhöhung im Bereich von 1270 MeV/c<sup>2</sup> auf einen Beitrag des  $f_2(1270)$ -Mesons hin. Des Weiteren deutet der Verlauf neben der Erhöhung in diesem Spektrum auf durch die  $(\pi\pi)_S$ -Welle beschriebenen  $f_0$ -Resonanzen hin. Die mit der  $(\pi\pi)_S$ -Welle beschriebenen  $f_0$ -Resonanzen sind in Kapitel 5.4 aufgelistet. Im Spektrum der invarianten  $\omega\pi^\pm$ -Masse (siehe Abbildung 4.3 und 4.10) existiert eine deutliche Überhöhung im Bereich

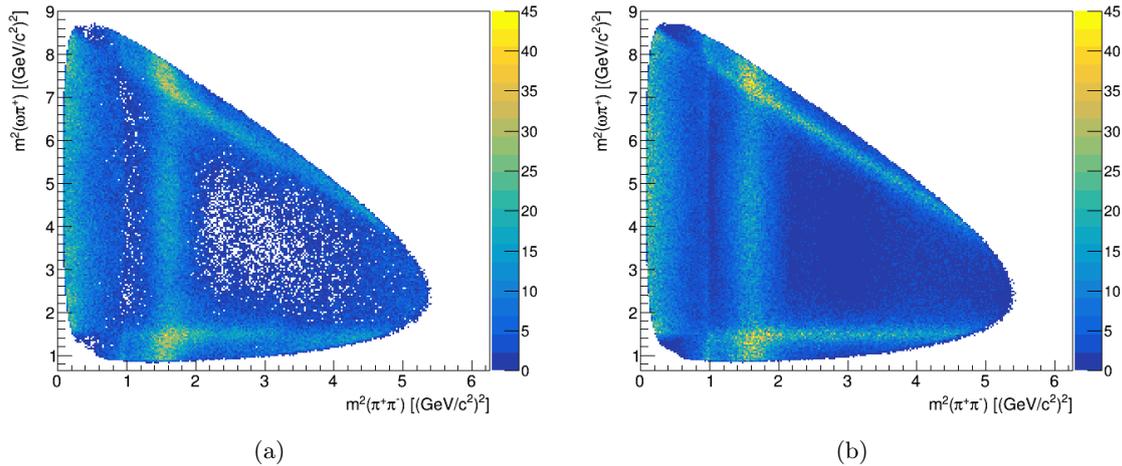
Resonanz	$J^{PC}$	Zerfall	$m_{PDG}$ [MeV/ $c^2$ ]	$\Gamma_{PDG}$ [MeV/ $c^2$ ]
$f_2(1270)$	$2^{++}$	$\rightarrow \pi^+\pi^-$	$1275,5 \pm 0,8$	$186,7_{-2,5}^{+2,2}$
$b_1(1235)^+$	$1^{+-}$	$\rightarrow \omega\pi^+$	$1229,5 \pm 3,2$	$142 \pm 9$
$b_1(1235)^-$	$1^{+-}$	$\rightarrow \omega\pi^-$	$1229,5 \pm 3,2$	$142 \pm 9$
$(\pi\pi)_S$ -Welle	$0^{++}$	$\rightarrow \pi^+\pi^-$		

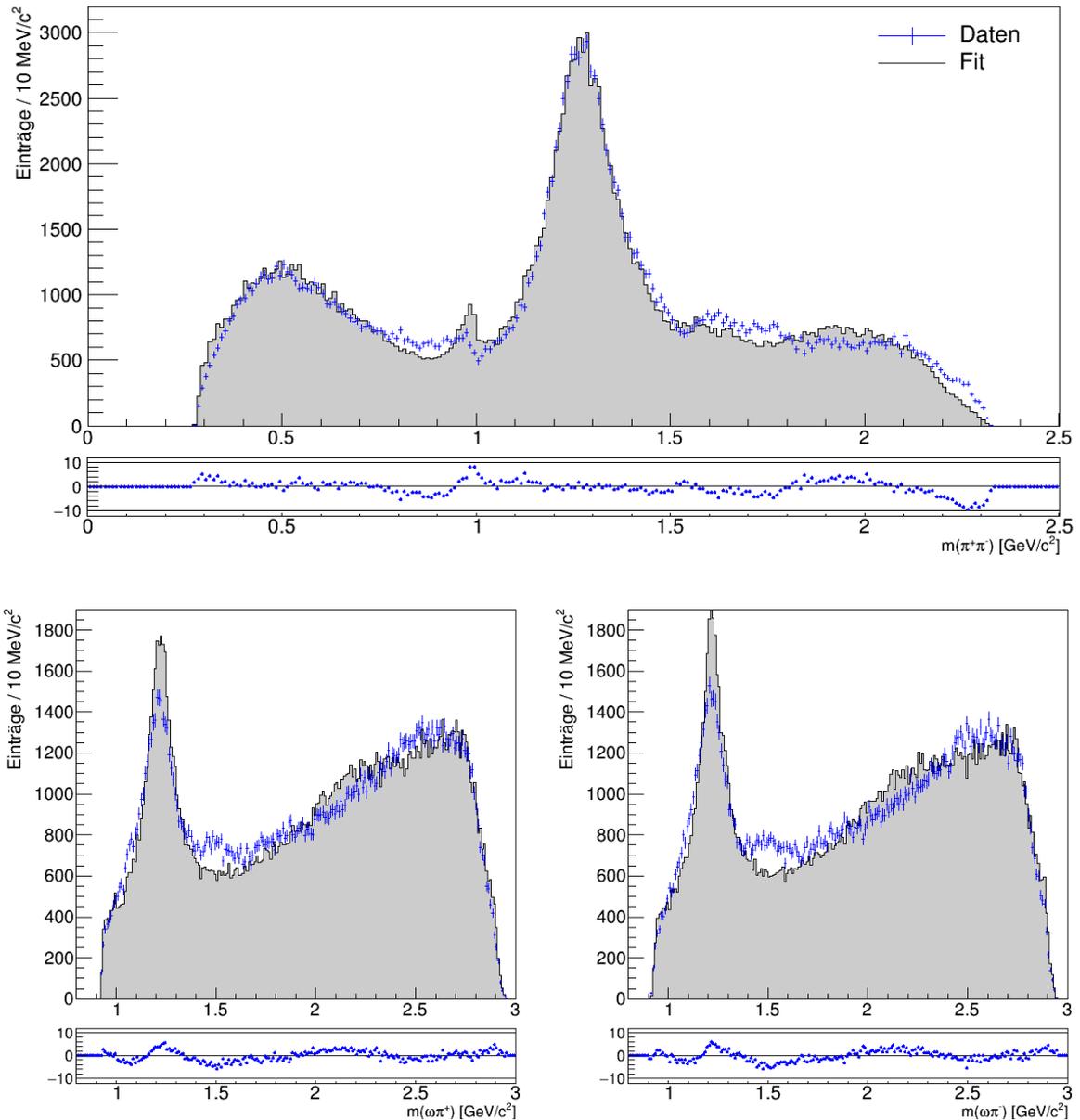
**Tabelle 5.1:** Beiträge der Basishypothese der Partialwellenanalyse

der nominellen  $b_1(1235)^\pm$ -Masse. Die Beiträge der Basishypothese mit ihren jeweiligen Massen und Breiten nach [4] sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Zum Vergleich der Basishypothese mit weiteren Hypothesen zeigt Tabelle 5.2 die ermittelten Werte für die negative Log-Likelihood-Funktion, den AIC-Wert, den BIC-Wert und die Addition aus AIC- und BIC-Wert. In Abbildung 5.2 sind die Dalitz-Diagramme des  $\omega\pi^+\pi^-$ -Systems für Daten (a) und Fit der Basishypothese (b) dargestellt. Abbildung 5.3 zeigt die Spektren der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse und  $\omega\pi^\pm$ -Massen mit den Daten und dem Fit der Basishypothese. Hierbei zeigt sich, dass bereits ein hoher Anteil des gesamten Massenspektrums durch die Resonanzen der Basishypothese abgedeckt und beschrieben wird. Die Darstellungen der Residuen zeigen allerdings in beiden Spektren noch starke Abweichungen zwischen Daten und Fit. Daraus lässt sich schließen, dass noch weitere Zwischenresonanzen beitragen.

Hypothese	$N_{frei}$	$\log\mathcal{L}$	BIC	AIC	AIC+BIC
Basishypothese	29	-103481,3	-206611	-206905	-413516

**Tabelle 5.2:** Anpassungsgüte der Basishypothese

**Abbildung 5.2:** Dalitz-Diagramme des  $\omega\pi^+\pi^-$ -Systems für Daten (a) und Fit der Basishypothese (b)



**Abbildung 5.3:** Invariante  $\pi^+\pi^-$ -Masse,  $\omega\pi^+$ -Masse und  $\omega\pi^-$ -Masse mit dem Fit der Basishypothese

### 5.8.3 Tests weiterer Hypothesen

Zur Untersuchung weiterer zum Zerfall beitragenden Zwischenresonanzen werden nach Bestimmung der Basishypothese iterativ weitere in Frage kommenden Hypothesen bzw. Resonanzen hinzugefügt. Nach Durchführung der Anpassungen werden die jeweiligen Fitgüten (ermittelt über die Addition der AIC- und BIC-Werte) betrachtet und bewertet. In den ersten Iterationen werden hauptsächlich bereits bekannte Resonanzen getestet, welche in die Zustände  $\omega\pi^+$ ,  $\omega\pi^-$  und  $\pi^+\pi^-$  zerfallen können. Hierzu gehören insbesondere weitere, nicht über die Parametrisierung der  $(\pi\pi)_S$ -Welle beschriebene,  $f_0$ -Resonanzen oberhalb von  $2\text{ GeV}/c^2$

sowie  $f_2$ -Resonanzen im entsprechenden Massenbereich. Die zusätzlichen  $f_0$ -Resonanzen werden über die Breit-Wigner-Parametrisierung angepasst. Auch werden in Frage kommende  $\rho$ - und  $\rho_3$ -Resonanzen getestet. Die Auflistung aller in diesem Schritt getesteten Resonanzen mit Massen und Breiten erfolgt in Tabelle 5.3. In Tabelle 5.4 sind die Fitgüten und die Anzahl der freien Fit-Parameter  $N_{frei}$  der getesteten Resonanzen für die erste Iteration aufgeführt, die Hypothese mit der besten Fitgüte ist hervorgehoben. Ebenso aufgeführt ist die Differenz  $\Delta(\text{AIC+BIC})$  der Summen AIC+BIC der aktuellen und der vorherigen Hypothese. Als Resonanz mit der besten Fitgüte innerhalb der ersten Iteration wurde das  $f_2(2150)$ -Meson identifiziert. Vergleicht man zudem diese Fitgüte mit der Fitgüte der Basishypothese, so lässt sich eine deutliche Verbesserung der Beschreibung des  $\omega\pi^+\pi^-$ -Systems erkennen.

Resonanz	$J^{PC}$	Zerfall	$m_{PDG}$ [MeV/ $c^2$ ]	$\Gamma_{PDG}$ [MeV/ $c^2$ ]
$\rho(1450)$	$1^{--}$	$\rightarrow \omega\pi$	$1465 \pm 25$	$400 \pm 60$
$\rho(1570)$	$1^{--}$	$\rightarrow \omega\pi$	$1570 \pm 70$	$144 \pm 90$
$\rho_3(1690)$	$3^{--}$	$\rightarrow \omega\pi$	$1681 \pm 7$	$190 \pm 40$
$f_2(1430)$	$2^{++}$	$\rightarrow \pi^+\pi^-$	$\approx 1430$	unbekannt
$f_2'(1525)$	$2^{++}$	$\rightarrow \pi^+\pi^-$	$1525 \pm 5$	$73_{-5}^{+6}$
$f_2(1565)$	$2^{++}$	$\rightarrow \pi^+\pi^-$	$1562 \pm 13$	$134 \pm 8$
$f_2(1810)$	$2^{++}$	$\rightarrow \pi^+\pi^-$	$1815 \pm 12$	$197 \pm 22$
$f_2(1950)$	$2^{++}$	$\rightarrow \pi^+\pi^-$	$1944 \pm 12$	$472 \pm 18$
$f_2(2150)$	$2^{++}$	$\rightarrow \pi^+\pi^-$	$2157 \pm 12$	$152 \pm 30$
$f_0(2020)$	$0^{++}$	$\rightarrow \pi^+\pi^-$	$1992 \pm 16$	$442 \pm 60$
$f_0(2100)$	$0^{++}$	$\rightarrow \pi^+\pi^-$	$2101 \pm 7$	$224_{-21}^{+23}$
$f_0(2200)$	$0^{++}$	$\rightarrow \pi^+\pi^-$	$2189 \pm 13$	$238 \pm 50$

**Tabelle 5.3:** Mögliche Zwischenresonanzen des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ , welche in den ersten Iterationsschritten getestet werden [4]

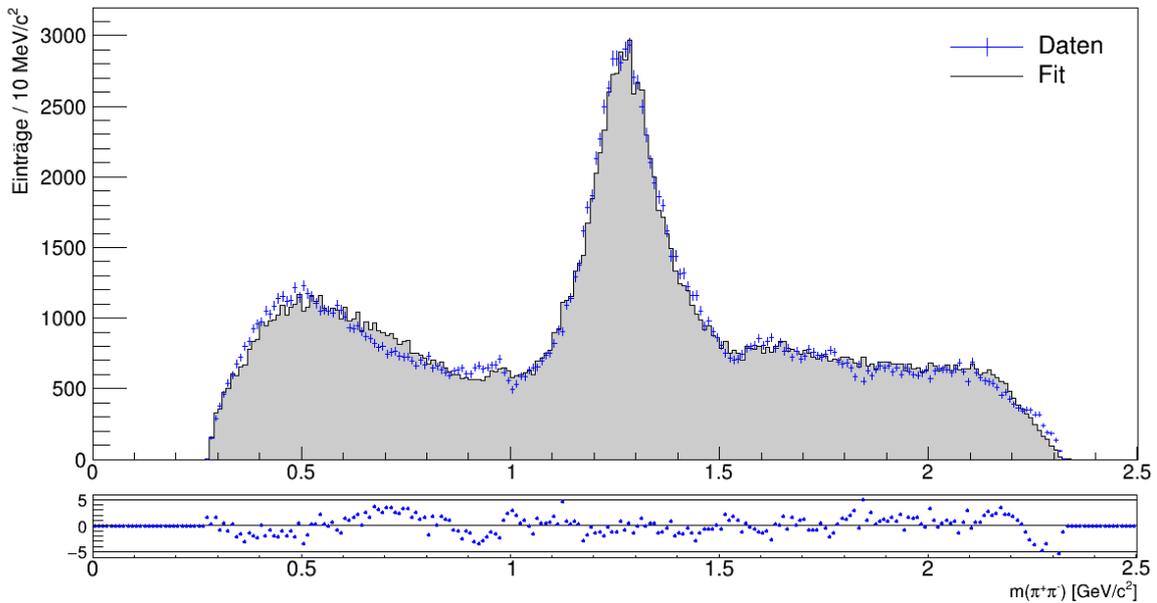
Basis + ...	$N_{frei}$	$\log\mathcal{L}$	BIC	AIC	AIC+BIC	$\Delta(\text{AIC+BIC})$
$\rho(1450)$	31	-109039,6	-217703	-218017	-435720	-22204
$\rho(1570)$	31	-105734,5	-211093	-211407	-422500	-8984
$\rho_3(1690)$	31	-104779,8	-209184	-209498	-418682	-5166
$f_2(1430)$	39	-105728,8	-210985	-211380	-422365	-8849
$f_2'(1525)$	39	-104358,8	-208245	-208640	-416885	-3369
$f_2(1565)$	39	-105683,7	-210895	-211290	-422185	-8669
$f_2(1810)$	39	-104460,1	-208447	-208842	-417289	-3773
$f_2(1950)$	39	-108191,5	-215910	-216305	-432215	-18699
<b><math>f_2(2150)</math></b>	<b>39</b>	<b>-109389,4</b>	<b>-218306</b>	<b>-218701</b>	<b>-437007</b>	<b>-23491</b>
$f_0(2020)$	33	-105434,7	-210469	-210804	-421273	-7757
$f_0(2100)$	33	-107290,6	-214181	-214515	-428696	-15180
$f_0(2200)$	33	-108168,3	-215936	-216271	-432207	-18691

**Tabelle 5.4:** Anpassungsgüten der ersten Iteration

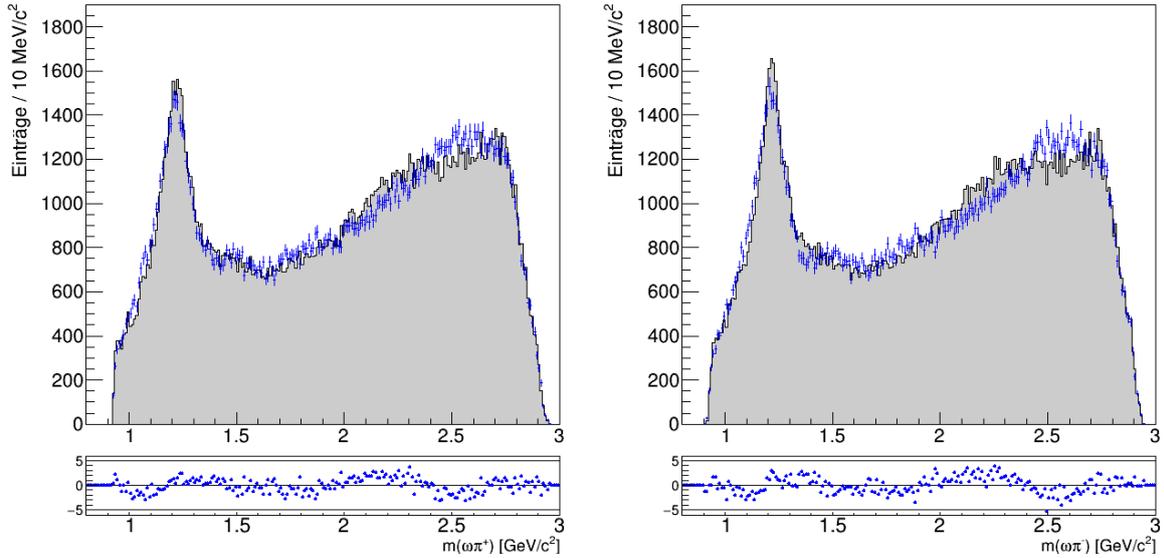
In Tabelle 5.5 sind die Fitgüten, die Anzahl der freien Fit-Parameter  $N_{frei}$  und der Wert  $\Delta(\text{AIC+BIC})$  der am signifikantesten beitragenden Resonanzen für die ersten vier Iterationen mit fixierten Massen und Breiten aufgeführt. Die vierte Iteration beinhaltet neben der Basishypothese die drei  $f_2$ -Resonanzen  $f_2(2150)$ ,  $f_2(1810)$  und  $f_2(1565)$  sowie das  $\rho(1450)$ -Meson. In Abbildung 5.4 und 5.5 sind die Spektren der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -,  $\omega\pi^-$ - und  $\omega\pi^+$ -Massen für Daten und Fit für die vierte Iteration dargestellt. Im Vergleich mit den in Kapitel 5.8.2 gezeigten Spektren der Basishypothese zeigt sich eine deutlich verbesserte Beschreibung des  $\pi^+\pi^-$ -Systems und der  $\omega\pi$ -Systeme. Die Residuen der jeweiligen Spektren sind deutlich verkleinert und zeigen eine maximale Abweichung von  $5\sigma$ , es sind jedoch in sämtlichen Spektren noch deutliche Strukturen in den Residuen erkennbar. Im Bereich des  $f_2(1270)$  im  $\pi^+\pi^-$ -Spektrum und des  $b_1(1235)^\pm$  im  $\omega\pi^-$ - beziehungsweise  $\omega\pi^+$ -Spektrum werden die Daten so gut durch die Resonanzen beschrieben, dass im Verlauf der Partialwellenanalyse für alle weiteren Iterationen die Fixierung der Massen und Breiten des  $f_2(1270)$  und des  $b_1(1235)^\pm$  aufgehoben werden kann.

I	beste Hypothese	$N_{frei}$	$\log\mathcal{L}$	BIC	AIC	AIC+BIC	$\Delta(\text{AIC+BIC})$
0	Basishypothese	29	-103481,3	-206611	-206905	-413516	
1	$f_2(2150)$	39	-109389,4	-218306	-218701	-437007	-23491
2	$\rho(1450)$	41	-113910,8	-227324	-227740	-455064	-18057
3	$f_2(1810)$	51	-114564,2	-228510	-229026	-457536	-2472
4	$f_2(1565)$	61	-114991,5	-229243	-229861	-459104	-1568

**Tabelle 5.5:** Anpassungsgüten der ersten vier Iterationen mit fixierten Massen und Breiten



**Abbildung 5.4:** Invariante  $\pi^+\pi^-$ -Masse mit dem Fit für die beste Hypothese nach der vierten Iteration



**Abbildung 5.5:** Invariante  $\omega\pi^+$ -Masse und  $\omega\pi^-$ -Masse mit dem Fit für die beste Hypothese nach der vierten Iteration

Durch die Aufhebung der Fixierungen wird eine zusätzliche Verbesserung der Beschreibung im Bereich dieser Resonanzen erreicht. Auch können im Verlauf der weiteren Iterationen zusätzliche weniger gut bekannte sowie schwach beitragende Resonanzen zur Menge der zu testenden Resonanzen hinzugefügt werden, da weite Teile der Spektren bereits durch die vierte Iteration gut beschrieben werden und die Differenzen zwischen Daten und Fit kleiner  $5\sigma$  betragen. Hierzu gehören das  $f_4(2050)$  sowie  $b_{1-}$ ,  $b_{3-}$ ,  $\rho$ - und  $\rho_3$ -Mesonen mit invarianten Massen von 2,0 bis 2,9  $\text{GeV}/c^2$  zur Verbesserung der Beschreibung der Daten in den  $\omega\pi^\pm$ -Spektren, da hier noch deutliche Unterschiede zwischen Daten und Fit zu erkennen sind. Zusätzlich werden Resonanzen mit den Quantenzahlen  $0^{++}$ ,  $1^{--}$ ,  $1^{+-}$ ,  $2^{++}$ ,  $3^{--}$  und  $3^{+-}$  ohne Einschränkungen bezüglich Masse und Breite getestet. Die Ergebnisse der folgenden Iterationen sind in Tabelle 5.6 dargestellt. Die deutliche Verbesserung der Fitgüte von der vierten zur fünften Iteration resultiert aus dem Aufheben der Fixierungen von Masse und Breite des  $f_2(1270)$ -sowie des  $b_1(1235)^\pm$ -Mesons und der damit verbundenen deutlich verbesserten Beschreibung der Spektren der invarianten Massen im Bereich dieser beiden Resonanzen. Auch das Hinzufügen des  $f_4$ -Mesons führt zu einer deutlichen Verbesserung der Fitgüte und einer besseren Beschreibung der Spektren bei hohen invarianten Massen. Tabelle 5.7 zeigt die Fit-Ergebnisse der Partialwellenanalyse für die Beiträge mit nicht fixierten Massen und Breiten nach der elften Iteration sowie die zugehörigen nominellen Massen und Breiten nach [4]. Die jeweiligen Spektren der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse,  $\omega\pi^+$ -Masse und  $\omega\pi^-$ -Masse mit den jeweiligen Einzelbeiträgen sowie die zugehörigen Winkelverteilungen sind in Abbildung 5.6 und Abbildung 5.7 dargestellt.

Das Spektrum der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse zeigt in den meisten Bereichen nur noch geringe Abweichungen zwischen Daten und Fit von  $3\sigma$  und weniger. Lediglich im Bereich hoher invarianten Massen bei 2,0 bis 2,3  $\text{GeV}/c^2$ , sind noch deutliche Abweichungen erkennbar, die Residuen liegen hier bei etwa  $4\sigma$  und zeigen eine deutliche Struktur. Die Spektren der invarianten  $\omega\pi^+$ -Masse und  $\omega\pi^-$ -Masse zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen Fit und Daten

I	beste Hypothese	$N_{frei}$	$\log\mathcal{L}$	BIC	AIC	AIC+BIC	$\Delta(\text{AIC+BIC})$
4	$f_2(1565)$	61	-114991,5	-229243	-229861	-459104	-1568
5	$f_4(2050)$	75	-116383,3	-231833	-232613	-464446	-5342
6	$f_0(2200)$	79	-116850,9	-232744	-233544	-466288	-1842
7	$b_3(2245)$	85	-117129,1	-233228	-234088	-467316	-1028
8	$b_1(2240)$	93	-117400,8	-233674	-234616	-468290	-974
9	$X(3^{+-})$	101	-117705,2	-234186	-235208	-469394	-1104
10	$X(3^{--})$	105	-118035,6	-234798	-235861	-470659	-1265
11	$\rho(1700)$	107	-118080,2	-234863	-235946	-470809	-150

**Tabelle 5.6:** Anpassungsgüten der weiteren Iterationen bis zur finalen Hypothese

Resonanz	$m$ [MeV/ $c^2$ ]	$\Gamma$ [MeV/ $c^2$ ]	$m_{PDG}$ [MeV/ $c^2$ ]	$\Gamma_{PDG}$ [MeV/ $c^2$ ]
$f_2(1270)$	$1269,9 \pm 0,7$	$183,6 \pm 1,4$	$1275,5 \pm 0,8$	$186,7 \pm_{-2,5}^{+2,2}$
$b_1(1235)$	$1239,8 \pm 0,7$	$160,5 \pm 1,5$	$1229,5 \pm 3,2$	$142 \pm 9$
$b_3(2245)$	$2482,7 \pm 11,4$	$306,8 \pm 15,1$	$2245 \pm 50$	$320 \pm 70$
$b_1(2240)$	$2250,9 \pm 10,6$	$589,8 \pm 36,1$	$2240 \pm 35$	$320 \pm 85$
$X(3^{+-})$	$1858,0 \pm 13,0$	$391,3 \pm 27,4$	-	-
$X(3^{--})$	$2678,6 \pm 10,9$	$269,1 \pm 30,7$	-	-

**Tabelle 5.7:** Fit-Ergebnisse der Beiträge mit nicht fixierten Massen und Breiten der finalen Hypothese und die zugehörigen nominellen Massen und Breiten nach [4]

im gesamten Massenbereich, die Residuen liegen für nahezu den gesamten Bereich bei kleiner  $3\sigma$ . Auch streuen die Residuen gleichmäßig um den Nullpunkt und zeigen keine Strukturen. Auf die Durchführung weiterer Iterationsschritte wurde verzichtet, da dabei nur noch Zwischenresonanzen mit sehr geringen Anteilen von weniger als 0,5% hinzugefügt werden. Dies führt zwar zu einer Verbesserung der Fitgüten, möglicherweise werden jedoch unphysikalische Lösungen bevorzugt. Das Hauptaugenmerk liegt zudem auf den stark beitragenden Resonanzen für die spätere Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse. Eine wachsende Anzahl von Resonanzen innerhalb einer Hypothese führt außerdem dazu, dass sich diese Resonanzen überlappen und eine Anpassung dieser Resonanzen über die Breit-Wigner-Parametrisierung zu einer ungenauen physikalischen Beschreibung führt.

Daher wird die elfte Iteration als finale Iteration und somit als signifikant beste Hypothese dieser Partialwellenanalyse des reduzierten Datensatzes gewertet. Die Hypothese nach der letzten Iteration besteht somit aus den folgenden Resonanzen:

$$\mathcal{H} = \{f_2(1270), (\pi\pi)_S, b_1(1235), f_2(2150), \rho(1450), f_2(1810), f_2(1565), f_4(2050), f_0(2200), b_3(2245), b_1(2240), X(3^{+-}), X(3^{--}), \rho(1700)\}$$

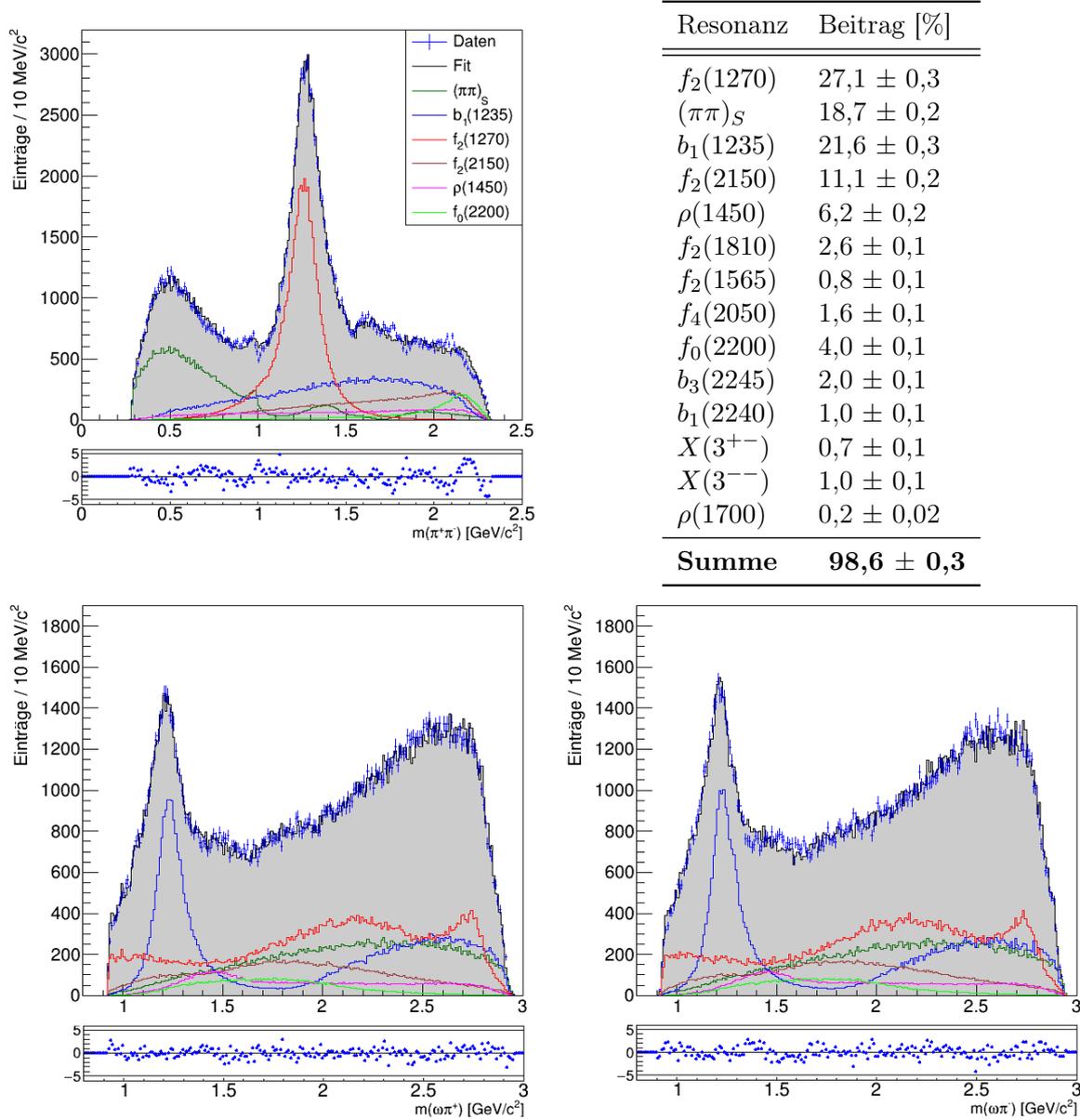
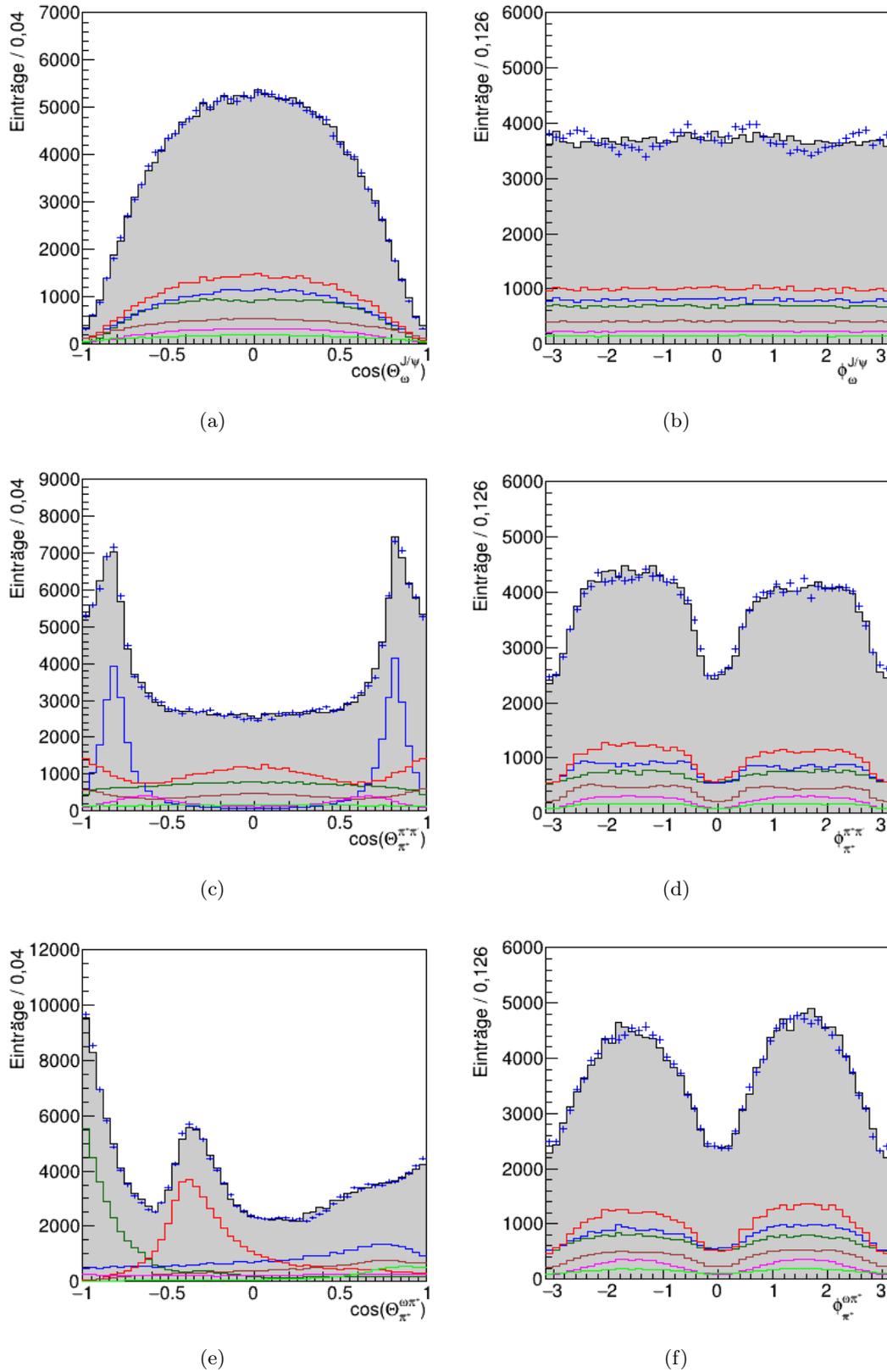
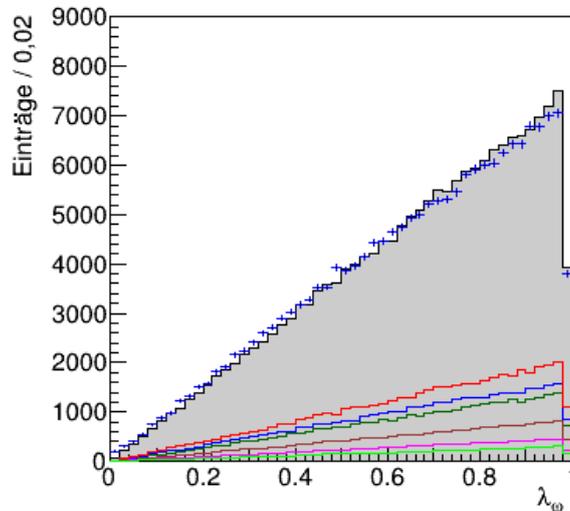


Abbildung 5.6: Invariante  $\pi^+\pi^-$ -Masse,  $\omega\pi^+$ -Masse und  $\omega\pi^-$ -Masse mit dem Fit der finalen Iteration und den Einzelbeiträgen mit einem prozentualen Anteil größer 3 %



**Abbildung 5.7:** Winkelverteilungen des  $\omega\pi^+\pi^-$  (a,b), des  $\pi^+\pi^-$  (c,d) und des  $\omega\pi^+\pi^-$ -Systems (e,f) mit dem Fit der finalen Iteration und den Einzelbeiträgen mit einem prozentualen Anteil größer 3%



**Abbildung 5.8:**  $\lambda$ -Verteilung des  $\omega$ -Mesons mit dem Fit der finalen Iteration und den Einzelbeiträgen mit einem prozentualen Anteil größer 3 %

#### 5.8.4 Effizienzkorrektur

Bei den Betrachtungen der unterschiedlichen Spektren während der Datenselektion und der Partialwellenanalyse muss berücksichtigt werden, dass diese Effizienz- und Akzeptanzeinschränkungen des BESIII-Detektors unterliegen. Im Folgenden berücksichtigt der Begriff Effizienz sowohl die Rekonstruktionseffizienz als auch die geometrische Akzeptanz.

Die geometrische Akzeptanz eines Detektors beschreibt dessen Nachweiswahrscheinlichkeit von zu messenden Teilchen durch geometrische Einschränkungen. Eine vollständige Detektorakzeptanz ist nicht realisierbar, da beispielsweise die Strahldurchführungen, Kabeldurchführungen oder Haltestrukturen einzelner Subdetektoren eine vollständige Raumwinkelabdeckung und Akzeptanz unmöglich macht.

Eine Effizienzkorrektur der Spektren kann mit Hilfe der bereits in der Partialwellenanalyse genutzten rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen und generierten Monte-Carlo-Ereignissen des zu untersuchenden Zerfalls durchgeführt werden. Hierfür werden die Monte-Carlo-Ereignisse entsprechend der Fitresultate gewichtet. So wird die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Phasenraums korrekt berücksichtigt. Die Effizienzkorrektur erfolgt mittels der in Abschnitt 5.5 vorgestellten Software PAWIAN. Die effizienzkorrigierten Spektren der invarianten  $\pi^+\pi^-$ ,  $\omega\pi^+$ - und  $\omega\pi^-$ -Spektren sowie die  $\lambda$ -Verteilung des beteiligten  $\omega$ -Mesons sind in Abbildung 5.9 dargestellt. Abbildung 5.10 zeigt die zugehörigen Winkelverteilungen des  $\omega\pi^+\pi^-$ , des  $\pi^+\pi^-$ - und des  $\omega\pi^+$ -Systems. In sämtlichen Spektren sind die Datenereignisse blau markiert und der Fit der signifikant besten Hypothese der Partialwellenanalyse ist schwarz dargestellt und zudem grau gefüllt. Im Vergleich mit Abbildung 5.7 zeigen die nicht korrigierten Winkelverteilungen des Polarwinkels des  $\omega$  im  $J/\psi$ -System einen deutlich anderen Verlauf als die effizienzkorrigierten Winkelverteilungen, hier ist die fehlende Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz des Detektors deutlich erkennbar. Auch die Winkelverteilungen des  $\pi^+$  im  $\pi^+\pi^-$ -System zeigen Unterschiede in den äußeren Bereichen. Die Azimutalwinkel aller gezeigten Winkelverteilungen besitzen nach der Korrektur einen gleichverteilten Verlauf und zeigen deutliche Unterschiede zu den nicht korrigierten Spektren.

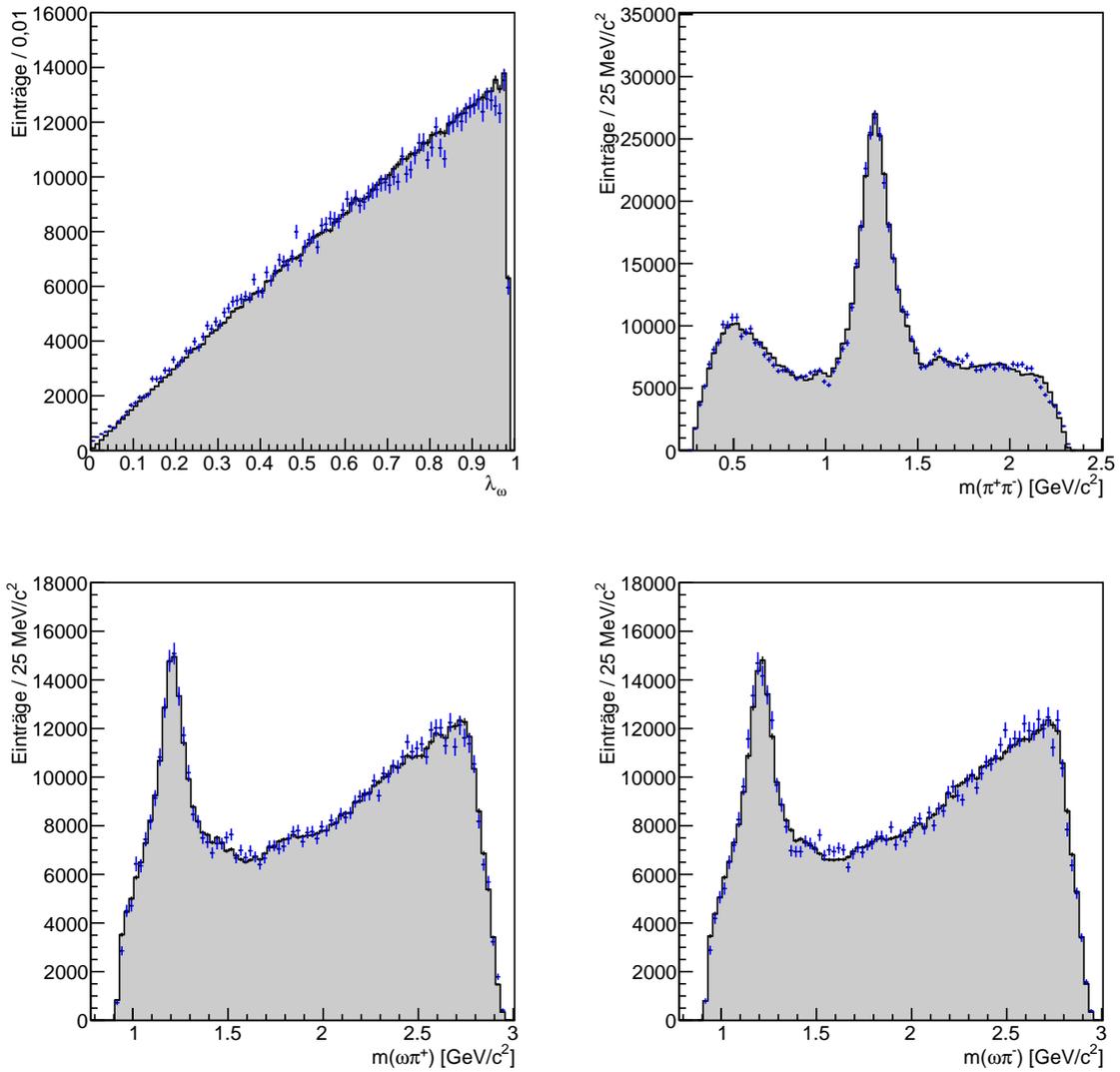
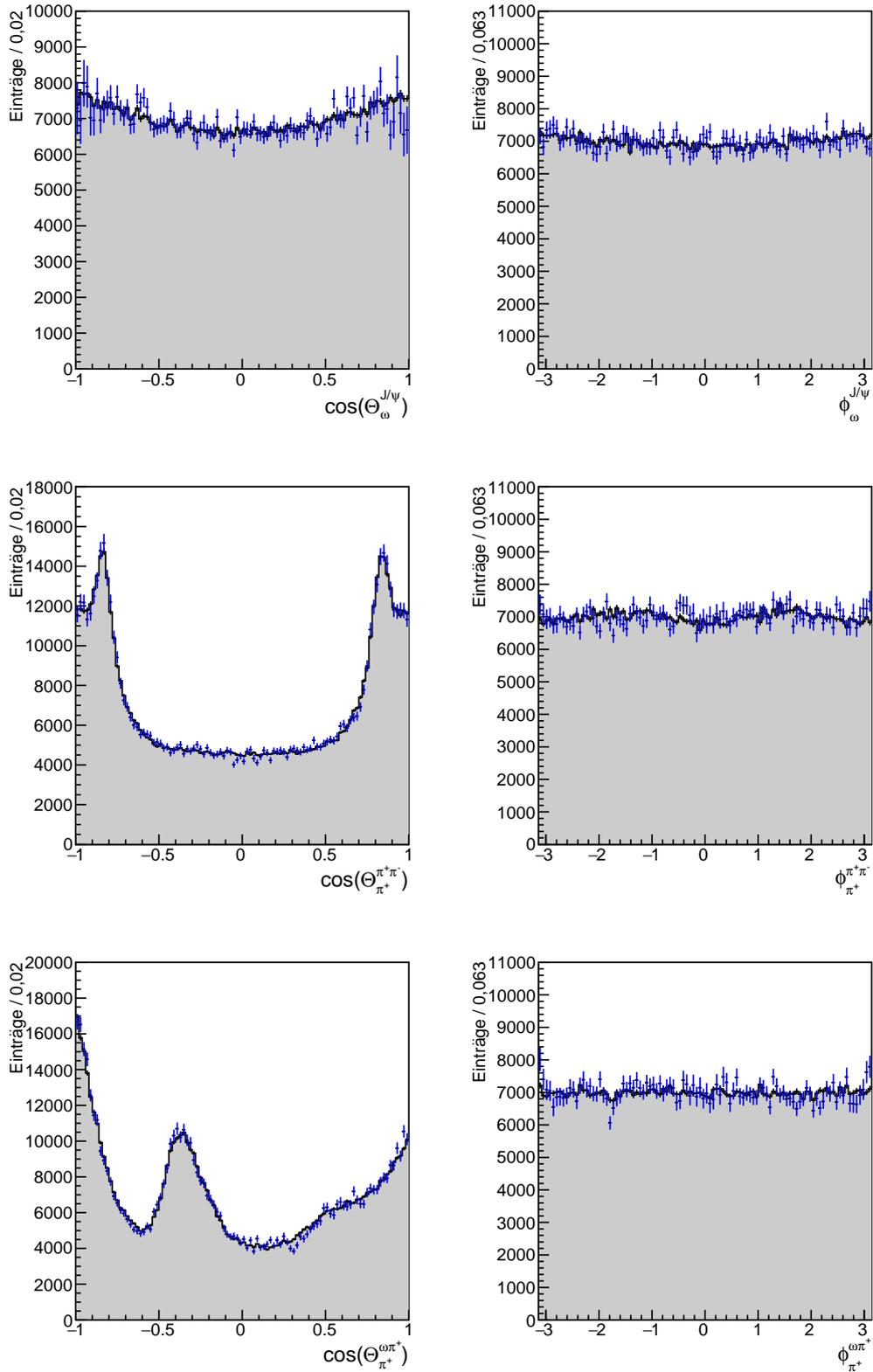


Abbildung 5.9: Effizienzkorrektur der Spektren invarianter Massen und der  $\lambda$ -Verteilung



**Abbildung 5.10:** Effizienzkorrektur ausgewählter Winkelverteilungen des  $\omega\pi^+\pi^-$ , des  $\pi^+\pi^-$ - und des  $\omega\pi^+$ -Systems



# Kapitel 6

## Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen

Für die mittels der Partialwellenanalyse im vorherigen Kapitel bestimmte Beschreibung des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  in den Endzustand  $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^+\pi^-$  sowie für die beteiligten Hauptbeiträge dieses Zerfalls in das  $\pi^+\pi^-$ - und  $\omega\pi^\pm$ -System werden im Rahmen dieses Kapitels die Verzweigungsverhältnisse bestimmt. Das Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}$  des Zerfalls einer Resonanz  $X$  ist definiert als das Verhältnis zwischen der Partialbreite  $\Gamma_X$  eines bestimmten Zerfalls und der totalen Zerfallsbreite  $\Gamma_{tot}$  und gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Zerfall in einen bestimmten Endzustand stattfindet. Das Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-)$  kann bestimmt werden über

$$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-) = \frac{N_{gesamt}}{N_{J/\psi} \cdot \mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \cdot \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)} \cdot \epsilon \quad (6.1)$$

mit der Anzahl  $N_{gesamt}$  der rekonstruierten Ereignisse des untersuchten Zerfalls, der Anzahl aller  $J/\psi$ -Ereignisse  $N_{J/\psi}$  im untersuchten  $J/\psi$ -Datensatz und der Rekonstruktionseffizienz  $\epsilon$ . Die Effizienz  $\epsilon$  wurde durch die Gewichtung von generierten und rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen des Zerfallskanals unter Nutzung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der finalen Hypothese der Partialwellenanalyse bestimmt. Dies führt zu einer Berücksichtigung der Winkelverteilungen in allen Dimensionen des Phasenraums. Die Effizienz lässt sich hierdurch, im Gegensatz zur Bestimmung mit phasenraumverteilten, ungewichteten Monte-Carlo-Ereignissen im Rahmen der Selektion in Kapitel 4.3, korrekt bestimmen und beträgt 13,52 %. Die Werte und Unsicherheiten der genutzten Parameter zur Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse im Rahmen dieser Arbeit sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.

Das Verzweigungsverhältnis eines Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega X$  lässt sich für den untersuchten Zerfallskanal durch

$$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega X) = \frac{N_X}{N_{J/\psi} \cdot \mathcal{B}(X \rightarrow \pi^+\pi^-) \cdot \mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \cdot \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)} \cdot \epsilon \quad (6.2)$$

und das Verzweigungsverhältnis eines Zerfalls  $J/\psi \rightarrow Y\pi^\pm$  durch

$$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow Y\pi^\pm) = \frac{N_Y}{N_{J/\psi} \cdot \mathcal{B}(Y \rightarrow \omega\pi^\mp) \cdot \mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \cdot \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)} \cdot \epsilon \quad (6.3)$$

darstellen, wobei  $N_X$  und  $N_Y$  die Anzahl der Ereignisse des Beitrags der jeweiligen Resonanz beschreiben.

Das  $f_2(1270)$ -Meson besitzt einen Anteil von 27,1 %. Für das  $f_2(1270)$ -Meson lässt sich zunächst das kombinierte Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega f_2(1270), f_2(1270) \rightarrow \pi^+\pi^-)$  bestimmen und anschließend mit dem Wert aus [2] vergleichen. Zudem lässt sich das Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega f_2(1270))$  unter Verwendung des Verzweigungsverhältnisses

$\mathcal{B}(f_2(1270) \rightarrow \pi\pi)$  und eines Faktors von  $2/3$  für den Zerfall in den Endzustand  $\pi^+\pi^-$  ermitteln. Der Faktor von  $2/3$  ergibt sich aus der Annahme der Isospin-Symmetrie für die Pionen. Das  $b_1(1235)^\pm$ -Meson besitzt einen Anteil von 21,6 %. Unter Verwendung des Verzweigungsverhältnisses  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow b_1(1235)^\pm\pi^\mp)$  lässt sich das bisher nicht gemessene Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(b_1(1235)^\pm \rightarrow \omega\pi^\pm)$  über ein Umstellen der Gleichung 6.3 berechnen.

Im Rahmen der Berechnung der Verzweigungsverhältnisse erfolgt eine Bestimmung von systematischen Unsicherheiten in Kapitel 6.1. Die Ergebnisse der Verzweigungsverhältnisse sind in Kapitel 6.2 aufgeführt.

Parameter	Wert	Quelle
$N_{gesamt}$	$1283010 \pm 2958$	diese Arbeit
$N_{f_2(1270)}$	$347949 \pm 3956$	diese Arbeit
$N_{b_1(1235)^\pm}$	$277385 \pm 3405$	diese Arbeit
$\epsilon$	13,52 %	diese Arbeit
$N_{J/\psi}$	$(1310,6 \pm 7,0) \cdot 10^6$	[14]
$\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$	$(89,2 \pm 0,7) \%$	[4]
$\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$	$(98,823 \pm 0,034) \%$	[4]

**Tabelle 6.1:** Auflistung der Parameter für die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse

## 6.1 Bestimmung von systematischen Unsicherheiten

### Anzahl der Ereignisse im $J/\psi$ -Datensatz

Die totale Anzahl an gemessenen  $J/\psi$ -Ereignissen setzt sich zusammen aus der Anzahl der Daten des Datensatzes von 2009 und der Anzahl der Daten des Datensatzes von 2012. Die Anzahl der produzierten  $J/\psi$ -Ereignisse von 2009 ist ermittelt worden zu einem Wert von  $(223,7 \pm 1,4) \cdot 10^6$ . Für die Anzahl der Ereignisse aus dem Jahr 2012 wurde ein Wert von  $(1086,9 \pm 6,0) \cdot 10^6$  bestimmt. Dies führt zu einer totalen Anzahl von  $(1310,6 \pm 7,0) \cdot 10^6$   $J/\psi$ -Ereignissen. Daraus ergibt sich ein relativer systematische Fehler der zugrundeliegenden  $J/\psi$ -Ereignisse von 0,5 %. [14]

### Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen und Photonen

Der Fehler in der Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen, wie beispielsweise geladenen Pionen, sowie der Fehler der Rekonstruktion von Photonen trägt ebenso zur systematischen Unsicherheit bei, welche im Rahmen der Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse berücksichtigt werden müssen.

Durch die Data Quality Group des BESIII-Experiments wurde der systematische Fehler für die Spurrekonstruktion eines geladenen Pions für allgemeine Bereiche des Transversalimpulses und der Winkelverteilungen zu einem Wert von 1 % bestimmt [27]. Diese Bestimmung basiert auf der Untersuchung des gut verstandenen Zerfallskanals  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$  für die BOSS-Version 6.6.4. Aufgrund der vier geladenen Pionen im Endzustand führt dies zu einem gesamten systematischen Fehler für die Spurrekonstruktion sämtlicher Pionen eines Ereignisses von 4 %.

Ebenfalls wurde durch die Data Quality Group der systematische Fehler für die Rekonstruktion eines Photons auf 1% bestimmt, basierend auf der Untersuchung der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  für den vollständigen  $J/\psi$ -Datensatz [28]. Durch das Vorhandensein zweier Photonen im Endzustand ergibt sich für die Photonrekonstruktion eine gesamte systematische Unsicherheit von 2%.

### Teilchenidentifikation von Pionen

Zusätzlich lässt sich die systematische Unsicherheit der Teilchenidentifikation von Pionen auf 1% pro Teilchen abschätzen [29]. Dies führt zu einer zusätzlichen systematischen Unsicherheit von 4% für die vier geladenen Pionen im Endzustand.

### Unsicherheiten der externen Verzweungsverhältnisse

Sämtliche externen Verzweungsverhältnisse mit ihren jeweiligen Fehlern wurden aus [4] entnommen. Während der Bestimmung der Verzweungsverhältnisse der Reaktion  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  sowie der hauptbeitragenden Zwischenresonanzen werden die Verzweungsverhältnisse des Zerfalls des  $\omega$ -Mesons in den Zustand  $\pi^+\pi^-\pi^0$  und des neutralen Pions in zwei Photonen verwendet. Die systematische Unsicherheit für das Verzweungsverhältnis  $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$  beträgt 0,7% und die systematische Unsicherheit für das Verzweungsverhältnis  $\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$  beläuft sich auf 0,034%.

### Fehler der Effizienzbestimmung

Die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz ist ebenfalls mit einer systematischen Unsicherheit behaftet. Die Abschätzung dieser systematischen Unsicherheit erfolgt über die Differenz der Effizienzbestimmung im mehrdimensionalen Phasenraum durch generierte und rekonstruierte Monte-Carlo-Ereignisse unter Nutzung der durch die Partialwellenanalyse ermittelten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion und der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz über ungewichtete phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse. Die systematische Unsicherheit wird so abgeschätzt auf 1,4%. Diese Methode berücksichtigt den ungünstigsten Fall und somit die größtmögliche Abweichung zwischen den beiden Effizienzen und dient als obere Abschätzung der Unsicherheit. Diese konservative Abschätzung dient zudem der Kompensation der systematischen Unsicherheiten, die hierbei nicht berücksichtigt wurden, wie z.B. der Unterschied zwischen Fixierung und Nicht-Fixierung von Massen und Breiten während der Partialwellenanalyse.

Zusammenfassend sind sämtliche berücksichtigten systematischen Unsicherheiten in Tabelle 6.2 aufgeführt. Die gesamte systematische Unsicherheit ergibt sich aus der quadratischen Summe der einzelnen Unsicherheiten.

Der systematische Fehler der Verzweungsverhältnisse, welche im Rahmen dieser Arbeit bestimmt wurden, basiert nur auf den genannten Unsicherheiten. Es ist davon auszugehen, dass der systematische Fehler unterschätzt wird, da zusätzliche Unsicherheiten, wie beispielsweise der Fehler der ereignisbasierten Unterdrückung des Untergrundes in einem etwas größeren systematischen Fehler resultieren können.

Parameter	Unsicherheit
Anzahl der $J/\psi$ -Ereignisse	0,5 %
Unsicherheit der Effizienzbestimmung	1,4 %
Spurrekonstruktion (4 Pionen)	4 %
Pionidentifikation (4 Pionen)	4 %
Rekonstruktion der Photonen	2 %
$\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$	0,7 %
$\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$	0,034 %
<b>quadratische Summe</b>	<b>6,22 %</b>

**Tabelle 6.2:** Auflistung der verwendeten systematischen Unsicherheiten für die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse

## 6.2 Ergebnisse für die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse

Das Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-)$  für den in dieser Arbeit untersuchten Zerfallskanal inklusive dem zugehörigen statistischen Fehler und der systematischen Unsicherheit aus Tabelle 6.2 lässt sich bestimmen zu:

$$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-) = (8,21 \pm 0,02_{\text{stat.}} \pm 0,51_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-3}$$

Verglichen mit dem nominellen Wert von  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-) = (8,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$  aus [4] zeigt sich hier eine sehr gute Übereinstimmung innerhalb von weniger als  $1\sigma$ .

Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega f_2(1270), f_2(1270) \rightarrow \pi^+ \pi^-)$  basiert auf rund  $348 \cdot 10^3$  rekonstruierten  $f_2(1270)$ -Ereignissen aus insgesamt  $1,31 \cdot 10^9$   $J/\psi$ -Ereignissen und der Wert des Verzweigungsverhältnisses lautet:

$$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega f_2(1270), f_2(1270) \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (2,23 \pm 0,03_{\text{stat.}} \pm 0,14_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-3}$$

Der systematische Fehler beträgt hierbei ebenfalls 6,22%. Das kombinierte Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega f_2(1270), f_2(1270) \rightarrow \pi^+ \pi^-)$  wurde bereits im Jahre 1989 im Rahmen des DM2-Experiments auf den Wert  $(2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$  bestimmt [2]. Hierbei wurden 5730  $f_2(1270)$ -Ereignisse aus 8,6 Millionen  $J/\psi$ -Ereignissen rekonstruiert. In dieser Arbeit wurde eine 61-fach höhere Statistik genutzt. Die Unsicherheiten konnten deutlich reduziert werden und die Differenz zwischen den beiden Werten liegt deutlich unterhalb von  $1\sigma$ .

Mit Hilfe des aus [4] entnommenen Verzweigungsverhältnisses  $\mathcal{B}(f_2(1270) \rightarrow \pi\pi) = 0,837 \pm 0,020$ , dem Verhältnis  $2/3$  für den Zerfall in den Endzustand  $\pi^+ \pi^-$  und des oben ermittelten Verzweigungsverhältnisses  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega f_2(1270), f_2(1270) \rightarrow \pi^+ \pi^-)$  lässt sich anschließend das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega f_2(1270)$  bestimmen zu:

$$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega f_2(1270)) = (4,01 \pm 0,05_{\text{stat.}} \pm 0,27_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-3}$$

Der systematische Fehler für diese Bestimmung beträgt durch den eingehenden systematischen Fehler des Verzweigungsverhältnisses  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow f_2(1270) \rightarrow \pi\pi)$  6,67%. Zum Vergleich des Ergebnisses dient der in [4] angegebene Durchschnittswert des Verzweigungsverhältnisses von  $(4,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$ . Auch hier konnten durch die in dieser Arbeit durchgeführten Analyse

die systematischen Unsicherheiten verringert werden, zudem ist der Wert des Verzweigungsverhältnisses konsistent mit dem PDG-Wert.

Des Weiteren wurde das Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow b_1(1235)^\pm \pi^\mp, b_1(1235)^\pm \rightarrow \omega \pi^\pm)$ , basierend auf rund  $277 \cdot 10^3$  rekonstruierten  $b_1(1235)^\pm$ -Ereignissen und den bereits genannten systematischen Unsicherheiten, bestimmt zu:

$$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow b_1(1235)^\pm \pi^\mp, b_1(1235)^\pm \rightarrow \omega \pi^\pm) = (1,78 \pm 0,02_{\text{stat.}} \pm 0,11_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-3}$$

In [4] wird der Wert des Verzweigungsverhältnisses  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow b_1(1235)^\pm \pi^\mp)$  angegeben mit  $(30 \pm 5) \cdot 10^{-4}$ . Hiermit lässt sich nun das bisher nicht bestimmte Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(b_1(1235)^\pm \rightarrow \omega \pi^\pm)$  ermitteln zu

$$\mathcal{B}(b_1(1235)^\pm \rightarrow \omega \pi^\pm) = 0,59 \pm 0,01_{\text{stat.}} \pm 0,11_{\text{syst.}}$$

mit einer gesamten systematischen Unsicherheit von 17,79%. Die große systematische Unsicherheit resultiert hauptsächlich aus dem bisher nicht gut bekannten nominellen Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow b_1(1235)^\pm \pi^\mp)$ .

Zusammenfassend lässt sich für alle bestimmten Verzweigungsverhältnisse aussagen, dass diese deutlich durch die systematischen Unsicherheiten dominiert werden. Eine höhere Anzahl von Ereignissen würde die Ergebnisse nicht signifikant verbessern.



# Kapitel 7

## Zusammenfassung Teil I

Die Analyse des Kanals  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  mit dem Zerfall des  $\omega$ -Mesons in drei Pionen basiert auf einem Datensatz der Gesamtgröße von  $1,31 \cdot 10^9$   $J/\psi$ -Ereignissen, die vom BESIII-Experiment aufgezeichnet wurden. Um Ereignisse des hier untersuchten Zerfallskanals mit den insgesamt vier geladenen Pionen und einem neutralen Pion im Endzustand rekonstruieren zu können, wurden Selektionskriterien aufgestellt, optimiert und schließlich angewendet. Hierzu gehören die Selektion von geeigneten Pion- und Photonkandidaten zur Rekonstruktion des richtigen Endzustandes sowie die korrekte Zuordnung der geladenen Pionen zum  $\omega$ -System oder zum  $\pi^+\pi^-$ -Rückstoßsystem. Des Weiteren wurden eine Vertexanpassung und eine kinematische Anpassung mit fünf Randbedingungen zur Reduzierung des Untergrundlevels durchgeführt. Abschließend erfolgt ein Schnitt auf die Abweichung zwischen invarianter  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse und der nominellen  $\omega$ -Masse. Sämtliche Ereignisse, welche nicht den Selektionskriterien entsprechen, werden verworfen. Dies führt zu einer Anzahl von 1391568 Ereignissen, welche aus dem gesamten Datensatz dem Kanal  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  zugeordnet werden.

Die Betrachtung des Spektrums der invarianten  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse zeigt nach Anwendung der genannten Kriterien noch einen deutlich sichtbaren Untergrundanteil im Bereich des  $\omega$ -Mesons. Zur Identifizierung und Reduzierung dieses Untergrundes wurde eine ereignisbasierte Unterdrückung des Untergrundes angewendet. Hierbei wird jedem Ereignis ein Q-Wert zugeordnet, welcher die Wahrscheinlichkeit beschreibt, ob es sich bei einem Ereignis um ein Signalereignis handelt. Nach Durchführung dieser Methode entspricht die Summe aller Q-Werte der Anzahl der Signalereignisse, welche tatsächlich aus dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  stammen. Dies führt zu einer ermittelten Anzahl von 1283010 Signalereignissen.

Anschließend wurden die Spektren der invarianten Massen auf mögliche Zwischenzerfälle untersucht. In den invarianten  $\omega\pi^\pm$ -Massenverteilungen sind Strukturen im Bereich der nominellen  $b_1(1235)^\pm$ -Masse deutlich zu erkennen. Ebenso zeigt sich eine deutliche Struktur im Spektrum der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse im Bereich der nominellen  $f_2(1270)$ -Masse. Diese Beobachtungen decken sich mit den gewonnenen Erkenntnissen im Rahmen einer Analyse dieses Zerfalls mit Daten des BESII-Experiments [3]. Im  $\pi^+\pi^-$ -Spektrum sind zudem Strukturen bei etwa  $980 \text{ MeV}/c^2$ ,  $1600 \text{ MeV}/c^2$  und  $1750 \text{ MeV}/c^2$  zu sehen, die auf Beiträge verschiedener  $f_0$ -Mesonen hindeuten.

Eine fundierte Ermittlung beitragender Zwischenresonanzen und Identifizierung der Hauptbeiträge der Zwischenzerfälle erfolgte im Rahmen einer Partialwellenanalyse. Die Basishypothese besteht aus dem  $f_2(1270)$ - und dem  $b_1(1235)^\pm$ -Meson, deren deutliche Strukturen bereits im Rahmen der Selektion und den Untergrundstudien des Zerfalls beobachtet wurden. Ebenso in der Basishypothese enthalten ist die  $(\pi\pi)_S$ -Welle, eine Parametrisierung zur gemeinsamen Beschreibung von verschiedenen, sich überlappenden  $f_0$ -Resonanzen. Aufbauend auf der aufgestellten Basishypothese wurden verschiedene Iterationen durchgeführt, um weitere beitragende Resonanzen zu identifizieren. Pro Iteration wurden unter anderem verschiedene  $f_0$ -,  $f_2$ -,  $\rho$ -,  $\rho_3$ -,  $b_1$ - und  $b_3$ -Mesonen getestet. Nachdem nach mehreren Iterationsschritten eine

recht passable aber noch nicht hinlänglich gute Beschreibung erzielt werden konnte, wurden zudem verschiedene Resonanzen  $X(J^{PC})$  mit freier Masse sowie freier Breite getestet. Die signifikant beste Hypothese wurde mit folgenden Beiträgen erzielt:

$$\mathcal{H} = \{f_2(1270), (\pi\pi)_S, b_1(1235), f_2(2150), \rho(1450), f_2(1810), f_2(1565), f_4(2050), f_0(2200), b_3(2245), b_1(2240), X(3^{+-}), X(3^{--}), \rho(1700)\}$$

Abschließend wurden die Verzweigungsverhältnisse für den untersuchten Zerfall  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  und die identifizierten hauptbeitragenden Zwischenzerfälle bestimmt sowie eine Abschätzung der eingehenden systematischen Unsicherheiten durchgeführt. Das ermittelte Verzweigungsverhältnis des hier untersuchten Zerfalls wurde bestimmt zu  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-) = (8, 21 \pm 0, 02_{\text{stat.}} \pm 0, 51_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-3}$  und zeigt eine gute Übereinstimmung innerhalb von weniger als  $1\sigma$  zum Durchschnittswert aller bisher durchgeführten Messungen aus [4].

Einer der Hauptbeiträge ist das  $f_2(1270)$ -Meson mit einem Anteil von 27,1%. Das zugehörige Verzweigungsverhältnis beträgt  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \omega f_2(1270)) = (4, 01 \pm 0, 05_{\text{stat.}} \pm 0, 27_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-3}$ . Gegenüber vorherigen Messungen konnten die Unsicherheiten deutlich reduziert werden und es zeigt sich hier ebenfalls eine gute Übereinstimmung des Verzweigungsverhältnisses in einem Bereich kleiner  $1\sigma$ . Des Weiteren wurde mit einem Anteil von 21,6% das  $b_1(1235)^\pm$ -Meson identifiziert. Im Rahmen der durchgeführten Analyse wurde hierzu das bisher noch nicht gemessene Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(b_1(1235)^\pm \rightarrow \omega\pi^\pm)$  zu einem Wert von  $0, 59 \pm 0, 01_{\text{stat.}} \pm 0, 11_{\text{syst.}}$  bestimmt. Die hohe systematische Abweichung resultiert aus der hohen Unsicherheit des in die Bestimmung eingehenden Verzweigungsverhältnisses des Zerfallskanals  $J/\psi \rightarrow b_1(1235)^\pm\pi^\mp$ .

Sämtliche im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Verzweigungsverhältnisse werden deutlich durch die systematischen Unsicherheiten dominiert, die statistischen Unsicherheiten sind gegenüber den systematischen Unsicherheiten aufgrund der hohen Anzahl an rekonstruierten Ereignissen vernachlässigbar.

Die hier vorgestellte Analyse des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  ist die erste Analyse dieses Zerfallskanals mit einer solch hohen Ereigniszahl sowie mit einem K-Matrix-Ansatz zur Beschreibung der beteiligten skalaren  $f_0$ -Resonanzen unterhalb von  $1,9\text{ GeV}/c^2$ . Darüber hinaus bilden die Ergebnisse dieser Partialwellenanalyse eine Grundlage für zukünftige, geplante gekoppelte Analysen, welche in Kombination mit Kanälen, wie beispielsweise  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^0\pi^0$ ,  $J/\psi \rightarrow \omega K^+K^-$  oder  $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ , weitere Aufschlüsse über das Spektrum leichter Mesonen bringen werden.

## Teil II

# Entwicklungen für das Kühlsystem und die thermische Isolierung des PANDA-EMC



# Kapitel 8

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

Die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Entwicklungen von Komponenten fanden im Rahmen der Entstehung des  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments statt.  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$  steht hierbei für Antiproton Annihilation at Darmstadt und ist ein Teilchendetektor an der zukünftigen FAIR-Anlage (Facility for Antiproton and Ion Research) am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. Es ist ein Fixed-Target-Experiment, an dem Antiproton-Proton-Annihilationen bei einem Antiprotonimpuls von 1,5 - 15 GeV/c untersucht werden. Zunächst wird ein Überblick über das Physikprogramm des  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments mit den erreichbaren Hadronenmassen gegeben. Des Weiteren werden hier die Schwerpunkte des Physikprogramms aufgeführt und kurz erläutert. Die nachfolgenden Kapitel werden sich mit dem Design und der Infrastruktur des  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments befassen. Zuerst erfolgt ein Überblick über die Beschleunigeranlage FAIR sowie den Antiprotonenspeicherring HESR, anschließend folgt in Kapitel 8.4 eine Übersicht über den Aufbau und die Funktionsweise des Detektors sowie dessen Subdetektoren. Aufgrund der in dieser Arbeit beschriebenen Entwicklungen für die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters (EMC), wird das EMC in Kapitel 8.5 ausführlich dargestellt. Die Konzipierung von Teilen des Kühlsystems der Vorwärtsendkappe wird in Kapitel 9 beschrieben und die Entwicklung einer thermischen Isolierung aus Vakuumisolationspaneelen für die Vorwärtsendkappe folgt in Kapitel 10.

### 8.1 Physikprogramm

Das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment dient der Untersuchung von Prozessen, welche der starken, der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen. Hierzu werden beschleunigte Antiprotonen mit einem ruhenden Protonentarget zur Kollision gebracht. Kollisionen von Antiprotonen mit Protonen ( $\bar{\text{p}}\text{p}$ ) haben hierbei den Vorteil, dass es bei der Erzeugung von Resonanzen, im Gegensatz zu anderen Produktionsmechanismen, keine Einschränkungen der Quantenzahlen gibt. Somit kann mit dem  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment ein breites Spektrum von Resonanzen untersucht werden. Der Massenbereich der im  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment erzeugbaren Resonanzen in Abhängigkeit der möglichen Antiprotonimpulse ist in Abbildung 8.1 gezeigt. Die Schwerpunkte des Physikprogramms liegen insbesondere auf der Charmonium-Spektroskopie, der Suche nach bzw. der Untersuchung von exotischer Materie und Gluebällen sowie der Suche nach dem Ursprung der Hadronenmassen. Weiter werden Hyperkerne und elektromagnetische Prozesse untersucht. Die einzelnen Schwerpunkte werden im Verlauf dieses Kapitels näher erläutert.

**Charmoniumspektroskopie** Die Untersuchung von Charmonium-Resonanzen beziehungsweise  $c\bar{c}$ -Mesonen ist zentraler Bestandteil des  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Physikprogramms. Zum einen sollen bereits bekannte Resonanzen mit größerer Genauigkeit vermessen werden, zum anderen

soll ein Scan über den gesamten erreichbaren Massenbereich durchgeführt werden, um vorhergesagte Zustände zu bestätigen oder neue Zustände zu finden. Die Berechnung von Charmoniumzuständen unterhalb der  $D\bar{D}$ -Schwelle, hier können Charmonia nicht in zwei D-Mesonen zerfallen, stimmen gut mit experimentellen Beobachtungen überein. Oberhalb dieser Schwelle gibt es zwischen den theoretischen Modellen und den experimentellen Beobachtungen noch starke Unterschiede. Ein Scan soll zum Verständnis der großen Unterschiede beitragen. [30][31]

**Exotische Materie** Neben der Untersuchung von  $c\bar{c}$ -Mesonen liegt ein Augenmerk auf dem Fund und der Vermessung von Resonanzen mit gluonischen Anteilen bzw. von Gluonenbällen. Auch der Fund von sogenannten Tetraquarks, Pentaquarks oder mesonischen Molekülen steht im Fokus des  $\bar{P}$ ANDA-Physikprogramms. Die im  $\bar{P}$ ANDA-Experiment erzeugten  $\bar{p}p$ -Annihilationen sind gluonenreiche Prozesse, somit eignen sie sich gut zur Suche nach Zuständen mit gluonischen Freiheitsgraden. [30][31]

**Hadronen** Hadronen besitzen eine invariante Masse und sind aus Quarks aufgebaut. Die Addition der Einzelmassen der Quarks ergibt nicht die Masse des Hadrons, welches sie bilden. Zum Beispiel machen bei einem Proton die Massen der Quarks lediglich etwa 1% der Gesamtmasse aus. Die restliche Masse könnte über vorhandene Seequarks und Gluonen entstehen. Seequarks sind die Quarks von virtuellen  $q\bar{q}$ -Paaren, welche aus dem Vakuum entstehen und direkt wieder vernichtet werden, ähnlich zu  $e^+e^-$ -Annihilationen. Dieser Prozess wird auch Vakuumfluktuation genannt. Eine Vermessung von gluonenreichen Prozessen bei  $\bar{P}$ ANDA soll hier weitere Erkenntnisse bringen. [30][31]

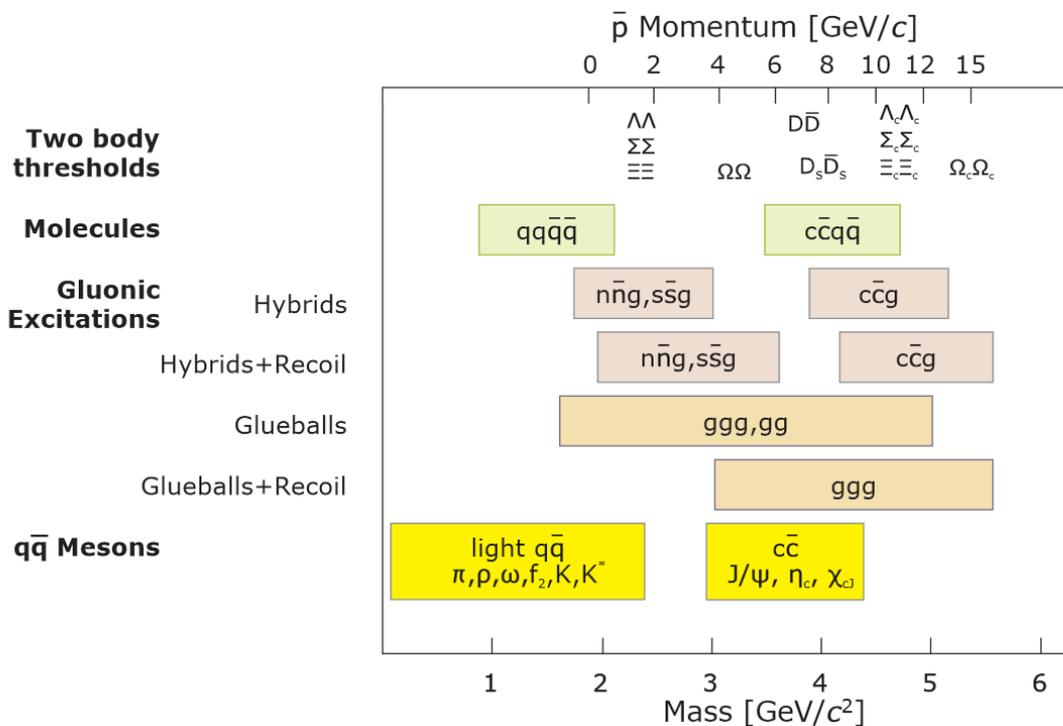


Abbildung 8.1: Bereich der erzeugbaren Hadronenmassen des  $\bar{P}$ ANDA-Experiments [31]

**Hyperkerne** Hyperkerne sind Atomkerne, welche nicht nur aus Protonen und Neutronen aufgebaut sind, sondern auch mindestens ein Hyperon enthalten. Hyperonen sind Baryonen mit mindestens einem Strange-Quark, aber ohne schwere Top- und Bottom-Quarks. Baryonen mit nur einem Strange-Quark sind das  $\Lambda$  (Isospin = 0) und das  $\Sigma$  (Isospin = 1). Besitzt ein Baryonen zwei Strange-Quarks, so handelt es sich um ein  $\Xi$ . Besteht das Baryon vollständig aus Strange-Quarks, so handelt es sich um ein  $\Omega$ . Hyperkerne besitzen somit immer einen Strangeness-Anteil, sind bisher jedoch noch nicht ausreichend untersucht. Durch den Antiprotonenstrahl wird eine effiziente Erzeugung von Hyperkernen ermöglicht, so dass diese Zustände genauer untersucht werden können. [30][31][4]

**Elektromagnetische Prozesse** Um Erkenntnisse über elektromagnetische Prozesse gewinnen zu können, wird die Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$  untersucht. Hierbei können Rückschlüsse auf den elektromagnetischen Formfaktor und somit die Ladungsverteilung des Protons gezogen werden. [30][31]

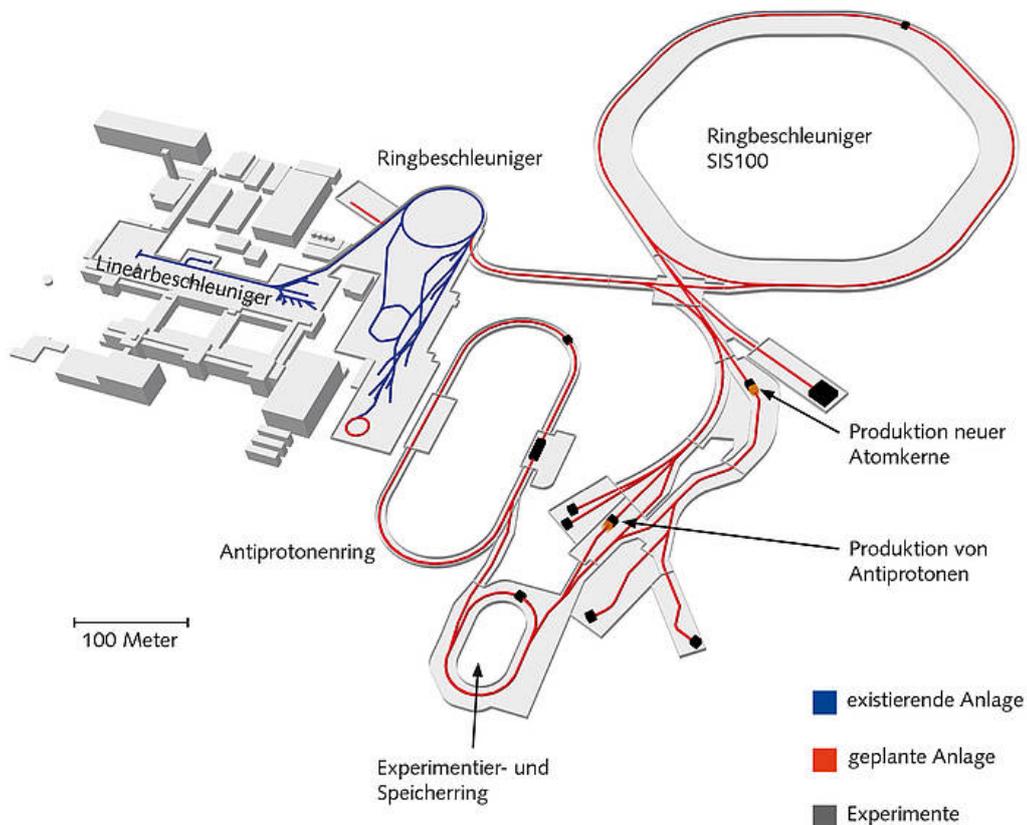
## 8.2 Beschleunigeranlage FAIR

Die Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt ist Heimat von unterschiedlichen Experimenten, unter anderem dem  $\bar{P}$ ANDA-Experiment. Ein Großteil der Anlage befindet sich derzeit im Bau, siehe Abbildung 8.2. Hauptgeldgeber sind Deutschland und das Land Hessen mit einem Anteil von etwa 70 %, die restlichen 30 % werden von den Partnerstaaten Finnland, Frankreich, Indien, Polen, Rumänien, Russland, Slowenien, Schweden und dem Vereinigten Königreich getragen. Bis etwa 2021 sollen 80 % der geplanten Experimente in Betrieb gehen und ab 2025 sollen alle Experimente mit der Datennahme begonnen haben. Die Kosten für die gesamte Anlage belaufen sich auf über eine Milliarde Euro. Erwartet werden etwa 3000 Wissenschaftler aus mehr als 50 Ländern, welche an den zukünftigen Experimenten arbeiten werden.

Zur Erzeugung der für das  $\bar{P}$ ANDA-Experiment benötigten Antiprotonen werden zunächst Protonen im Linearbeschleuniger beschleunigt und in den Ringbeschleuniger SIS18 der bereits bestehenden Anlage eingespeist. Anschließend gelangen die Protonen in den SIS100, den größten Ringbeschleuniger der Anlage mit einem Umfang von knapp 1100 m. Hier werden die Protonen auf eine Energie von 30 GeV beschleunigt. Eine Besonderheit des SIS100 ist die Beschleunigung von unterschiedlichen Ionen. Für andere Experimente können hier U-Ionen beschleunigt werden. Die Protonen aus dem SIS100 können nun zum einen zu Experimenten mit Protonen geleitet werden und zum anderen in Richtung des Targets zur Erzeugung von Antiprotonen geleitet werden. Zur Erzeugung von Antiprotonen gemäß der Reaktionsgleichung

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p} \quad (8.1)$$

kollidieren die beschleunigten Protonen mit den Protonen eines Metall-Targets. Hierbei entstehen bei genügend hoher Energie neben weiteren Protonen auch Antiprotonen. Über Magnetfelder werden die Antiprotonen von den restlichen Teilchen separiert und in den Speicherring CR geleitet. Anschließend gelangen die gesammelten Antiprotonen in den Recuperated Energy Storage Ring RESR, dort werden sie gekühlt. Von dort aus gelangen die Antiprotonen in den High Energy Storage Ring HESR, welcher sie auf ihre endgültigen Impulse von maximal 15 GeV/c beschleunigt. Weitere Informationen zum HESR erfolgen in Kapitel 8.3. [32]



**Abbildung 8.2:** Zukünftige Beschleunigeranlage FAIR an der GSI. Bereits vorhandene Teile sind blau markiert, die im Bau befindlichen Teile rot. [33]

### 8.3 Antiprotonenspeicherring HESR

Der High Energy Storage Ring HESR dient der Speicherung und Beschleunigung von Antiprotonen und ist zudem Standort des  $\bar{P}$ ANDA-Experiments. Der HESR besitzt einen Umfang von 574 m mit zwei 132 m langen Geraden, an einer dieser Geraden wird das  $\bar{P}$ ANDA-Experiment stehen. Eine schematische Darstellung des Speicherrings findet sich in Abbildung 8.3. Die in den vorherigen Speicherringen CR und RESR vorgekühlten Antiprotonen werden nun innerhalb des HESR auf die gewünschten Impulse beschleunigt oder abgebremst, der Impulsbereich beträgt 1,5 - 15 GeV/c. Der HESR besitzt zudem zwei Kühler für den Antiprotonenstrahl, eine stochastische Kühlung und eine Elektronenkühlung, welche zur Verbesserung der Impulsschärfe des Antiprotonenstrahls benötigt werden. Hierbei wird die Elektronenkühlung bei Strahlimpulsen von bis zu 9 GeV/c eingesetzt, die stochastische Kühlung erfolgt bei Strahlimpulsen ab etwa 4 GeV/c. Bei der stochastischen Kühlung werden mittels Sensoren die Positionen der Antiprotonen innerhalb des Teilchenstrahls registriert und mittels Kicker werden die Teilchen anschließend in die Mitte des Strahlvolumens befördert. Die Kühlung mittels Elektronenkühler erfolgt über das Einleiten eines Elektronenstrahls in den Antiprotonenstrahl, danach stoßen die Antiprotonen mit den Elektronen, es kommt zur Impulsabgabe an die Elektronen und der Strahl wird somit gekühlt. Anschließend wird der Elektronenstrahl wieder aus dem Antiprotonenstrahl entfernt. Der HESR kann in zwei Betriebsmodi betrieben werden. [34]

**High Luminosity Mode (HL)** Im High Luminosity Mode kann die höchste mit dem HESR erreichbare Luminosität von  $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  genutzt werden. Dies geht einher mit einer erreichbaren Impulsunschärfe für den Teilchenstrahl von  $\delta p/p = 10^{-4}$  über den vollständigen Strahlimpulsbereich von 1,5 - 15 GeV/c.

**High Resolution Mode (HR)** Im HR-Modus ist eine bessere Auflösung, also eine geringere Impulsunschärfe möglich. Die hierbei erreichbare Impulsunschärfe beträgt  $\delta p/p = 10^{-5}$ , dies geht jedoch einher mit einer geringeren Luminosität von  $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Zudem kann im HR-Modus nicht der vollständige Impulsbereich genutzt werden, er ist nur bis zu einem Impuls von 8,9 GeV/c nutzbar.

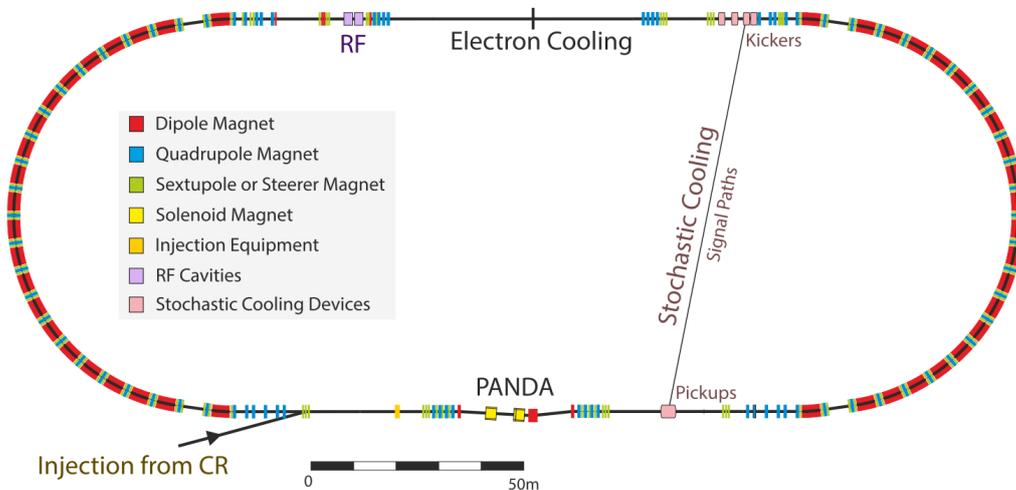
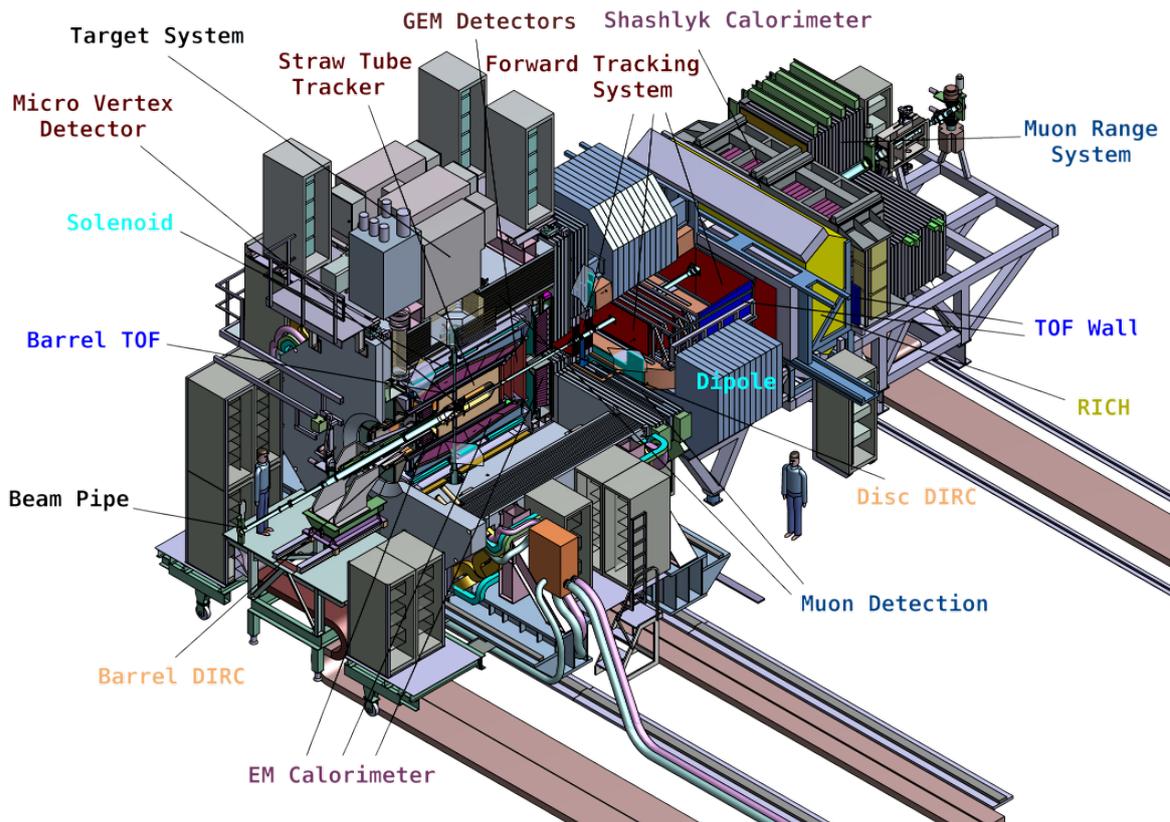


Abbildung 8.3: Schematische Darstellung des HESR [35]

## 8.4 Aufbau des $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments

Das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment ist ein Fixed-Target-Experiment, die beschleunigten Antiprotonen treffen auf ein ruhendes Protonen-Target und annihilieren dort. Ein Großteil der bei der Annihilation entstandenen Sekundärteilchen bewegen sich aufgrund des Lorentz-Boosts in Strahlrichtung. Daher ist es zweckmäßig den  $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor asymmetrisch aufzubauen und aufzuteilen in ein Targetspektrometer und ein Vorwärtsspektrometer, wobei das Targetspektrometer den Annihilations- beziehungsweise Interaktionspunkt umschließt und das Vorwärtsspektrometer zur Detektion von Sekundärteilchen mit kleinem Winkel zur Strahlachse in Vorwärtsrichtung direkt an das Targetspektrometer anschließt. Eine schematische Zeichnung des  $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors mit der Beschriftung der wichtigsten Subdetektoren ist in Abbildung 8.4 gezeigt. Aufgrund dieses gewählten Aufbaus ist eine Raumwinkelabdeckung von nahezu  $4\pi$  möglich. Die Gesamtlänge des Detektors beträgt etwa 13m. Beide Spektrometer decken die Aufgabenbereiche der Spurrekonstruktion, der Teilchenidentifikation und der Energiemessung ab. Die Subdetektoren der beiden Spektrometer werden in den folgenden Unterkapiteln 8.4.1 und 8.4.2 näher erläutert.



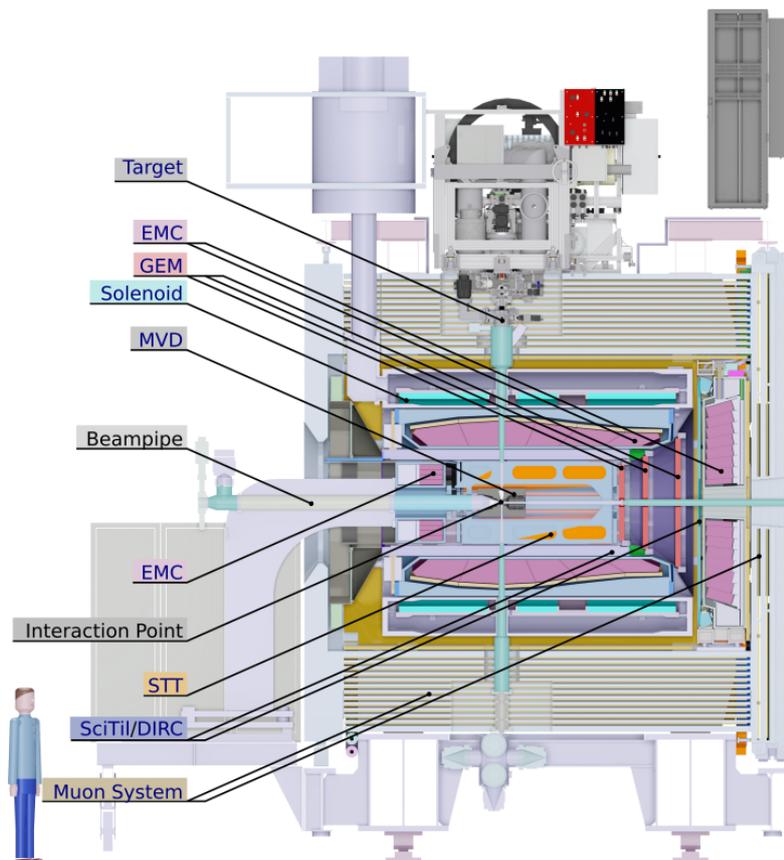
**Abbildung 8.4:** Schematische Zeichnung des  $\bar{P}$ ANDA-Detektors mit Beschriftung der wichtigsten Subdetektoren. Der Teilchenstrahl verläuft von links unten nach rechts oben. [36]

### 8.4.1 Targetspektrometer

Das Targetspektrometer ist fassförmig aufgebaut und umschließt den Interaktionspunkt der Antiproton-Proton-Annihilation, eine schematische Zeichnung ist in Abbildung 8.5 dargestellt. Zudem ist im Targetspektrometer das System zur Bereitstellung der Protonentargets untergebracht.

**Target-System** Das Target-System dient zur Bereitstellung von Protonen, in diesem Fall werden  $H_2$ -Moleküle genutzt. Die erreichbare Luminosität des Detektors steht im direkten Zusammenhang mit der Targetflächendichte des Target-Systems. Um die Luminosität von  $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  im HL Modus bei einer im HESR gespeicherten Anzahl von  $10^{11}$  Antiprotonen erreichen zu können, muss die Targetflächendichte des Target-Systems mindestens  $4 \cdot 10^{15}$  Protonen pro  $\text{cm}^2$  betragen. Für den  $\bar{P}$ ANDA-Detektor werden zwei unterschiedliche Targetsysteme entwickelt, das Cluster-Jet-Target und das Pellet-Target. Bei beiden Systemen wird kaltes Wasserstoffgas durch eine Düse gepresst um die Targets zu bilden, welche dann von oberhalb des Detektors zum darunterliegenden Interaktionspunkt geleitet werden. Zudem besitzen beide Systeme unterhalb des  $\bar{P}$ ANDA-Detektors eine Auffangmöglichkeit für die  $H_2$ -Moleküle, welche am Interaktionspunkt nicht mit Antiprotonen annihiliert sind. Zu Beginn der Datennahme des  $\bar{P}$ ANDA-Experiments wird das Cluster-Jet-Target-System verwendet werden, das Pellet-Target-System wird als mögliche Erweiterung vorgesehen. Das Cluster-Jet-Target-System bildet durch Kon-

densation an der Düse Cluster beziehungsweise Gruppierungen von etwa  $10^3$ - $10^6$  Wasserstoffatomen, je nach Temperatur und Druck. Dies führt zu einer homogenen Dichteverteilung innerhalb der Cluster und somit zu einer weitgehend konstanten Luminosität. Das Pellet-Target-System benutzt eine oszillierende Düse mit hoher Frequenz sowie einem Unterdruck direkt an der Düse, hierdurch bilden sich gefrorene Wasserstoff-Pellets mit Durchmessern von (24 - 40)  $\mu\text{m}$ . Dies führt zu einer höheren Luminosität gegenüber dem Cluster-Jet-Target-System, der so erzeugte Pelletstrom ist jedoch nicht konstant und führt dadurch zu einer starken Variation der Luminosität. [37]



**Abbildung 8.5:** Targetspektrometer des  $\bar{P}$ ANDA-Detektors mit Beschriftung der wichtigsten Subdetektoren. Der Teilchenstrahl verläuft von links nach rechts. [35]

**Micro-Vertex-Detektor (MVD)** Der Micro-Vertex-Detektor ist der innerste Subdetektor und umgibt den Interaktionspunkt, seine Aufgabe ist die Rekonstruktion der Primär- und Sekundärvertices sowie die Spurrekonstruktion nach der Annihilation. Er ist aus mehreren Lagen von Streifen- und Pixeldetektoren aus Silizium aufgebaut, welche sowohl rotationssymmetrisch um den Interaktionspunkt angeordnet sind, als auch in Form von runden Scheiben senkrecht zur Strahlrichtung angebracht sind. Der innere Radius beträgt etwa 2,5 cm und der äußere 13 cm. Der Aufbau ist so ausgelegt, dass mindestens vier Treffer pro Flugbahn je Teilchen gemessen werden und eine Vertexauflösung von etwa 100  $\mu\text{m}$  sowie eine vollständige Raumwinkelabdeckung erreicht wird. [37]

**Straw-Tube-Tracker (STT)** An den MVD anschließend befindet sich der Straw-Tube-Tracker, welcher ebenfalls radialsymmetrisch den Interaktionspunkt umschließt. Der Straw-Tube-Tracker dient, wie der MVD, der Spurrekonstruktion. Eine weitere Aufgabe des STT ist die Messung des Energieverlustes ( $dE/dx$ ) der den Detektor passierenden Teilchen. Der STT ist ein Gasdetektor und besteht aus über 4600 Mylar-Röhrchen, den sogenannten Straws, in 27 Lagen, wobei sich diese 27 Lagen aus 19 axialen Lagen (parallel zur Strahlrichtung) und 8 verdrehten Lagen ( $\pm 3^\circ$ ) zusammensetzen. Die Straws haben eine Länge von jeweils 150 cm und besitzen einen Abstand zum Interaktionspunkt von 15 cm bis etwa 42 cm, sie werden zudem bei Überdruck betrieben, welcher das ganze System selbsttragend macht. Hierdurch besitzt jedes Mylar-Röhrchen einen Durchmesser von 10 mm, wobei die Dicke der Mylar-Folie bei  $27 \mu\text{m}$  liegt. Der innenliegende Anodendraht besteht aus Gold. Die Auflösung des Straw-Tube-Trackers liegt bei etwa 3 mm in Strahlrichtung und etwa  $150 \mu\text{m}$  senkrecht zur Strahlachse. [38]

**Gas-Electron-Multiplier (GEM)** In einem Winkel von kleiner  $22^\circ$  ist der STT aufgrund seiner zylindrischen Bauform nicht in der Lage genügend Information über die Teilchenspuren zu liefern. Hierzu werden in Vorwärtsrichtung drei flache Gas-Electron-Multiplier in den Abständen von rund 1,1 m, 1,4 m und 1,9 m zum Target befestigt. Die Ortsauflösung liegt bei etwa  $100 \mu\text{m}$  und die Zeitauflösung bei 100 ps. Zudem besitzt der Detektor eine hohe Strahlenhärte, da hier ein Teilchenfluss aufgrund des Lorentz-Boosts von  $3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erwartet wird. [37]

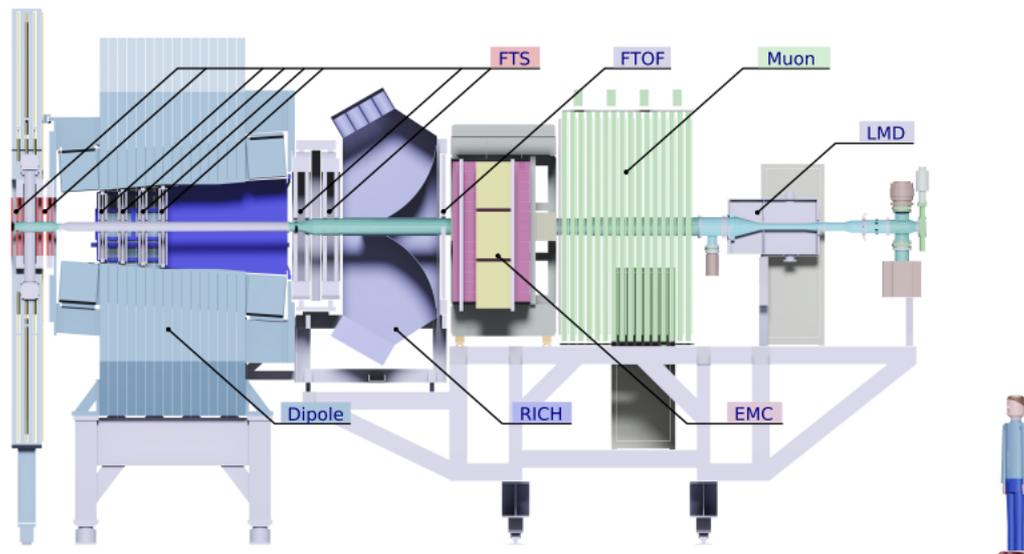
**Cherenkov-Detektor (DIRC) und Time-of-Flight-System (TOF)** Der DIRC-Detektor und das angeschlossene Time-of-Flight-System dienen der Identifikation der erzeugten Sekundärteilchen und zur Trennung von Pionen und Kaonen. Der DIRC-Detektor (Detection of Internally Reflected Cherenkov Light) besteht aus einem Fassbereich und einer Scheibe in Strahlrichtung, welche sich direkt vor der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters befinden wird. Die Bauteile, welche von den zu detektierenden Teilchen durchflogen werden, sind aus Quarz gefertigt. Die Teilchen, welche sich innerhalb des Quarzes schneller als die Lichtgeschwindigkeit in Quarz bewegen, erzeugen kegelförmig Cherenkovlicht, welches reflektiert und in Richtung von Photomultipliern geleitet wird. Der Öffnungswinkel des Cherenkovkegels lässt Rückschlüsse auf die Teilchenmasse zu und führt so zu einer effektiven Identifikationsmethode. Das Time-of-Flight-System dient zur Vermessung der Flugzeit der langsamen Sekundärteilchen, welche in den DIRC-Detektoren kein Cherenkovlicht aussenden. Die Zeitauflösung beträgt 100 ps. Hierfür werden fast 5760 Kacheln aus Plastiksintillatoren ( $28,5 \times 28,5 \text{ cm}^2$ ) mit außen angebrachten Photomultipliern genutzt. Die Bestimmung der Teilchenmassen führt, zusammen mit den Spur- beziehungsweise Impulsinformationen der Tracking-Detektoren (MVD und STT), zu einer Identifikation der Teilchen und ihren Flugbahnen. [37]

**Elektromagnetisches Kalorimeter (EMC)** Der letzte und somit äußerste Detektor innerhalb des Solenoid-Magneten ist das elektromagnetische Kalorimeter, welches der Messung der Energien von Elektronen, Positronen und Photonen dient. Das EMC ist aufgeteilt in einen Fassteil und zwei Endkappen. Zur Messung der Energien werden Szintillationskristalle aus Bleiwolframat genutzt. Aufgrund der Wichtigkeit des elektromagnetischen Kalorimeters für die vorliegende Arbeit wird dieses in einem eigenen Kapitel 8.5 ausführlich erläutert.

**Myon-Detektor** Außerhalb des Solenoid-Magneten befinden sich die Detektoren zur Detektion von Myonen, welche aufgrund ihrer geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Materie auch außerhalb der restlichen Detektoren nachweisbar sind. Die 13 sensitiven Schichten des Myon-Detektors sitzen im Eisenjoch des Magneten und sind parallel zur Strahlrichtung angebracht. Die Schichten bestehen aus Mini-Drift-Tubes und besitzen jeweils eine Dicke von 3 cm. Zwischen den Schichten sitzen jeweils 3 cm dicke Absorberschichten aus Eisen, so wird eine abwechselnde Schichtung aus sensitiven Schichten und Absorbieren erreicht. In Vorwärtsrichtung wird ebenfalls eine abwechselnde Schichtung genutzt, jedoch wird hier die Dicke der Absorberschichten auf 6 cm erhöht, da die Teilchenimpulse in Strahlrichtung höher sind. [37]

### 8.4.2 Vorwärtsspektrometer

Das Vorwärtsspektrometer dient der Vermessung von Teilchen, welche parallel zur Strahlrichtung in Winkeln von kleiner  $\pm 10^\circ$  (horizontal) und  $\pm 5^\circ$  (vertikal) durch den Detektor fliegen. Das Vorwärtsspektrometer ist in Abbildung 8.6 dargestellt.



**Abbildung 8.6:** Vorwärtsspektrometer des  $\bar{P}$ ANDA-Detektors mit Beschriftung der wichtigsten Subdetektoren. Der Teilchenstrahl verläuft von links nach rechts. [35]

**Vorwärts-Tracker (FTS)** Die Spurrekonstruktion innerhalb des Vorwärtsspektrometers übernehmen mehrere Lagen von Driftröhrchen, analog zum STT des Targetspektrometers, welche senkrecht zum Strahl im Dipolmagneten des Vorwärtsspektrometers platziert sind. Die Detektion von Teilchenspuren erfolgt über ein gasgefülltes Volumen, welches mit Drähten auf Hochspannung bestückt ist. Durchfliegende Teilchen führen zur Ionisation des Gases und zu einem messbaren Signal an den Anodendrähten. [37]

**Cherenkov-Detektor (RICH) und Time-of-Flight-System (FTOF)** Vergleichbar zum Targetspektrometer werden im Vorwärtsspektrometer ebenfalls ein Cherenkov-Detektor und ein TOF-System zur Teilchenidentifikation verwendet. Im Gegensatz zum DIRC-Detektor im Targetspektrometer wird hier ein Ring-Imaging-Cherenkov-Counter (RICH)

mit Aerogel und Decafluorobutan ( $C_4F_{10}$ ) als aktivem Medium zur Erzeugung des Cherenkovlichts genutzt. [37]

**Elektromagnetisches Vorwärtskalorimeter** Zur Vermessung der Energie von Elektronen, Positronen und Photonen wird hier ein sogenanntes Shashlyk- beziehungsweise Sampling-Kalorimeter genutzt. Hierbei sind abwechselnd Absorberschichten aus Blei und Szintillatorschichten angebracht, wobei das Licht über faserförmige lichtleitende Wellenlängenschieber zu außen befindlichen Photomultipliern geleitet wird. Die angestrebte Energieauflösung des Vorwärtskalorimeters liegt bei  $4\%/\sqrt{E}$ . [37]

**Myon-Detektor** Der Myon-Detektor des Vorwärtsspektrometers befindet sich zwischen dem elektromagnetischen Kalorimeter und dem am weitesten entfernten Detektor des Experiments, dem Luminositätsmonitor. Die Entfernung vom Myon-Detektor zum Interaktionspunkt liegt bei 9 m, der Aufbau besteht ebenfalls aus Absorberschichten und Driftröhren. [37]

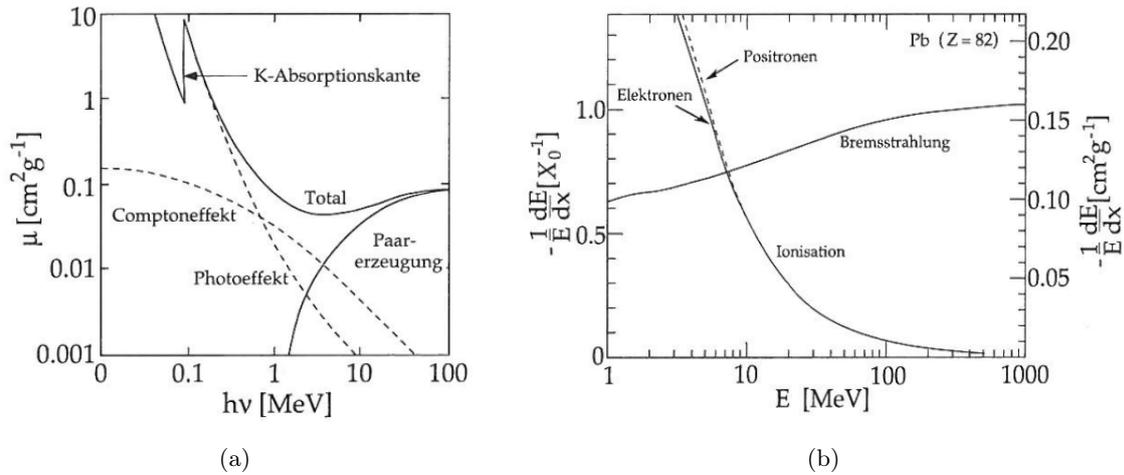
**Luminositätsmonitor (LMD)** Der Luminositätsmonitor als am weitesten entfernt liegender Detektor dient zur Vermessung der Streuwinkel der elastisch an den Protonen des Wasserstofftargets gestreuten Antiprotonen im Bereich von (3 - 8) mrad, um damit die momentane Luminosität zu bestimmen. Die Messung erfolgt über Silizium-Pixel-Detektoren. [37]

## 8.5 Elektromagnetisches Kalorimeter

Neben der Vermessung der Teilchenspuren und der Identifikation der bei der Antiproton-Proton-Annihilation entstandenen Teilchen, müssen auch die Energien der Teilchen genau gemessen werden. Für Elektronen, Positronen und Photonen übernimmt diese Aufgabe das elektromagnetische Kalorimeter. Im Falle des  $\bar{P}$ ANDA-Experiments handelt es sich bei dem EMC des Targetspektrometers um ein homogenes Kalorimeter in dem Absorber- und Szintillationsmaterial identisch sind. Zur Energiebestimmung werden die zu vermessenden Teilchen vollständig in einem Szintillatormaterial mit hoher Dichte gestoppt, das durch die Energieübertragung erzeugte Szintillationslicht wird anschließend in ein messbares Signal umgewandelt, welches proportional zur Energie der einfliegenden Teilchen ist. Zudem ermöglicht die gewählte Frontflächengröße der Szintillationskristalle eine Ortsbestimmung der Teilchen. Im Falle von Photonen ist diese Ortsbestimmung die einzige Ortsbestimmung neben der Vertexbestimmung innerhalb des  $\bar{P}$ ANDA-Detektors. Somit ist eine Rekonstruktion von Teilchenflugbahnen von Photonen möglich. Das EMC des Targetspektrometers ist aus drei großen Subdetektoren aufgebaut, einem Fassteil und zwei Endkappen, siehe Kapitel 8.5.3.

### 8.5.1 Szintillationsprozess in anorganischen Szintillatoren

Anorganische Szintillatoren sind Materialien, in denen durchfliegende Teilchen die Elektronen des Materials in höhere Energiezustände anregen können. Nach einer gewissen Zeit regt sich das Material unter Erzeugung von Photonen und Phononen wieder ab. Die durch die Stoßprozesse im Szintillator deponierte Energie ist proportional zur messbaren Lichtmenge. Die Art der Wechselwirkung zwischen einem Teilchen und dem Szintillatormaterial hängt von der Art des Teilchens und dessen Energie ab. In Abbildung 8.7(a) ist der Absorptionskoeffizient  $\mu$  von Photonen in Blei in Abhängigkeit der Photonenenergie dargestellt, der relative Energieverlust von Elektronen und Positronen ist in Abbildung 8.7(b) gezeigt. Treten Elektronen und



**Abbildung 8.7:** Absorptionskoeffizient  $\mu$  von Photonen in Blei in Abhängigkeit der Photonenenergie (a) und relativer Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei (b) [39]

Positronen mit einer Energie größer 10 MeV in das Szintillatormaterial ein, so erzeugen sie zunächst Bremsstrahlung mit einem kontinuierlichen Energiespektrum. Unterhalb der Energie von 10 MeV dominiert der Ionisationsprozess. Sowohl für in den Szintillator einfallende Teilchen als auch für Bremsstrahlungsphotonen existieren drei Effekte, welche die Energieabgabe beschreiben [39]:

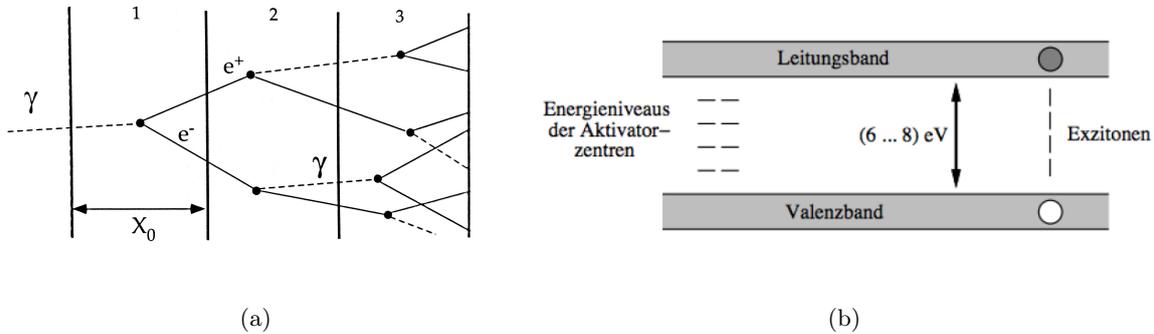
**Photoeffekt** Der Photoeffekt beschreibt den Effekt der vollständigen Abgabe der Photonenenergie an ein Hüllenelektron des Szintillatormaterials, hierbei wird das Hüllenelektron aus dem Atom herausgeschlagen. Dieser Effekt dominiert für niederenergetische Photonen mit Energien bis zu etwa 1 MeV.

**Compton-Effekt** Der Compton-Effekt beschreibt die inelastische Streuung von Photonen an den Elektronen des Szintillatormaterials, hierbei verliert das Photon nur einen Teil seiner Energie und kann danach an weiteren Elektronen streuen. Dieser Effekt ist dominant für den Energiebereich zwischen 1 MeV und 5 MeV.

**Paarbildungseffekt** Der Paarbildungseffekt beschreibt die Bildung eines Elektron-Positron-Paares bei genügend hoher Photonenenergie. Die Schwellenenergie dieses Effekts liegt bei 1,022 MeV, dies entspricht der Addition der Ruheenergien von Elektron und Positron, also der zweifachen Ruheenergie eines Elektrons von 511 keV. Anschließend können die beiden erzeugten Teilchen im Szintillatormaterial Bremsstrahlung erzeugen. Der Paarbildungseffekt ist dominierend für Photonenenergien größer 10 MeV und ist der am häufigsten auftretende Effekt innerhalb des Szintillatormaterials. Der Effekt tritt solange auf bis die Photonenenergien unterhalb der Schwellenenergie liegen.

Da für das elektromagnetische Kalorimeter hauptsächlich Teilchenenergien größer 10 MeV erwartet werden, führen der Paarbildungseffekt und der Bremsstrahlungseffekt gemeinsam zur Bildung von Schauern innerhalb des Szintillatormaterials. Einfallende Photonen oder Bremsstrahlungsphotonen führen zu Elektron-Positron-Paaren, welche wiederum Bremsstrahlungsphotonen erzeugen. Diese Bremsstrahlungsphotonen können ihrerseits wieder Elektronen und

Positronen durch den Paarbildungseffekt erzeugen und somit einen Schauer bilden, siehe Abbildung 8.8(a). Der Szintillationsschauer endet dann, wenn die Photonenenergien unterhalb der Paarbildungsschwelle liegen. Danach regen die Photonen das Szintillatormaterial über den bereits beschriebenen Photo- und Compton-Effekt an.



**Abbildung 8.8:** Elektromagnetischer Schauer im Szintillatormaterial (a) und Bandstruktur eines dotierten anorganischen Szintillators (b) [39][40]

Das angeregte Szintillatormaterial sendet nun Licht im ultravioletten oder sichtbaren Energiespektrum aus, entsprechend der Bandlücke des Szintillators. Dies lässt sich im Falle von anorganischen Szintillatoren über die Bandstruktur und den Aufbau des Szintillatorkristalls erklären. Meist ist die Bandlücke so gewählt, dass Licht im sichtbaren Bereich ausgesendet wird. Der Aufbau der Bandstruktur eines Kristalls ist in Abbildung 8.8(b) gezeigt. In Szintillatoren ist im Regelfall das Valenzband mit Elektronen voll besetzt. Treffen nun Teilchen auf den Kristall, so wird bei ausreichender Energie ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt. Die benötigte Energie hängt von der Größe der Bandlücke ab. Wenn ein Elektron nun in das Leitungsband angeregt wird, entsteht im Valenzband ein Loch. Ein Elektron-Loch-Paar, auch Exziton genannt, entsteht und bewegt sich solange durch den Kristall bis es wieder rekombiniert. Meistens rekombiniert ein Exziton durch die Kollision mit einem Phonon des Kristallgitters. Als Phononen werden Anregungen der Gitterschwingungen eines Festkörpers bezeichnet. Es gibt jedoch auch eine geringe Wahrscheinlichkeit, dass ein Exziton unter Abstrahlung eines Photons im sichtbaren Energiebereich rekombiniert. Diese Wahrscheinlichkeit kann durch Dotierung des Szintillatorkristalls und dadurch erzeugte Aktivatorzentren erhöht werden, diese Aktivatorzentren befinden sich energetisch zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband. Die so erzeugten Photonen werden anschließend mit Photodetektoren detektiert, hierfür muss der Kristall für die Photonen optisch transparent sein. Die Lichtmenge der Photonen ist somit proportional zur Gesamtenergie des einfallenden Teilchens. [40]

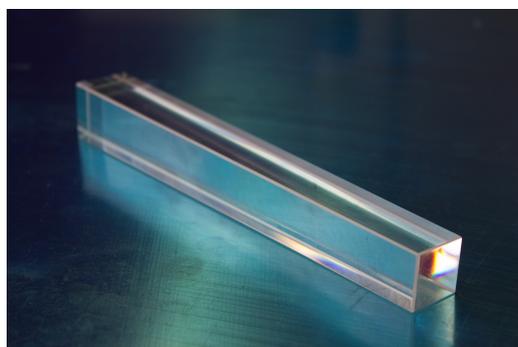
Für das  $\bar{P}$ ANDA-Experiment werden anorganische Kristalle aus Bleiwolframat (Summenformel  $\text{PbWO}_4$ , oft abgekürzt als PWO) verwendet. Bleiwolframat wird unter anderem bereits im elektromagnetischen Kalorimeter des Compact Muon Solenoid (CMS) am LHC (CERN) genutzt und hat sich dort hinsichtlich Strahlenhärte, kurzer Abklingzeit und der kurzen Strahlungslänge bewährt. Aufgrund der hohen erwarteten Einzelkristallraten (etwa  $1 \cdot 10^6$  1/s) im  $\bar{P}$ ANDA-Experiment ist eine hohe Strahlenhärte und eine kurze Abklingzeit dringend erforderlich. Die Messung der Gesamtenergie eines in den Kristall einfallenden Teilchens ist nur dann möglich, wenn das Teilchen vollständig im Kristall gestoppt wird und der Energieüber-

trag maximal ist. Dies wird aufgrund der erforderlichen Kompaktheit von Teilchendetektoren über eine kurze Strahlungslänge sichergestellt. Die Strahlungslänge  $X_0$  hängt von der Dichte und der Kernladungszahl des jeweiligen Materials ab und beschreibt die Distanz innerhalb des Kristalls nachdem die Energie eines einfallenden Elektrons auf den Faktor  $1/e$  reduziert wurde. Die geringe relative Lichtausbeute von Bleiwolframat gegenüber anderen Szintillatormaterialien wie etwa NaI ist ein Nachteil. Im Gegensatz zum Bleiwolframat des CMS-Experiments (PWO-I) konnte durch eine Änderung der Dotierung die Lichtausbeute für das Bleiwolframat des  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments (PWO-II) erhöht werden. Die physikalischen Eigenschaften von PWO-II sind in Tabelle 8.1 aufgelistet, Abbildung 8.9 zeigt einen Bleiwolframatkristall für die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiments.

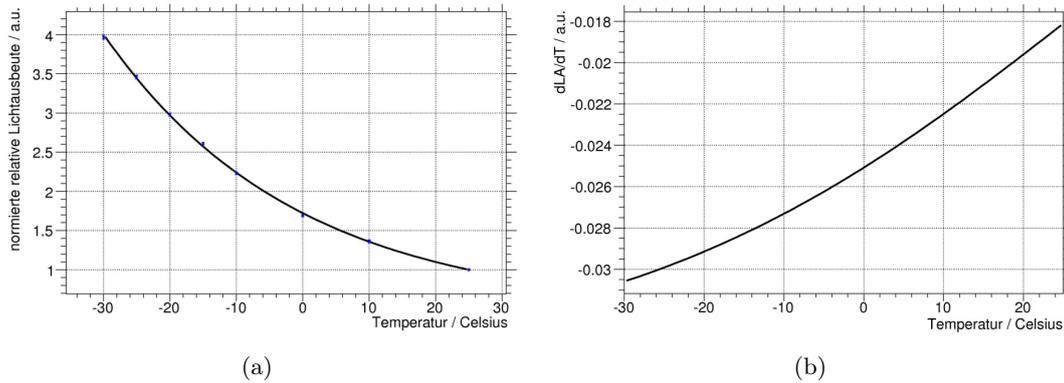
Parameter	PWO-II
Dichte $\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	8,82
Strahlungslänge $X_0$ [cm]	0,89
Molière-Radius $R_M$ [cm]	2,0
max. Photonenwellenlänge $\lambda_{max}$ [nm]	420
relative Lichtausbeute gegenüber NaI	0,6 % bei RT 2,5 % bei -25°C
dLY/dT [%/K]	-3,0

**Tabelle 8.1:** Eigenschaften von Bleiwolframatkristallen (PWO-II) für das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment [37]

Die Lichtausbeute von Bleiwolframat kann etwa um den Faktor 3,5 erhöht werden, wenn die Kristalltemperatur von +25°C auf -25°C reduziert wird, siehe Abbildung 8.10(a). Der Grund hierfür ist, dass die Phonondichte im Kristall mit der Temperatur abnimmt und dadurch die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Photons erhöht wird. Das elektromagnetische Kalorimeter des Vorwärtsspektrometers wird deshalb bei einer Temperatur von -25°C betrieben werden. Mit dem Abkühlen der Kristalle steigt jedoch die Abhängigkeit der Lichtausbeute gegenüber Temperaturschwankungen, siehe Abbildung 8.10(b). Um eine gute Energieauflösung des Detektors gewährleisten zu können, wird die Temperaturstabilität der Betriebstemperatur auf  $\pm 0,1^\circ\text{C}$  festgelegt. [41] [42]



**Abbildung 8.9:** Bleiwolframatkristall für die Vorwärtsendkappe des  $\bar{\text{PANDA}}$ -EMC [43]



**Abbildung 8.10:** Lichtausbeute der PWO-II Kristalle in Abhängigkeit der Temperatur (a) sowie Schwankung der Lichtausbeute von PWO-II in Abhängigkeit der Temperatur bei einer Temperaturschwankung von  $\Delta T = 1 K$  (b) [44]

### 8.5.2 Anforderungen an das elektromagnetische Kalorimeter

Die Anforderungen an das elektromagnetische Kalorimeter des  $\bar{P}$ ANDA-Experiments sind vielfältig. Zum einen soll eine möglichst große bzw. vollständige Raumwinkelabdeckung erreicht werden, um alle in einem Zerfall erzeugten Teilchen messen zu können. Zum anderen muss beispielsweise die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters einen zu vermessenden Energiebereich von 10 MeV bis 14,6 GeV bei einer maximal zu erwartenden Einzelkristallrate von etwa 1 MHz abdecken.

Eine Raumwinkelabdeckung von 100 % ist nicht realisierbar, da das Strahlrohr und das Target-System zu Messeinschränkungen führen. Um die Raumwinkelabdeckung zu erhöhen, werden im EMC die Szintillationskristalle auf unterschiedliche Punkte ausgerichtet, welche nicht dem Interaktionspunkt der Antiproton-Proton-Kollisionen entsprechen. Durch diese sogenannte Offpoint-Geometrie wird erreicht, dass keine Teilchen genau zwischen die Kristalle fliegen und so nicht detektiert werden können.

Das EMC ist aus drei Subdetektoren aufgebaut, einem Fassteil und zwei Endkappen. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus erfolgt in Kapitel 8.5.3. Der zu vermessende Energiebereich ist für die drei Subdetektoren unterschiedlich und unterscheidet sich in der maximalen auftretenden Teilchenenergie. Die untere Energieschwelle ist für das gesamte EMC gleich und liegt bei 10 MeV. Für den Fassteil des EMC liegt die obere Grenze bei 7,3 GeV, für die Rückwärtsendkappe bei 0,7 GeV und für die Vorwärtsendkappe aufgrund des Lorentz-Boosts bei der maximal möglichen Energie von 14,6 GeV. Monte-Carlo-Studien haben ergeben, dass für die Einhaltung der unteren Energieschwelle eine Einzelkristallschwelle von 3 MeV und ein maximales Detektorrauschen von 1 MeV eingehalten werden müssen. [42]

Die geforderte Energieauflösung beträgt nach [42]

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

mit  $a \leq 1\%$  und  $b \leq 2\%$ . Hierbei beschreibt der erste Term Inhomogenitäten im Szintillatormaterial, Kalibrationsunsicherheiten und andere systematische Effekte. Der zweite Term beschreibt statistische Effekte, wie etwa Fluktuationen in der Schauerbildung. Die hohe zu erwartende Einzelkristallrate führt zu weiteren Anforderungen an das EMC. Zum einen führt

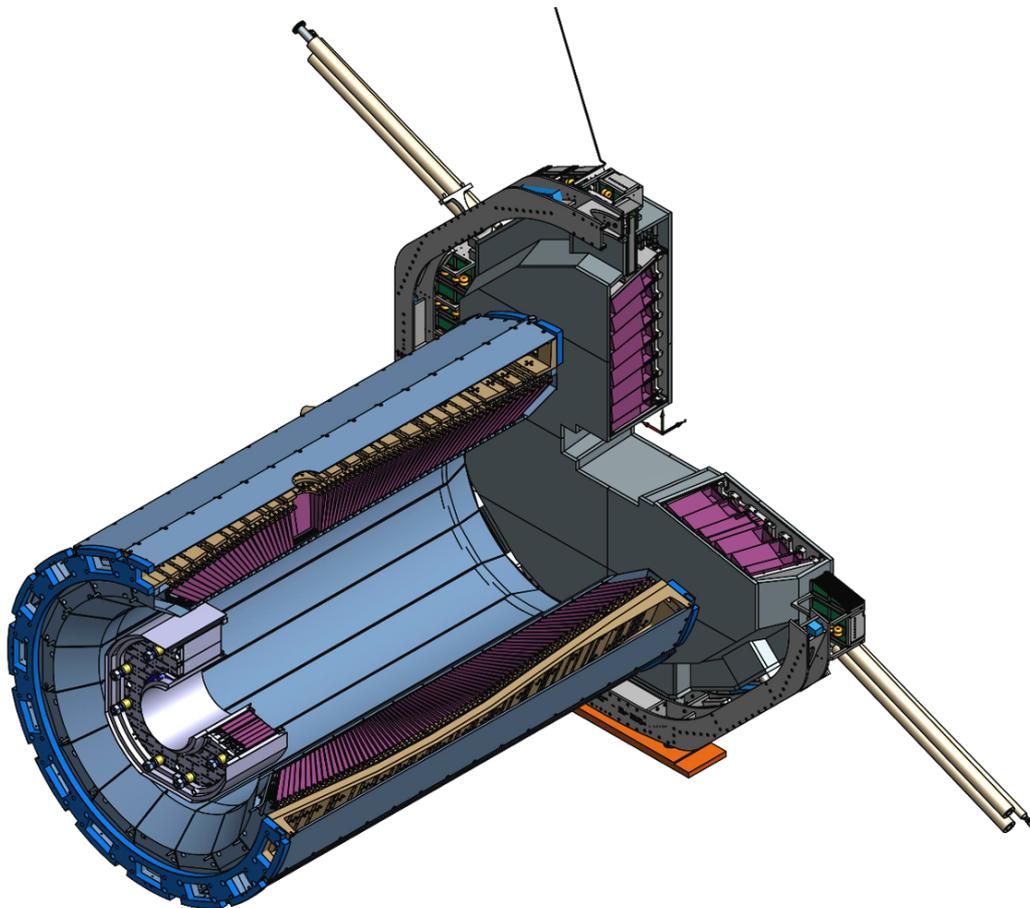
die hohe Strahlung zu einer jährlichen Dosis von bis zu 125 Gy für die Vorwärtsendkappe und die dort verbauten Kristalle, Photodetektoren und die Auslekette. Zum anderen muss die Rate so von der Auslekette verarbeitet werden, dass jedes Teilchen einzeln registriert und gemessen wird und keine Überlagerung der Einzelsignale auftreten. Wie in Kapitel 8.5.1 und 8.6.2 beschrieben, unterliegen die Szintillationskristalle und Teile der Photodetektoren einer starken Temperaturabhängigkeit. Daher ist eine weitere Anforderung an das EMC eine Betriebstemperatur von  $-25^{\circ}\text{C}$  und eine Stabilität der Betriebstemperatur von  $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$  [41].

### 8.5.3 Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters

Das EMC des Targetspektrometers ist in drei große Subdetektoren unterteilt: Der Fassbereich, die Rückwärtsendkappe und die Vorwärtsendkappe. Der Fassbereich umfasst das Strahlrohr und den Interaktionspunkt radialsymmetrisch und die beiden Endkappen sitzen senkrecht zum Strahl an den beiden Enden des Fasses. Eine grafische Darstellung des EMC befindet sich in Abbildung 8.11. Die Gesamtzahl aller im EMC verbauten Kristalle wird 15644 betragen, davon befinden sich 3856 in der Vorwärtsendkappe, 524 in der Rückwärtsendkappe und 11264 im Fassbereich. Alle Kristalle besitzen eine Länge von 200 mm, dies entspricht etwa dem 22-fachen der Strahlungslänge  $X_0$ . Aufgrund der Bauweise des EMC und der unterschiedlichen Winkelabdeckungen der jeweiligen Subdetektoren besitzen die Kristalle neben der gleichen Länge unterschiedliche Formen. Die Kristalle für die Rückwärtsendkappe sind quaderförmig und die Kristalle für die Vorwärtsendkappe sind leicht angeschrägt. Die Kristalle für den Fassbereich gibt es in elf unterschiedlichen Formen, da der abzudeckende Winkelbereich sehr groß ist. Sämtliche Kristalle werden mit einer reflektierenden Folie (DF2000MA der Firma 3M) ummantelt, um das im Kristall entstandene Licht am seitlichen Austreten aus dem Kristall zu hindern und die messbare Lichtmenge an den Photodetektoren zu erhöhen. Die Raumwinkelabdeckung des gesamten EMC des Targetspektrometers wird bei etwa 93,4% liegen. Ein Großteil des nicht abgedeckten Raumwinkels liegt im Bereich der Rückwärtsendkappe, da hier der Großteil der Versorgung des STT und des MVD nach außen geführt wird. Aufgrund des Lorentz-Boosts ist in diesem Bereich aber auch nur eine geringe Rate zu erwarten. Die Kenndaten vom Fassbereich, der Rückwärts- und der Vorwärtsendkappe sind in Tabelle 8.2 aufgelistet.

	Fass	Vorwärtsendkappe	Rückwärtsendkappe
Kristallanzahl	11264	3856	524
abgedeckter Winkelbereich	$22^{\circ} - 140^{\circ}$	$5^{\circ} - 23,6^{\circ}$ (vertikal) $10^{\circ} - 23,6^{\circ}$ (horizontal)	$151,4^{\circ} - 169,7^{\circ}$
Abstand zum IP	-	2,05 m	0,55 m
Energiebereich 10 MeV bis	7,3 GeV	14,6 GeV	0,7 GeV
max. Strahlendosis pro Jahr	7 Gy	125 Gy	0,15 Gy

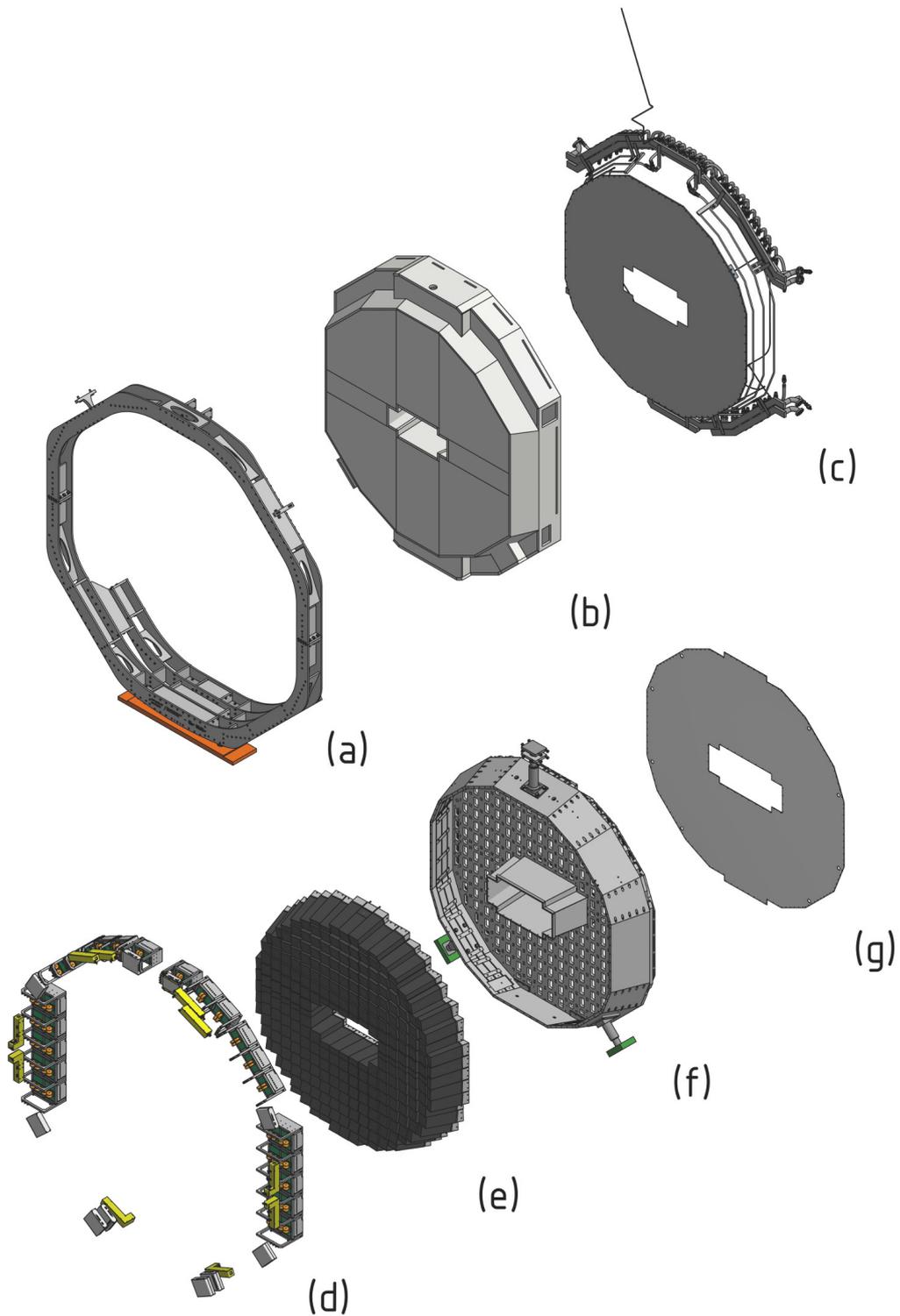
**Tabelle 8.2:** Kenndaten vom Fassbereich, der Rückwärts- und der Vorwärtsendkappe des PANDA-EMC [42]



**Abbildung 8.11:** CAD-Zeichnung des  $\bar{P}$ ANDA-EMC mit der Vorwärtsendkappe (rechts), der Rückwärtsendkappe (links) und dem Fassbereich. Der Teilchenstrahl verläuft von links unten nach rechts oben und die Bleiwolframatkristalle sind in lila dargestellt.

## 8.6 Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters

Der Lehrstuhl für Experimentalphysik I an der Ruhr-Universität Bochum ist federführend an der Entwicklung der Vorwärtsendkappe beteiligt. Die Vorwärtsendkappe des  $\bar{P}$ ANDA-EMC wird in diesem Kapitel, aufgrund der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Entwicklung von Komponenten für die Vorwärtsendkappe, gesondert betrachtet und detailliert beschrieben. Wie in den vorherigen Kapiteln beschrieben, gelten für die Vorwärtsendkappe hohe Anforderungen, dies führt zu einer Reihe von ausgeklügelten Systemen, um ebenjene Anforderungen zu erfüllen. Eine Explosionszeichnung der Vorwärtsendkappe ist in Abbildung 8.12 gezeigt. Mechanisches Kernstück der Vorwärtsendkappe ist die sogenannte Backplate (f), eine 3 cm dicke Aluminiumplatte zur Befestigung der Submodule (e). Die Ausmaße der Backplate betragen 2,14 m in der Höhe und 2,11 m in der Breite. Am äußeren Rand und am inneren Rand nahe der Strahlrohrdurchführung ist der Stiffener-Ring montiert, dieser dient dem Erreichen einer Steifigkeit der gesamten Endkappe. Bei einem Gewicht je Kristall von rund 1 kg und einer Anzahl von 3856 Kristallen beträgt alleine das Kristallgesamtgewicht etwa 4 t, zum Gesamtgewicht der Endkappe addieren sich noch die Gewichte der elektronischen Komponenten inklusive aller Kabel, das Gewicht der zur Kühlung verwendeten Rohrsysteme (c) und



**Abbildung 8.12:** Explosionszeichnung der Vorwärtsendkappe des  $\bar{\text{PANDA}}$ -EMC mit Halterahmen (a), thermischer Isolierung (b), Kühlung (c), Elektronik (d), den Submodulen (e), Backplate und Stiffener-Ring (f) und Rückplatte (g)

der Kühlflüssigkeit sowie das Gewicht der thermischen Isolierung (b). Sämtliche aufgelisteten Systeme sind an der Backplate oder dem Stiffener-Ring befestigt. Die Backplate wird über drei Stehbolzen mit dem Halterahmen (a) verbunden, zwei Bolzen dienen als Standfüße, der dritte sichert die Backplate gegen das Herauskippen aus dem Halterahmen.

Zwischen der Rückseite der Backplate und der 3 mm starken Aluminiumrückplatte (g) der Vorwärtsendkappe befindet sich der Bereich für das Verlegen sämtlicher zur Auslese benötigten Kabel, der Platz zwischen Backplate und Rückplatte beträgt nur rund 3 cm. Die hier verlegten Kabel dienen zur Spannungsversorgung der Photodetektoren und der Vorverstärker (sowohl HV als auch LV), der Signalübertragung, und der Auslese von Temperatursensoren. Sämtliche Kabel werden über den zwischen Backplate und Rückplatte sitzenden und mit Öffnungen versehenen Elektronikrahmen aus Aluminium nach außen geführt. Die Gesamtkabelzahl, welche vom gekühlten Innenbereich in den Außenbereich geführt wird, beläuft sich auf über 8200 Kabel, davon verteilen sich 988 auf die HV-Versorgung, 36 auf die LV-Versorgung, 6944 auf die Signalübertragung und 241 auf die Vierleitermessung für die Temperatursensoren [36] [45]. Die 36 LV-Kabel werden innerhalb des Bereiches zur Kabelverlegung aufgeteilt, um sämtliche Submodule zu versorgen. Zudem werden noch Leitungen für Druck- und Feuchtesensorik in der Endkappe verlegt. Am Halterahmen selber wird ein Großteil der Elektronik (d) befestigt, welche sich nicht im heruntergekühlten Bereich befinden muss, aber zur Reduzierung der Kabelanzahl innerhalb des Solenoid-Magneten sitzen muss, da die Solenoid-Durchführungen vom Platz her streng begrenzt sind.

Die Endkappe besitzt vier in der Entwicklung befindliche Kühlkreisläufe, drei der vier Kühlsysteme dienen der Kühlung auf die Betriebstemperatur von  $-25^{\circ}\text{C}$  und dem Abtransport der hauptsächlich durch Vorverstärker erzeugten Abwärme im Inneren der Endkappe. Diese drei Systeme teilen sich auf in eine Hauptkühlung, welche eine Kühlflüssigkeit durch Bohrungen in der Backplate leitet, eine Seitenkühlung im Stiffener-Ring und eine Frontkühlung auf der Innenseite der Frontplatte zur Reduzierung des Temperaturgradienten innerhalb der Endkappe. Alle drei Kühlsysteme nutzen ein Methanol-Wasser-Gemisch als Kühlflüssigkeit. Das vierte Kühlsystem ist ein Luftkühlungssystem und übernimmt die Spülung des Detektorinnenraums mit kalter, getrockneter Druckluft zur Verhinderung von Eisbildung. Entwicklungen zu den Flüssigkeitskühlungssystemen werden in Kapitel 9 gezeigt. Die thermische Isolierung der Vorwärtsendkappe (b) besteht aus Vakuumisulationspaneelen und umschließt den heruntergekühlten Bereich der Endkappe vollständig. Entwicklungen hierzu sind in Kapitel 10 dargestellt.

### 8.6.1 Aufbau eines Submoduls

Ein Submodul dient der Befestigung und Unterbringung der Szintillationskristalle mit den Photodetektoren samt anschließender Elektronik an der Backplate. Zur Halterung der Kristalle besitzt jedes Submodul eine Alveole aus Kohlefaser mit dünner Wandstärke und geringer Materialbelegung zur Reduzierung der Energieverluste von einfliegenden Teilchen. Schematisch ist der Aufbau eines Submoduls als Explosionszeichnung in Abbildung 8.13 gezeigt. Die mit Spiegelfolie ummantelten Kristalle liegen als Matrix ( $4 \times 4$  oder  $2 \times 4$  Kristalle) in einer Kohlefaser-Alveole mit einer Wandstärke von  $180 \mu\text{m}$ , zwischen den Kristallen befinden sich ebenfalls Kohlefaserplatten. Auf der Kristallvorderseite in Richtung  $\overline{\text{PANDA}}$ -Interaktionspunkt ist die Kohlefaser-Alveole geschlossen, dies dient der Positionierung. Auf der Rückseite sind die Photodetektoren optisch an die Kristalle gekoppelt. Eine Photodetektoreinheit besteht entweder aus zwei Avalanche-Photodetektoren mit je einem rauscharmen Vorverstärker oder einer Vakuumphototetrode mit Spannungsteiler zur Erzeugung der verschiedenen Dynodenspannungen und einem Vorverstärker.

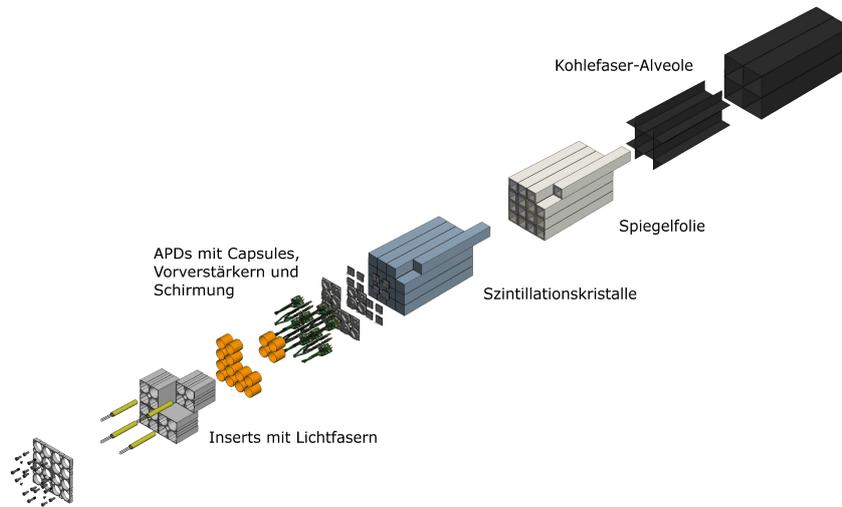


Abbildung 8.13: Explosionszeichnung eines Submoduls

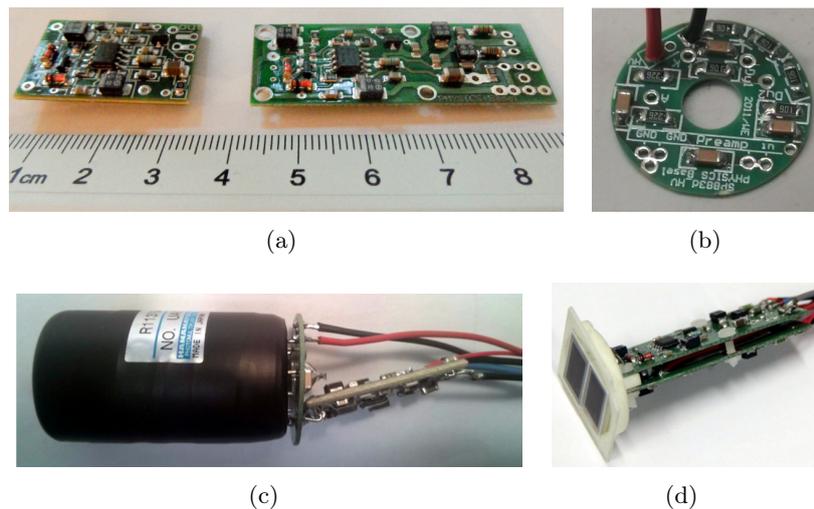


Abbildung 8.14: Vorverstärker für VPTT (links) und APD (rechts) (a), VPTT-Spannungsteiler (b), VPTT-Einheit (c) und APD-Einheit (d) [7]

Ein Submodul für 16 Kristalle ( $4 \times 4$  Matrix) besitzt vier mit jeweils fünf Öffnungen ausgestattete Aluminiumhalterungen (Inserts). Vier Öffnungen in einem Insert haben jeweils einen Durchmesser von 25,2 mm und fassen jeweils eine Photodetektoreinheit, siehe Abbildung 8.15(b). Mittig zwischen den vier Öffnungen sitzt eine fünfte, kleinere Öffnung zur Kontaktierung von Lichtfasern an die Kristalle für eine Lichtpulsermonitorierung. Die vier Inserts werden in der Kohlefaser-Alveole befestigt und dienen der Positionierung der Kristall-Photodetektoreinheiten. Den Abschluss eines Submoduls bildet eine mit Öffnungen und Bohrungen versehene Aluminiumplatte (Mountingplate) und das Winkelstück (Interface). Die Mountingplate dient der Verschraubung der in der Alveole sitzenden Inserts mit dem Winkelstück. Das Win-

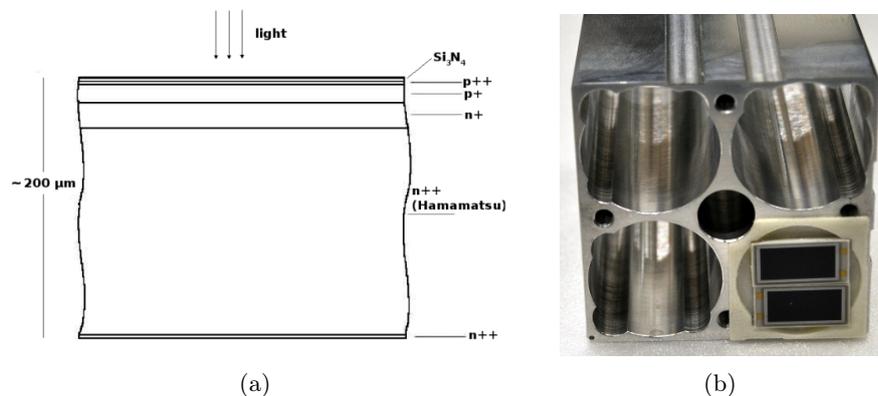
kelstück ist die Verbindung zwischen Alveole und Backplate und dient zudem der Ausrichtung der Kristalle auf einen Punkt nahe dem Interaktionspunkt. Somit besitzt jedes Submodul ein individuelles Winkelstück.

### 8.6.2 Photodetektoren

Das Szintillationslicht der Bleiwolframatkristalle wird mittels Photodetektoren detektiert. Im  $\bar{P}$ ANDA-EMC werden zwei Arten von Photodetektoren verbaut werden: Vakuumphototetroden und Avalanche-Photodioden. Die Wahl des jeweiligen Photodetektors hängt zum einen von der Strahlenbelastung und zum anderen von der Magnetfeldstärke an der jeweiligen Position innerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters ab. Avalanche-Photodioden werden in Bereichen mit hoher Magnetfeldstärke eingesetzt, ihre Strahlenhärte ist jedoch zu gering für die Bereiche mit hoher Strahlendosis. In Bereichen mit hoher Strahlendosis werden Vakuumphototetroden eingesetzt. Beide Detektortypen werden im Folgenden beschrieben.

#### Avalanche-Photodioden

Avalanche-Photodioden (APD) sind Halbleiterdetektoren und haben ihren Namen aufgrund des auftretenden Lawineneffekts nach Auftreffen von Photonen auf das Eintrittsfenster erhalten. Sie werden von der japanischen Firma Hamamatsu gefertigt, haben eine sensitive Fläche von  $(6,8 \times 14) \text{ mm}^2$  und bestehen aus unterschiedlich dotierten Halbleiterschichten, welche in Abbildung 8.15(a) schematisch dargestellt sind. Ein auf die APD treffendes Photon gelangt durch das Eintrittsfenster aus  $\text{Si}_3\text{N}_4$  in eine dünne  $\text{p}^+$ -dotierte Schicht aus Silizium, wird absorbiert und erzeugt durch den Photoeffekt ein Elektron-Loch-Paar. Die Quanteneffizienz der APD, also das Verhältnis zwischen eintretenden Photonen und erzeugten Elektron-Loch-Paaren beträgt rund 70 %. Die APD wird in Sperrrichtung betrieben, dadurch werden die Elektronen der Elektron-Loch-Paare in Richtung p-n-Übergang beschleunigt. Auf dem Weg dorthin können weitere Elektron-Loch-Paare durch Ionisation durch die wandernden Elektronen erzeugt werden, dies führt zu einem Lawinen- bzw. Avalanche-Effekt und der Verstärkung des Signals. Anschließend erzeugen die Elektronen an der Anode, hier eine  $\text{n}^{++}$ -Schicht, ein messbares Signal. Jeweils zwei Avalanche-Photodioden werden pro Kristall genutzt, um die Kristallrückfläche möglichst vollständig mit Photodetektoren zu bedecken, die bedeckte Flä-

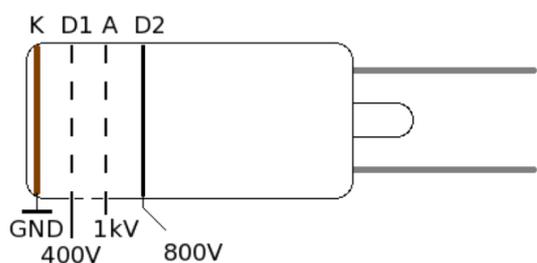


**Abbildung 8.15:** Schema einer APD mit den unterschiedlich dotierten Schichten (a) [42] sowie zwei APDs in einem Insert (b)

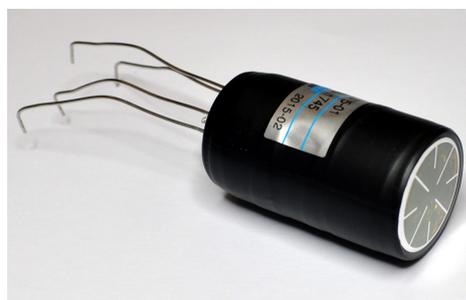
che beträgt etwa  $190 \text{ mm}^2$ . Neben der Verstärkung ist auch der Dunkelstrom einer APD eine wichtige Kenngröße. Der Dunkelstrom beschreibt den messbaren Strom, wenn keine Photonen auf die APD treffen. Beide Kenngrößen sind stark temperaturabhängig, da sich die Anzahl der Phononen in der APD je nach Temperatur verändert und die erzeugten Elektronen abbremst. Somit ist neben einer effizienten Temperaturstabilisierung für die Bleiwolframatkristalle auch eine Temperaturstabilisierung der Avalanche-Photodioden nötig. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit und der notwendigen Nähe zu den Kristallen befinden sich die Photodetektoren ebenfalls im Bereich der Betriebstemperatur von  $-25^\circ\text{C}$ .

### Vakuumphototetroden

Vakuumphototetroden (VPTT) bestehen aus einem evakuierten Glaskörper in dem sich eine mit Cäsium-Kalium bedampfte Photokathode, zwei Dynoden und eine Gitteranode befinden. Der Durchmesser beträgt  $23,9 \text{ mm}$  und die Länge  $40 \text{ mm}$ , die sensitive Eintrittsfläche besitzt mit  $200 \text{ mm}^2$  etwa die gleiche Größe wie die Fläche von zwei Avalanche-Photodioden. Der Aufbau einer VPTT ist schematisch in Abbildung 8.16(a) gezeigt. Der Aufbau ähnelt einem herkömmlichen Photomultiplier, die VPTT besitzt jedoch nur zwei flache Dynoden und einen kompakteren Aufbau. Das aus dem Szintillationskristall austretende Photon trifft auf die Photokathode und löst aus dieser bei genügend hoher Energie ein Elektron heraus. Die Quanteneffizienz für die im  $\bar{\text{P}}\text{ANDA-EMC}$  verwendeten Phototetroden liegt bei etwa 23%. Zwischen der Photokathode K, welche auf Masse liegt, und der Gitteranode A liegt eine Spannung von  $1 \text{ kV}$  an, hierdurch werden die ausgelösten Elektronen in Richtung Anode beschleunigt. Zwischen Kathode und Anode befindet sich auf einem Potential von  $400 \text{ V}$  die erste Dynode, welche aus einem Gitter besteht und die erste Verstärkungsstufe darstellt. Hier werden zusätzliche Elektronen herausgeschlagen, welche ebenfalls in Richtung Anode beschleunigt werden. Im Idealfall fliegen die Elektronen durch die Löcher im Anodengitter weiter und treffen hinter der Anode auf eine zweite, nicht gitterförmige Dynodenstufe, welche auf einem Potential von  $800 \text{ V}$  liegt. Die dort auftreffenden Elektronen schlagen wiederum weitere Elektronen aus dem Material und werden anschließend zur Anode geführt und erzeugen ein messbares Signal. Im Gegensatz zu den Avalanche-Photodioden sind die Vakuumphototetroden aus strahlenharten Materialien konzipiert und der Dunkelstrom ist relativ klein. Allerdings weisen VPTTs aufgrund ihrer Bauweise und den Abständen zwischen den Bauteilkomponenten eine Magnetfeldabhängigkeit auf.



(a)

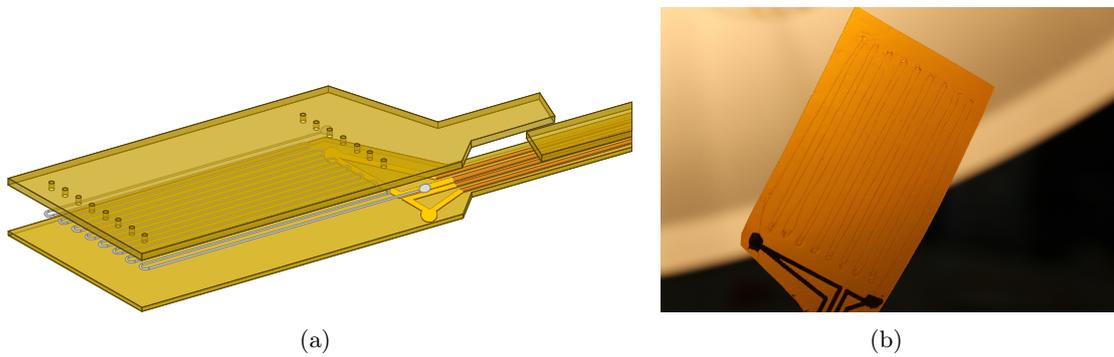


(b)

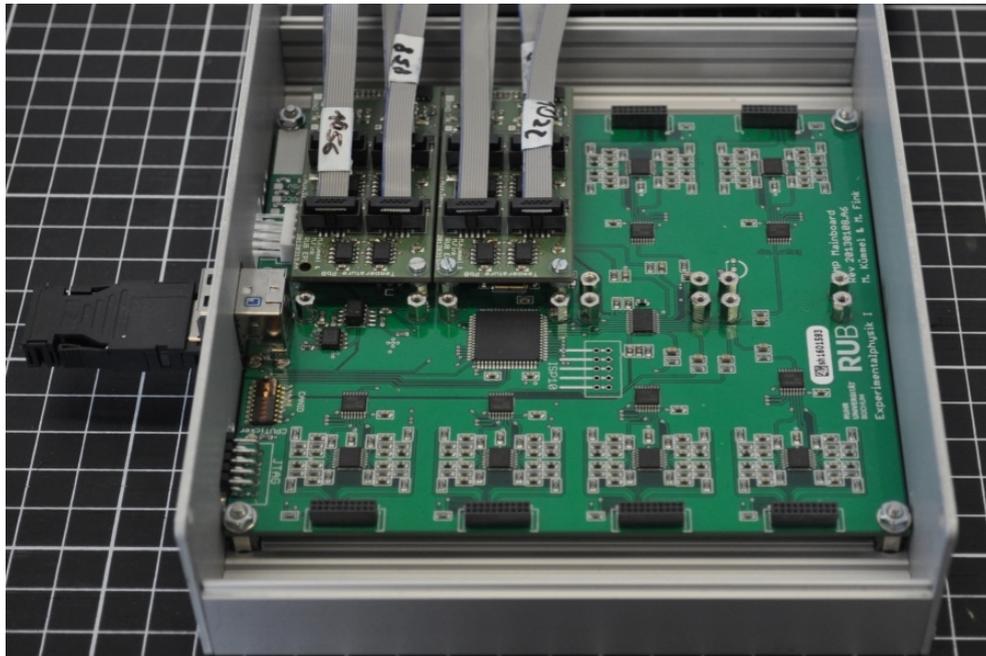
**Abbildung 8.16:** Schematischer Aufbau einer VPTT (a) [7] und Bild einer VPTT (b)

### 8.6.3 Temperaturmonitorierung

Eine Betriebstemperatur von  $-25^{\circ}\text{C}$  und eine geforderte Temperaturstabilität von  $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$  wird über ein Zusammenspiel von mehreren Systemen erfüllt. Neben der Kühlung und der thermischen Isolierung ist die durchgehende Temperaturmonitorierung essentiell für den Betrieb des  $\bar{P}$ ANDA-EMC. Während des Betriebs werden an 482 Stellen in der Vorwärtsendkappe die Kristalltemperaturen gemessen, je acht Kristalle werden mit einem Temperatursensor überwacht [45]. Diese Temperatursensoren sind eine Eigenentwicklung des Lehrstuhls für Experimentalphysik I und die Temperaturmessung erfolgt über die temperaturabhängige Änderung des elektrischen Widerstands von Platin über eine Vierleitermessung zur Reduzierung von Messunsicherheiten durch Leitungs- und Anschlusswiderstände.



**Abbildung 8.17:** Aufbau eines Temperatursensors (a) und Verlauf des Platindrahtes im Sensor (b) [46] [43]



**Abbildung 8.18:** THMP mit zwei Huckepackplatinen [45]

Die per Hand hergestellten Sensoren bestehen aus einer Sensorfläche und den Leitungen, siehe Abbildung 8.17. Sie besitzen als Trägerschicht eine Kapton-Folie mit aufgetragenen Kupferleiterbahnen. Im Bereich der Sensorfläche wird eine selbstklebende Kapton-Folie mit einem mäanderförmig verlegten Platindraht auf die Trägerschicht geklebt, es findet eine Kontaktierung mittels Silberleitkleber zwischen dem Platindraht der Sensorfläche und den Kupferleiterbahnen für das Sensorkabel statt. Die Gesamtdicke des Sensors beträgt etwa  $(140 \pm 10) \mu\text{m}$  und ermöglicht durch diese geringe Dicke eine Positionierung zwischen Kristall und Alveolen-Außenwand. [43] [46]

Die Temperatursensoren in den Submodulen werden über Öffnungen in der Backplate auf Adapter-Platinen zusammengeführt und über gemeinsame Flachbandkabel durch Öffnungen im Elektronikrahmen und der thermischen Isolierung mit den anderen Kabeln der Vorwärtsendkappe nach außen geführt.

Die Widerstandsmessung über die Sensoren erfolgt mittels des THMP $\bar{P}$  (Temperature and Humidity Monitoringboard for  $\bar{P}$ ANDA). Der THMP $\bar{P}$  besteht aus einer Hauptplatine mit einem Mikrocontroller, einem ADC und acht Steckplätzen für Huckepackplatinen (kurz PBB für Piggyback Board). Pro PBB können acht Sensoren ausgelesen werden, für Temperatursensoren und Feuchtigkeitssensoren existieren unterschiedliche Huckepackplatinen. Ein THMP $\bar{P}$  alleine kann somit 64 Sensoren auslesen, für die Vorwärtsendkappe werden insgesamt zehn THMP $\bar{P}$ s benötigt, welche auf dem Halterahmen der Endkappe befestigt sind. Über die Hauptplatine werden die Huckepackplatinen mit Spannung versorgt, welches zu einem Strom im Sensor von 1 mA führt. Der Spannungsabfall durch den temperaturabhängigen Widerstand des Sensors wird über einen Instrumentenverstärker verstärkt und per ADC in ein digitales Signal umgewandelt. [47]



# Kapitel 9

## Kühlsysteme der Vorwärtsendkappe des $\overline{\text{PANDA-EMC}}$

Die Lichtausbeute der im  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment verwendeten Szintillationskristalle aus Bleiwolframat steigt mit sinkender Temperatur, siehe Kapitel 8.5.1. Zur Verbesserung der Energieauflösung muss zudem der Temperaturgradient innerhalb der Szintillationskristalle klein sein. Die Betriebstemperatur des EMC des Targetspektrometers des  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiments wurde deshalb auf  $-25^\circ\text{C}$  festgelegt, die geforderte zeitliche Stabilität der Betriebstemperatur beträgt  $\pm 0,1^\circ\text{C}$ .

Um diese Betriebstemperatur zu erreichen und die Temperaturstabilität gewährleisten zu können, wird eine Kühlung bestehend aus vier getrennten Kühlkreisläufen genutzt, welche die Submodule mit den Szintillationskristallen und den Photodetektoreinheiten umgeben. Hierbei handelt es sich um die Hauptkühlung, die Seitenkühlung, die Frontkühlung und die Luftkühlung. Für die ersten drei Kühlsysteme in der Aufzählung wird ein Methanol-Wasser-Gemisch mit einem Verhältnis von 60:40 verwendet werden. In diesem Kapitel werden die Entwicklungen zur Seitenkühlung und Frontkühlung der Vorwärtsendkappe beschrieben.

### 9.1 Grundlagen zu Druckverlusten in Kreisläufen

Die Flüssigkeitskühlungen des elektromagnetischen Kalorimeters des  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiments werden so dimensioniert, dass innerhalb des Kühlsystems ein Unterdruck herrscht. Dies verhindert das Austreten des Methanol-Wasser-Gemisches bei undichten Stellen und eine damit verbundene Beschädigung der Komponenten des EMC durch Feuchtigkeit. Die Druckverluste zwischen den Zu- und Ableitungen innerhalb der Teilkühlkreisläufe müssen deshalb kleiner als 1 bar betragen. Zur Dimensionierung von Rohrleitungen in Kühlkreisläufen ist die Bestimmung von Druckverlusten somit elementar wichtig.

Wird eine Flüssigkeit durch eine Rohrleitung transportiert, so entsteht entlang einer Rohrleitungsstrecke  $L$  eine Reibungsverlusthöhe  $H_g$  durch Reibung zwischen dem fließenden Medium und den Rohrwänden. Diese Reibungsverlusthöhe kann über die Darcy-Weisbach-Gleichung

$$H_g = \lambda \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{v^2}{2g} \quad (9.1)$$

nach [48] und [49] beschrieben werden, wobei  $d$  den Durchmesser des Rohres beschreibt. Die Variable  $\lambda$  steht für den Reibungskoeffizienten,  $g$  für die Erdbeschleunigung und  $v$  beschreibt die mittlere Querschnittsgeschwindigkeit. Diese lässt sich über den Durchfluss  $Q = v \cdot A = v \cdot \pi \cdot d^2/4$  mit der Querschnittsfläche  $A$  ausdrücken. Der Druckverlust  $\Delta P$  in der Rohrleitung

lässt sich über  $\Delta P = H_g \cdot \rho \cdot g$  mit der Reibungsverlusthöhe  $H_g$  in Beziehung setzen. Die Darcy-Weisbach-Gleichung lässt sich damit zu

$$H_g = \lambda \cdot \frac{8 \cdot L}{g \cdot \pi^2 \cdot d^5} \cdot Q^2 \quad (9.2)$$

$$\Delta P = \lambda \cdot \frac{8 \cdot L \cdot \rho}{\pi^2 \cdot d^5} \cdot Q^2 \quad (9.3)$$

umformulieren. Der Reibungskoeffizient  $\lambda$  wird auch als Widerstandsbeiwert der Rohrreibung bezeichnet und beschreibt die Wandreibung durch die Wandrauheit  $k$  und die viskose Reibung, welche über die kinematische Viskosität  $\nu$  beziehungsweise die Reynolds-Zahl  $Re$  beschrieben wird. Die Reynolds-Zahl ist eine Kennzahl zur Beschreibung der Strömung einer Flüssigkeit und ist über

$$Re = \frac{v \cdot d}{\nu} \quad (9.4)$$

definiert, auch hier beschreibt  $v$  die mittlere Geschwindigkeit,  $d$  den Rohrdurchmesser und  $\nu$  die kinematische Viskosität. Allgemein gilt: Ist die für eine Strömung ermittelte Reynolds-Zahl kleiner als die kritische Reynolds-Zahl  $Re_{krit} = 2300$ , so ist diese Strömung laminar. Oberhalb dieses Wertes ist die Strömung turbulent. Als laminare Strömungen werden diejenigen Strömungen bezeichnet, welche keine sichtbaren Turbulenzen besitzen. Der Widerstandsbeiwert  $\lambda$  der Rohrreibung muss für die verschiedenen Strömungsarten unterschiedlich berechnet werden. Für die laminare Strömung gilt

$$\lambda = \frac{64}{Re} \quad (9.5)$$

und für turbulente Strömung gilt die Colebrook-Gleichung

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left\{ \frac{2,51}{Re \cdot \sqrt{\lambda}} + \frac{k}{d \cdot 3,71} \right\} \quad (9.6)$$

mit der Rohrrauheit  $k$ . [48] [49]

In Tabelle 9.1 sind Rohrrauheiten für unterschiedliche Werkstoffe und Zustände aufgelistet. Neben geraden Rohrstücken besitzt ein Kühlkreislauf in der Regel weitere Rohrleitungselemente und Einbauten, wie etwa Krümmer/Bögen oder Verzweigungen. Hier treten zusätzlich zum Druckverlust durch Wandreibungen auch Druckverluste durch Richtungsänderungen und die damit verbundenen Turbulenzen auf. Der zusätzlich auftretende Druckverlust

$$\Delta P = \zeta \cdot \rho \cdot \frac{v^2}{2} \quad (9.7)$$

wird nach [51] über einen Widerstandsbeiwert  $\zeta$  definiert. Im Falle der Front- und Seitenkühlung der Vorwärtsendkappe des  $\overline{\text{PANDA-Experiments}}$  werden hauptsächlich Kreiskrümmen mit unterschiedlichen Winkeln eingesetzt. Die zugehörigen Widerstandsbeiwerte für Kreiskrümmen mit einem Winkel von  $90^\circ$  für verschiedene Verhältnisse  $R/d$  von Krümmerradius und Rohrdurchmesser sind in Tabelle 9.2 aufgelistet, Beiwerte für weitere Krümmer sind [51] und [52] zu entnehmen.

Alternativ lassen sich zusätzlich auftretende Druckverluste durch zusätzliche Rohrleitungselemente über eine äquivalente Länge für jedes Element bestimmen. Zur Bestimmung des Gesamtdruckverlusts

$$\Delta P = \lambda \cdot \frac{8 \cdot (L + L_{eq}) \cdot \rho}{\pi^2 \cdot d^5} \cdot Q^2 \quad (9.8)$$

wird die Summe aller äquivalenten Längen  $L_{eq}$  zur Gesamtlänge  $L$  des Rohrsystems hinzu addiert.

Werkstoff und Rohrart	Zustand	$k$ [mm]
neue Rohre aus Cu, Al, sonstigen Leichtmetallen	technisch glatt	0,001...0,0015
neuer Gummidruckschlauch	technisch glatt	ca. 0,0016
neue nahtlose Stahlrohre, gewalzt oder gezogen	mit Walzhaut	0,02...0,06
	gebeizt	0,03...0,04
	bei engen Rohren	bis 0,1
neue, längsgeschweißte Stahlrohre	mit Walzhaut	0,04...0,1
gebrauchte Stahlrohre	gleichm. Rostnarben	ca. 0,15
	leichte Verkrustung	0,15...0,4
	mittlere Verkrustung	ca. 1,5
	starke Verkrustung	2,0...4,0

**Tabelle 9.1:** Anhaltswerte für Rohrrauheiten [50] [51]

R/d	1	2	4	6	10
$\zeta_{90}$ glatt	0,21	0,14	0,11	0,09	0,11
$\zeta_{90}$ rau	0,51	0,30	0,23	0,18	0,20

**Tabelle 9.2:** Widerstandsbeiwerte für Kreiskrümmen mit einem Winkel von  $90^\circ$  [51][52]

## 9.2 Seitenkühlung

Die Seitenkühlung dient der Reduzierung des Temperaturgradienten in den Szintillationskristallen und wird auf der Innenseite des äußeren Stiffener-Rings montiert. Der Stiffener-Ring bildet die Außenwand des gekühlten Bereiches der Vorwärtseckkappe und verbindet die mit den Submodulen bestückte Backplate mit der Aluminiumfrontplatte des Detektors. Da sämtliche Submodule auf einen gemeinsamen Punkt abseits des Interaktionspunktes zeigen, ist die Form des Rings ein Pyramidenstumpf mit einer zwölfseitigen Grundfläche. Um den Druckverlust in den Kühlleitungen zu reduzieren und gleichzeitig eine homogene Temperaturverteilung zu ermöglichen, werden pro Hälfte des Detektors drei von oben nach unten verlaufende Kühlleitungen aus Aluminium mit einem Außendurchmesser von etwa 9,5 mm bzw. 3/8 " genutzt. Die entsprechenden Zuleitungen befinden sich im oberen Bereich und die Ableitungen im unteren Bereich der Endkappe. Die Kühlflüssigkeit fließt somit von oben nach unten durch die Kühlleitungen. Aufgrund des geringen Platzes zwischen den Submodulen und dem Stiffener-Ring und zur Verbesserung des Wärmekontakts zwischen Kühlkreislauf und Ring wurden Kanäle und Vertiefungen für die Seitenkühlung in den Ring gefräst. Abbildung 9.1 zeigt die Ausfräsungen zur Aufnahme der Kühlleitungen. Der Durchmesser jeder Ausfräsung beträgt 10 mm, die Gesamtlängen der Ausfräsungen sind abhängig von ihrer Position im Ring und variieren zwischen 2,34 m und 2,47 m. Die Aluminiumrohre werden so geformt, dass sie an jeder Stelle in den Ausfräsungen den Ring berühren, dies verbessert den thermischen Kontakt. Der Wärmekontakt zwischen den Kühlleitungen und dem Stiffener-Ring wird durch das Einkleben der Leitungen in die Ausfräsungen mit einem Wärmeleitkleber weiter verbessert. Des Weiteren werden die Rohre durch abschraubbare, 30 mm breite und 200 mm lange Querstreben aus Aluminium an den Ring gepresst. Hierfür befinden sich im Stiffener-Ring Bohrungen



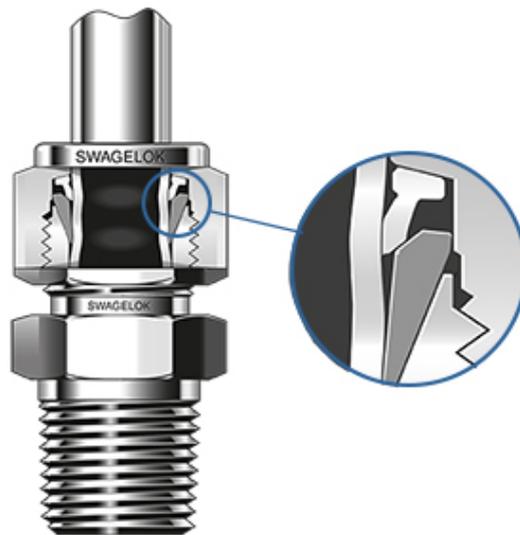
**Abbildung 9.1:** Ausfräsungen im Stiffener-Ring der Vorwärtsendkappe zur Aufnahme der Kühlleitungen der Seitenkühlung. Links: Ausfräsung mit eingelegtem Aluminiumrohr. Mittig und rechts: Ausfräsungen ohne Rohre.

mit M5-Gewindeeinsätzen zur Aufnahme von M5×16 Senkschrauben. Jedes Ringelement zur Aufnahme der Seitenkühlung besitzt zwischen zwei und drei Möglichkeiten zur Anbringung der Querstreben, der größte Abstand zwischen zwei Streben beträgt 18,5 cm.

Die jeweils drei Kühlleitungen pro Ringhälfte werden über jeweils eine gemeinsame Zu- und Ableitung versorgt. Die homogene Aufteilung des kalten Methanol-Wasser-Gemischs auf die drei Aluminiumrohre erfolgt über Verteilerboxen, welche im oberen und unteren Bereich des Stiffener-Rings angebracht werden. Für diese Boxen wurden ebenfalls Vertiefungen ausgefräst. Die Tiefe der Ausfräsung beträgt 8 mm. Die Breite wird begrenzt durch die Breite des Stiffener-Rings und beträgt 240 mm. Die Länge einer Ausfräsung beträgt 100 mm. Bohrungen im Stiffener-Ring mit M5-Gewindeeinsätzen ermöglichen die Befestigung der Verteilerboxen.

Die Zu- und Ableitungen der Seitenkühlung finden zusammen mit den Zu- und Abläufen der Frontkühlung über gemeinsame Leitungen statt. Die Aufteilung erfolgt innerhalb des Stiffener-Rings über ein T-Stück mit angebrachten Rohrverschraubungen, die Verbindung dieses T-Stücks mit der Verteilerbox erfolgt über ein gebogenes Aluminiumrohr.

Alle Verbindungen werden mit den in Abbildung 9.2 gezeigten Rohrverbindungen der Firma Swagelok realisiert. Diese Rohradapter bestehen aus vier Einzelteilen, einem Verschraubungskörper, einem vorderen Klemmring, einem hinteren Klemmring und einer Überwurfmutter.

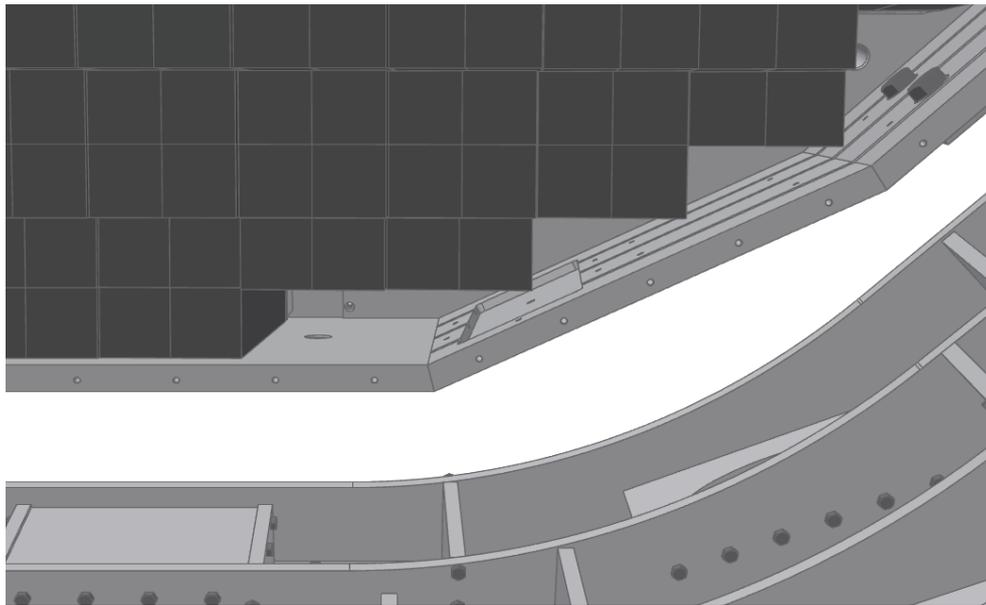


**Abbildung 9.2:** Prinzip einer Rohrverschraubung der Firma Swagelok [53]

Durch den vorderen Klemmring entsteht eine Dichtung zwischen dem Verschraubungskörper und der Außenseite der Rohrleitung. Durch den hinteren Klemmring erfolgt beim Anziehen der Überwurfmutter die radiale Einklemmung der Rohrleitung. Ein Vorteil neben der so erreichten Dichtung ist, dass während der Montage kein Drehmoment auf das Rohr übertragen wird. Um eine leakagefreie Verbindung des Verschraubungskörpers eines Rohradapters mit der Verteilerbox zu gewährleisten, werden Rohradapter mit NPT-Außengewinden genutzt und in den Verteilerboxen verschraubt. NPT-Gewinde (NPT steht hierbei für National Pipe Thread) sind selbstdichtende kegelige Gewinde. Kegelige Gewinde vereinfachen gegenüber zylindrischen Gewinden die Abdichtung zwischen Innen- und Außengewinde. [54]

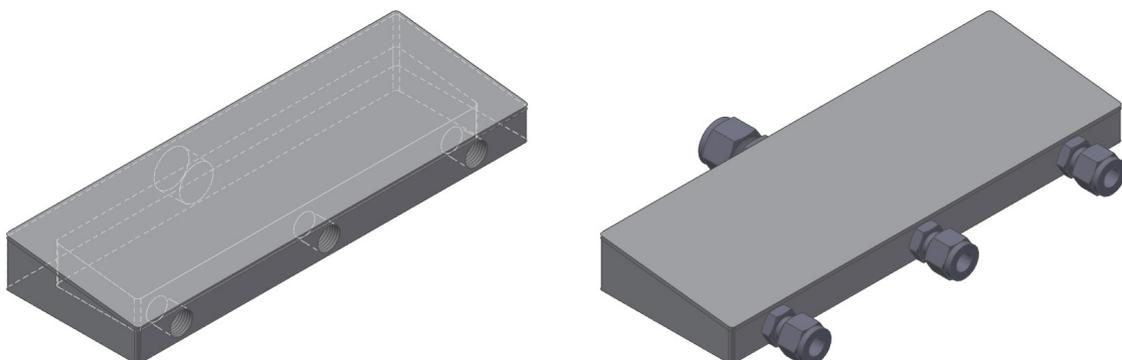
Die für die Boxen benötigten Rohradapter werden so gewählt, dass die Innendurchmesser der Adapter den Innendurchmessern der kontaktierten Rohrleitungen entsprechen. Die Rohradapter für die drei Kühlleitungen besitzen 1/4 " NPT-Gewinde, die Rohradapter für die Zu- und Ableitung besitzen ein 1/2 " NPT-Gewinde.

Abbildung 9.3 zeigt eine CAD-Zeichnung eines Ausschnitts des Stiffener-Rings mit einer Ausfräsung für eine Verteilerbox und die Positionen der darüber angebrachten Submodule. Der minimale freie Abstand zwischen dem Boden der Ausfräsung und der Kante des oberhalb befindlichen Submoduls beträgt 24 mm. Dieser Abstand führt in Verbindung mit den benötigten minimalen Wandhöhen für die Gewindebohrungen der Rohradapter zu einer rechtwinkligen Trapezform der Verteilerboxseitenwände. In Abbildung 9.4 sind CAD-Zeichnungen der Verteilerbox mit visualisierten verdeckten Kanten (links) und mit den zugehörigen Swagelok-Rohradaptern (rechts) dargestellt. Um die Höhe einer Box reduzieren und somit die maximal mögliche Höhe unterhalb des direkt darüber positionierten Submoduls einhalten zu können,



**Abbildung 9.3:** CAD-Zeichnung eines Ausschnitts des Stiffener-Rings mit einer Ausfräsung für eine Verteilerbox und den Alveolen der darüber angebrachten Submodule

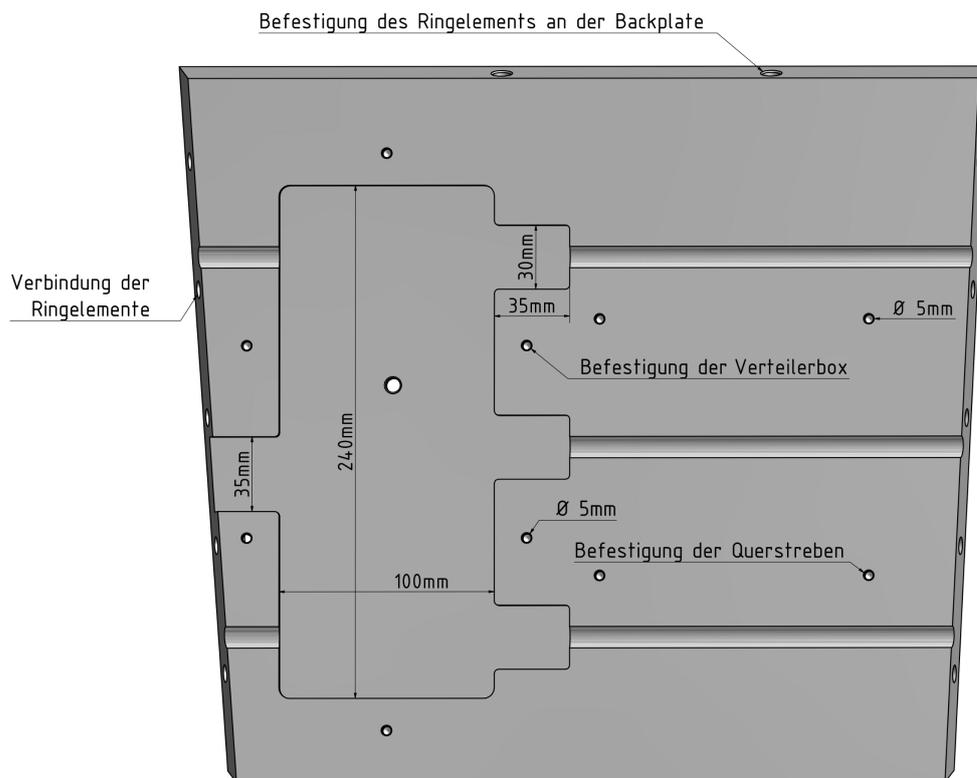
werden keine abnehmbaren Deckel verwendet. Durchströmte Gefäße mit abschraubbaren Deckeln benötigen zur Abdichtung eine Nut zur Einbringung eines dichtenden O-Rings, welches im Falle der Boxen die Wandhöhen vergrößern würde. Daher werden die Deckel mit den Verteilerboxen luft- und feuchtigkeitsdicht verschweißt. Als Material wird Edelstahl gewählt. Aufgrund des Designs des Stiffener-Rings werden zwei unterschiedliche Verteilerboxen benötigt, welche sich durch die Positionen der Gewinde für die Rohrverschraubungen unterscheiden. Dies liegt zum einen an der nicht mittig liegenden Zu- oder Ableitung, die Erklärung hierfür erfolgt im Verlauf dieses Kapitels. Zum anderen besitzen die beiden äußeren Kühlrohre unterschiedliche Abstände zu der vorderen oder hinteren Kante des Stiffener-Rings. Die jeweils diagonal gegenüber liegenden Boxen besitzen die gleiche Form.



**Abbildung 9.4:** Verteilerbox für die Seitenkühlung der Vorwärtsendkappe mit Visualisierung der verdeckten Kanten (links) und mit den zugehörigen Swagelok-Rohradaptern (rechts)

Um einen homogenen Fluss in allen drei Kühlrohren der Seitenkühlung gewährleisten zu können, wurde die Grundfläche und das innere Volumen der Boxen maximiert. Hierfür wurden für die Rohradapter zusätzliche Ausfräsungen am Stiffener-Ring vorgenommen, da eine Anbringung der Adapter aufgrund ihrer Ausmaße nur innerhalb einer Ausfräsung möglich ist. Zu jeder bereits vorhandenen ausgefrästen Fläche wurden jeweils vier Taschen zugefügt, welche gerade so groß sind, dass die Aufnahme und Einschraubung der Adapter möglich ist. Die Tiefe dieser Ausfräsungen orientiert sich an der Tiefe der bereits vorhandenen Taschen und hat einen Wert von 8 mm. Die Ausmaße liegen bei  $(35 \times 30) \text{ mm}^2$  für die kleineren Rohradapter und bei 35 mm breiten und bis zum Ende des Ringelementes reichenden Vertiefungen für die Adapter der Zu- beziehungsweise Ableitungen. Durch die Wahl der geringen Taschengröße wird die Tragfähigkeit dieser Teilstücke des Stiffener-Rings nicht beeinflusst. Die Positionen der Ausfräsungen der Zu- und Ableitungen auf dem Stiffener-Ring werden vorgegeben durch die Positionen der zur Verschraubung der Einzelelemente des Rings benötigten Bohrungen. Bei mittig liegenden Ausfräsungen würden sich diese mit den Verschraubungsbohrungen überlappen. Abbildung 9.5 zeigt eine CAD-Zeichnung eines Teilstücks des Stiffener-Rings mit den zusätzlichen Taschenausfräsungen und den auf der Seitenfläche des Teilstücks vorhandenen Bohrungen zur Verschraubung der einzelnen Teilstücke.

Zur Reduzierung des Temperaturgradienten innerhalb der Bleiwolframat-Kristalle ist eine gleichmäßige Kühlung des Stiffener-Rings nötig. Daher muss das Design der Boxen so ge-



**Abbildung 9.5:** Ausfräsungen zur Aufnahme einer Verteilerbox der Seitenkühlung mit den Bohrungen zur Verschraubung der einzelnen Teilstücke

wählt werden, dass der Fluss durch alle drei Rohre entlang der Wände möglichst gleich ist. Das Design wurde deshalb durch eine Flusssimulation überprüft, welche im Folgenden beschrieben wird.

Die für die Simulation genutzten Parameter für das Methanol-Wasser-Gemisch bei einer Temperatur von  $-25^{\circ}\text{C}$  und mit einem Verhältnis von 60:40 sind in Tabelle 9.3 aufgeführt. Als Simulationsprogramm wird das Programm AIM der Firma ANSYS in der Version 18.2 verwendet.

Eigenschaft	Wert
Dichte $[\text{kg}/\text{m}^3]$	930
dynamische Viskosität $[\text{kg}/(\text{m s})]$	0,0077
spezifische Wärmekapazität $[\text{J}/(\text{kg K})]$	3151

**Tabelle 9.3:** Eigenschaften des Methanol-Wasser-Gemisches mit einem Verhältnis von 60:40 bei  $-25^{\circ}\text{C}$  [55]

Der von der gesamten Seitenkühlung abzutransportierende Wärmestrom beträgt rund 53,3 W und teilt sich auf den in diesem Bereich vorhandenen Wärmestrom durch die thermische Isolierung und durch die Klebeflächen des äußeren Stiffener-Rings (27,7 W) und den Wärmestrom durch die Teilbereiche der Seitenisolierung inklusive Klebeflächen auf, welche am Stiffener-Ring nahe der Backplate angebracht sind (abgeschätzt zu 25,6 W). Der auftretende Wärmestrom im Bereich der Seitenisolierung wird hauptsächlich durch die Aussparungen für die Stehbolzen und die Bereiche zur Befestigung der Hauptkühlungsverteiler verursacht, siehe hierzu Kapitel 10. Eine Hälfte der Seitenkühlung muss demnach einen Wärmestrom von 26,7 W abführen. Der hierfür benötigte Massenfluss  $\dot{m}$  der Kühlflüssigkeit ist durch

$$\dot{m} = \frac{\dot{Q}}{c_p \cdot \Delta T} \quad (9.9)$$

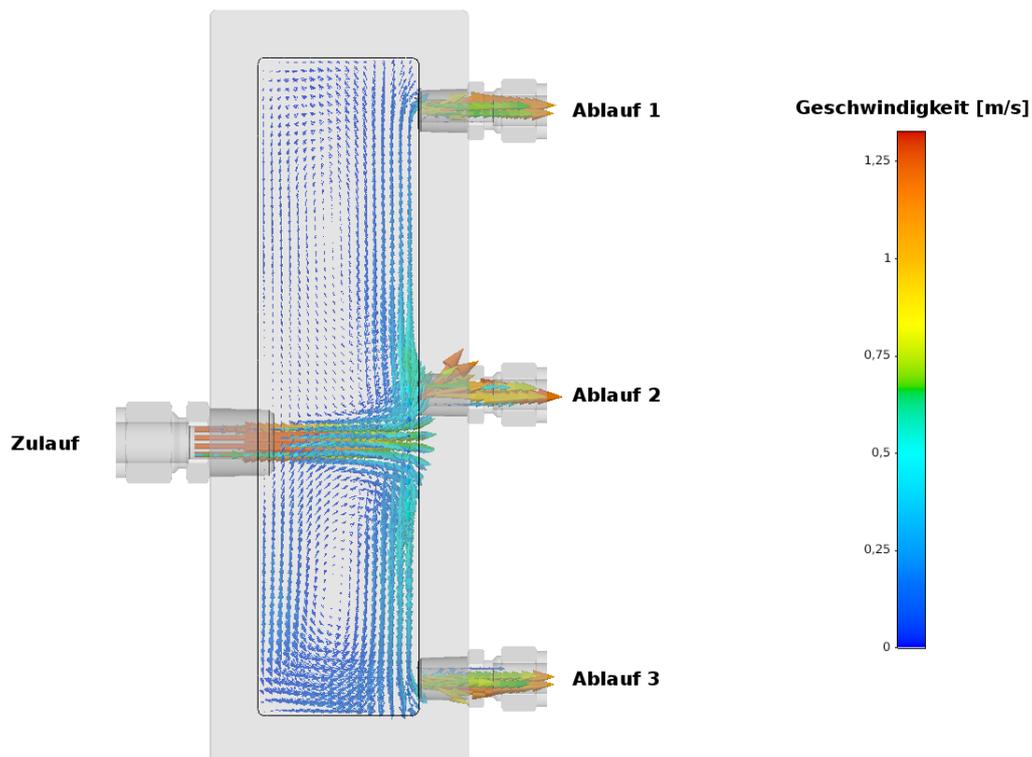
gegeben, wobei  $c_p$  die spezifische Wärmekapazität der Flüssigkeit und  $\Delta T$  die Temperaturdifferenz zwischen Zu- und Ablauf beschreibt.

Der Gesamtwärmestrom resultiert in einem benötigten Massenfluss von 0,085 kg/s beziehungsweise in einem benötigten Volumenstrom von 5,5 L/min pro Hälfte und somit pro Verteilerbox. Das Ergebnis der Simulation für eine Verteilerbox ist in Abbildung 9.6 dargestellt, die Ergebnisse der Massen- und Volumenströme für die drei Abläufe sind in Tabelle 9.4 aufgelistet. Hierdurch zeigt sich, dass ein gleichmäßiger Fluss durch die drei Kühlleitungen auf der Innenseite des Stiffener-Rings und somit eine homogene Temperaturverteilung in diesem Bereich gewährleistet wird.

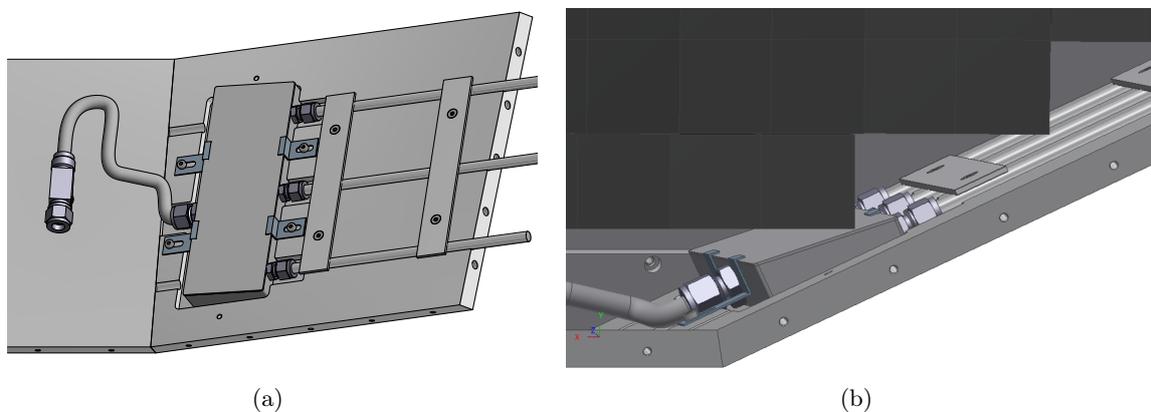
Ort	Massenstrom $[\text{kg}/\text{s}]$	Volumenstrom $[\text{L}/\text{min}]$	Anteil $[\%]$
Zulauf	0,085	5,5	-
Ablauf 1	0,028	1,81	32,94
Ablauf 2	0,029	1,88	34,43
Ablauf 3	0,028	1,80	32,79

**Tabelle 9.4:** Ergebnisse der Strömungssimulation für eine Verteilerbox

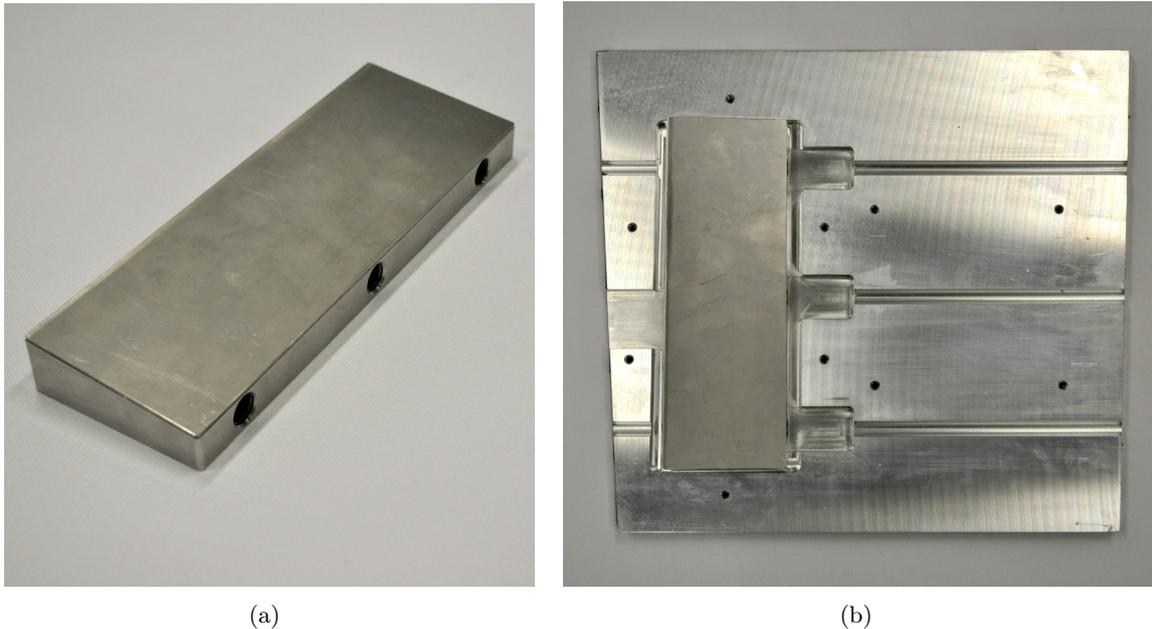
Mit den per Simulation ermittelten Flüssen, den zu Beginn des Kapitels beschriebenen Längen der Ausfräsungen und den Formeln zur Bestimmung von Druckverlusten in Kapitel 9.1 werden die Druckverluste pro Rohrleitung zu maximal 55 mbar bestimmt. Die zugehörigen CAD-Zeichnungen mit einer in einer Ausfräsung des Stiffener-Rings angebrachten Box inklusive Befestigung sind in Abbildung 9.7 dargestellt. Abbildung 9.8 zeigt eine fertige Verteilerbox sowie ein Element des Stiffener-Rings mit den Ausfräsungen für die Rohradapter.



**Abbildung 9.6:** Ergebnis der Strömungssimulation für eine Verteilerbox. Die Pfeile visualisieren die Geschwindigkeit und Richtung des Gemisches am jeweiligen Ort.



**Abbildung 9.7:** CAD-Zeichnungen der am Stiffener-Ring montierten Verteilerbox



**Abbildung 9.8:** Fertige Verteilerbox und bearbeitetes Element des Stiffener-Rings mit zusätzlichen Ausfräsungen

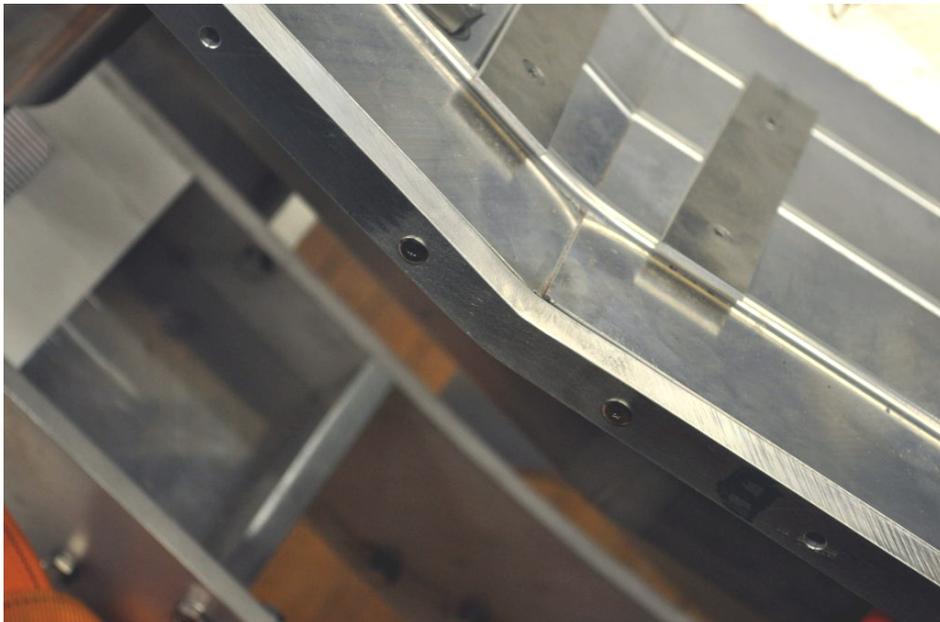
### 9.3 Frontkühlung

Die Frontkühlung befindet sich auf der Innenseite der Aluminiumfrontplatte vor den in der Endkappe verbauten Submodulen. Die Frontkühlung dient der Abfuhr des Wärmestroms, welcher trotz thermischer Isolierung im Frontbereich der Vorwärtsendkappe auftritt und der Reduzierung des Temperaturgradienten entlang der Szintillationskristalle. Die reversibel angebrachte Frontisolierung besteht an dieser Stelle aus 15 mm starken Vakuuminisationspaneelen und einer Grundfläche von  $3,08 \text{ m}^2$ . Der gesamte von der Frontkühlung abzuführende Wärmestrom unter Berücksichtigung der zwischen den Paneelen auftretenden Wärmebrücken und einem Sicherheitsfaktor von 1,5 beträgt 80,3 W. Die Berechnung erfolgt in Kapitel 10.2.1.

Die Frontkühlung besteht aus der in Abbildung 9.9 gezeigten Aluminiumfrontplatte mit einer Plattendicke von 0,8 mm, einem Rahmen aus Aluminium mit einer Dicke von rund 9 mm am äußeren Rand der Platte und den zur Verteilung der Kühlflüssigkeit genutzten Leitungen, welche auf der Innenseite der Frontplatte angebracht werden. Die geringe Dicke der Aluminiumfrontplatte ist ein Kompromiss aus möglichst geringer Materialbelegung und möglichst großer Stabilität. Die Abmessungen der Frontplatte betragen 1,947 m in der Höhe und 1,915 m in der Breite. Die Standardmaße der im Handel erhältlichen Metallbleche (maximale Breite von 1,5 m) sind geringer als die Ausmaße der Frontplatte, daher wurde die Frontplatte aus zwei Aluminiumplatten zusammengeschweißt. Um die Stabilität der Frontplatte zu erhöhen, wird ein Aluminiumrahmen mit der Frontplatte luft- und feuchtigkeitsdicht verklebt. Dieser Abstandsrahmen dient zusätzlich dem Ausgleich von Unebenheiten auf der Frontfläche des Stiffener-Rings zur besseren Anbringung der Frontplatte, siehe Abbildung 9.10. Die Frontplatte samt Abstandsrahmen wird im Schnitt alle 7 cm mit dem Stiffener-Ring verschraubt. Zur Verschraubung werden  $M5 \times 20$  Zylinderkopfschrauben mit einer Kopfhöhe von 1 mm ge-



**Abbildung 9.9:** Außenseite der Aluminiumfrontplatte der Vorwärtssendkappe des EMC



**Abbildung 9.10:** Abstandsrahmen der Frontkühlung ohne Frontplatte zum Ausgleich von Unebenheiten auf dem Stiffener-Ring und zur Erhöhung der Stabilität der Frontplatte

nutzt. Die geringe Kopfhöhe dient dem Schutz der aufliegenden thermischen Isolierung der Frontfläche. Hierdurch soll eine Beschädigung der Folie der Vakuuminisationspaneele und eine damit verbundene Belüftung der Paneele verhindert werden. Trotzdem auftretende Lücken zwischen dem Abstandsrahmen und dem Stiffener-Ring werden mit Hilfe einer Dichtmasse geschlossen, eine luft- und feuchtigkeitsdichte Verbindung zwischen Ring und Frontkühlung zur Verhinderung von Eisbildung durch eindringende Feuchtigkeit wird somit gewährleistet. Zusätzlich wird der Übergang zwischen Abstandsrahmen und Stiffener-Ring mit einem Aluminiumklebeband versehen, um eine geschlossene elektrische Schirmung zu gewährleisten.

Die Frontkühlung wird in zwei getrennte Teilkreisläufe aufgeteilt, jeweils einen pro Fronthälfte. Der pro Kreislauf abzuführende, nach oben abgeschätzte Wärmestrom reduziert sich dadurch auf 40 W. Dies führt mit der Forderung, dass zwischen Zu- und Ablauf der Kühlkreisläufe ein maximaler Temperaturunterschied von  $0,1^{\circ}\text{C}$  auftreten darf, zu einem Mindestvolumenstrom pro Teilkreislauf nach Gleichung 9.9 von  $8,2\text{ L/min}$  für ein Methanol-Wasser-Gemisch mit einem Verhältnis von 60:40.

Für einen effizienten Abtransport des Wärmestroms sowie zur Reduzierung des Temperaturgradienten innerhalb der Kristalle muss die Kühlung auf der gesamten Fläche der Aluminiumfrontplatte erfolgen. Um die Frontplatte gleichmäßig zu kühlen, werden die auf der Platte angebrachten Schläuche der beiden Kreisläufe mäanderförmig verlegt. Aufgrund der Position der Frontkühlung müssen die Materialien zum einen strahlenhart sein und zum anderen müssen sie eine geringe Materialbelegung ermöglichen, um den Energieverlust der im EMC zu vermessenden Teilchen vor dem Auftreffen auf die Bleiwolframat-Kristalle so gering wie möglich zu halten. Durch die Forderung eines Unterdruckes im Kühlsystem zur Verhinderung von austretender Flüssigkeit im Falle von Undichtigkeiten muss der in den Kreisläufen auftretende Druckverlust minimiert werden und unterhalb von 1 bar liegen. Der im System vorhandene Unterdruck erfordert zudem die Verwendung von Schläuchen mit starren Wänden. Die Schläuche werden mittels wärmeleitendem Kleber auf der Frontplatte angebracht. Die Zu- und Ableitungen des Kühlmittels erfolgt über gemeinsame Leitungen für die Front- und Seitenkühlung, die Aufteilung erfolgt erst im Innenbereich des Stiffener-Rings über T-Stücke. Die Zu- und Ableitungen der Frontkühlung werden mit Schnellkupplungen versehen, um ein Abnehmen der Frontplatte samt Frontkühlung für Wartungsarbeiten und Reparaturen zu ermöglichen. Die Kupplungen werden aus Platzgründen ebenfalls im Bereich des Stiffener-Rings untergebracht.

Zur Bestimmung des benötigten Durchmessers der Kühlleitungen für die Realisierung eines unterdruckbasierten Kühlsystems wurden Abschätzungen zu Druckverlusten für unterschiedliche Durchmesser bei gleichen Werten für die Leitungslänge, Anzahl und Form der Krümmen, der Rohrrauheit des Schlauches und den Eigenschaften des Methanol-Wasser-Gemisches durchgeführt. Die genutzten Eigenschaften des Methanol-Wasser-Gemisches sind in Kapitel 9.2 in Tabelle 9.3 aufgeführt. Für die Abschätzung der jeweiligen Druckverluste wurde eine maximale Länge der Kühlleitung pro Teilkreislauf von 6 m und die Verwendung von 16 Kreiskrümmern mit jeweils  $90^{\circ}$  und zwei T-Stücken für den gemeinsamen Zu- und Ablauf von Front- und Seitenkühlung pro Hälfte verwendet. Es wurden jeweils die Druckverluste für zwei unterschiedliche Volumenströme,  $8,2\text{ L/min}$  und  $9\text{ L/min}$ , abgeschätzt. Der Volumenstrom von  $9\text{ L/min}$  berücksichtigt eine mögliche Beschädigung und eine dadurch vorhandene Belüftung kleiner Bereiche der Frontisolierung. Die Rohrrauheit eines glatten Gummischlauches wurde mit einem Wert von  $0,0016\text{ mm}$  angenommen, siehe hierzu Tabelle 9.1 in Kapitel 9.1. Die Abschätzungen der Druckverluste für unterschiedliche Leitungsdurchmesser sind in Tabelle 9.5 aufgeführt. Basierend auf diesen Abschätzungen erfolgt die Wahl des Leitungsdurchmessers.

Innendurchmesser [mm]	Volumenstrom [L/min]	Druckverlust [mbar]	Strömungsart
8	8,2	2801	turbulent
8	9,0	3268	turbulent
10	8,2	709	laminar
10	9,0	1311	turbulent
12	8,2	383	laminar
12	9,0	421	laminar

**Tabelle 9.5:** Abschätzungen zu Druckverlusten für verschiedene Leitungsdurchmesser

Die Abschätzungen zeigen, dass bei einem Leitungsinwendurchmesser von 12 mm die Druckverluste für beide angenommenen Volumenströme deutlich unterhalb der geforderten Maximalgrenze von 1 bar liegen und mit diesem Innendurchmesser ein Betreiben des Kühlsystems mit einem Unterdruck möglich ist. Die Differenz ist zudem so groß, dass im späteren Betrieb zusätzliche druckverlusterzeugende Bauteile in das System eingebaut werden können, wie beispielsweise die benötigten Schnellkupplungen oder Sensoren zur Monitorierung der Kühlmitteltemperatur oder des Volumenstroms. Die Innendurchmesser von 8 mm beziehungsweise 10 mm liegen für mindestens einen gewählten Volumenstrom deutlich über der geforderten Maximalgrenze für den Druckverlust.

Ein Leitungsinwendurchmesser von 12 mm resultiert in einem Außendurchmesser von mindestens 14 mm, da die minimal erhältliche Wandstärke von Schläuchen mit diesen Innendurchmessern 1 mm beträgt. Der genaue Leitungsverlauf hängt von dem jeweiligen Abstand zwischen der Frontfläche eines Submoduls und der Frontplatte ab. Da alle Submodule über Winkelstücke auf einen Punkt abseits des Interaktionspunktes der Antiproton-Proton-Annihilationen ausgerichtet werden, haben alle vier Eckpunkte der Frontfläche eines Submoduls einen unterschiedlichen Abstand zur Frontplatte.

Abbildung 9.11 zeigt die Abstände zwischen den Eckpunkten der Frontflächen der Submodule und der Aluminiumfrontplatte für alle in einem Viertel der Vorwärtsendkappe positionierten Submodule. Alle Abstände kleiner 12 mm sind rot markiert, Abstände zwischen 12 und 16 mm sind gelb dargestellt und alle Abstände größer 16 mm sind grün eingefärbt. Der kleinste Abstand aller Module beträgt 11,2 mm, der größte Abstand beträgt 48,6 mm. Aufgrund des Aufbaus der Vorwärtsendkappe sind die Submodule symmetrisch angebracht. Der Leitungsaußendurchmesser und die Anbringung mittels wärmeleitendem Kleber auf der Frontplatte führt dazu, dass im Bereich der vertikal und gleichzeitig zentral angebrachten Submodule keine Leitungsverlegung möglich ist, da hier eine der beiden waagerechten Kanten der jeweiligen dort angebrachten Submodule einen Abstand von 11,2 mm bis 14,4 mm zur Frontplatte aufweist und somit der Platz zur Verlegung der Leitungen zu gering ist. Die restlichen Submodule besitzt jeweils einen Eckpunkt der Frontfläche mit einem Abstand von weniger als 11,6 mm, daher kann die Leitungsverlegung dort nur im Bereich der dem Punkt entgegengesetzten Kante erfolgen. Schläuche mit starren Wänden besitzen, je nach Material und Modell, Biegeradien im Bereich von 70 bis 90 mm. Der Verlauf der Kühlleitungen wird so gewählt, dass möglichst viele Submodule durch vor ihnen angebrachte Kühlleitungen gekühlt werden. Eine Aufteilung der Teilkreisläufe in mehrere Leitungen ist aufgrund des fehlenden Platzes für die Verteilerstücke nicht möglich. Das finale Design mit der Berücksichtigung der oben genannten Einschränkungen für beide Kühlleitungsstränge der Frontkühlung ist in Abbildung 9.12

dargestellt. Die Länge pro Leitung beträgt 5,5 m und es befinden sich im Verlauf 16 90°- und vier 45°-Bögen. Die Zu- und Ableitung pro Strang erfolgt über insgesamt zwei T-Stücke. Für den minimal benötigten Volumenstrom von 8,2 L/min beträgt der berechnete Druckverlust pro Strang des finalen Designs ohne Berücksichtigung der Schnellkupplungen und Sensoren 391 mbar und für den erhöhten Volumenstrom von 9 L/min beträgt der berechnete Druckverlust 430 mbar.

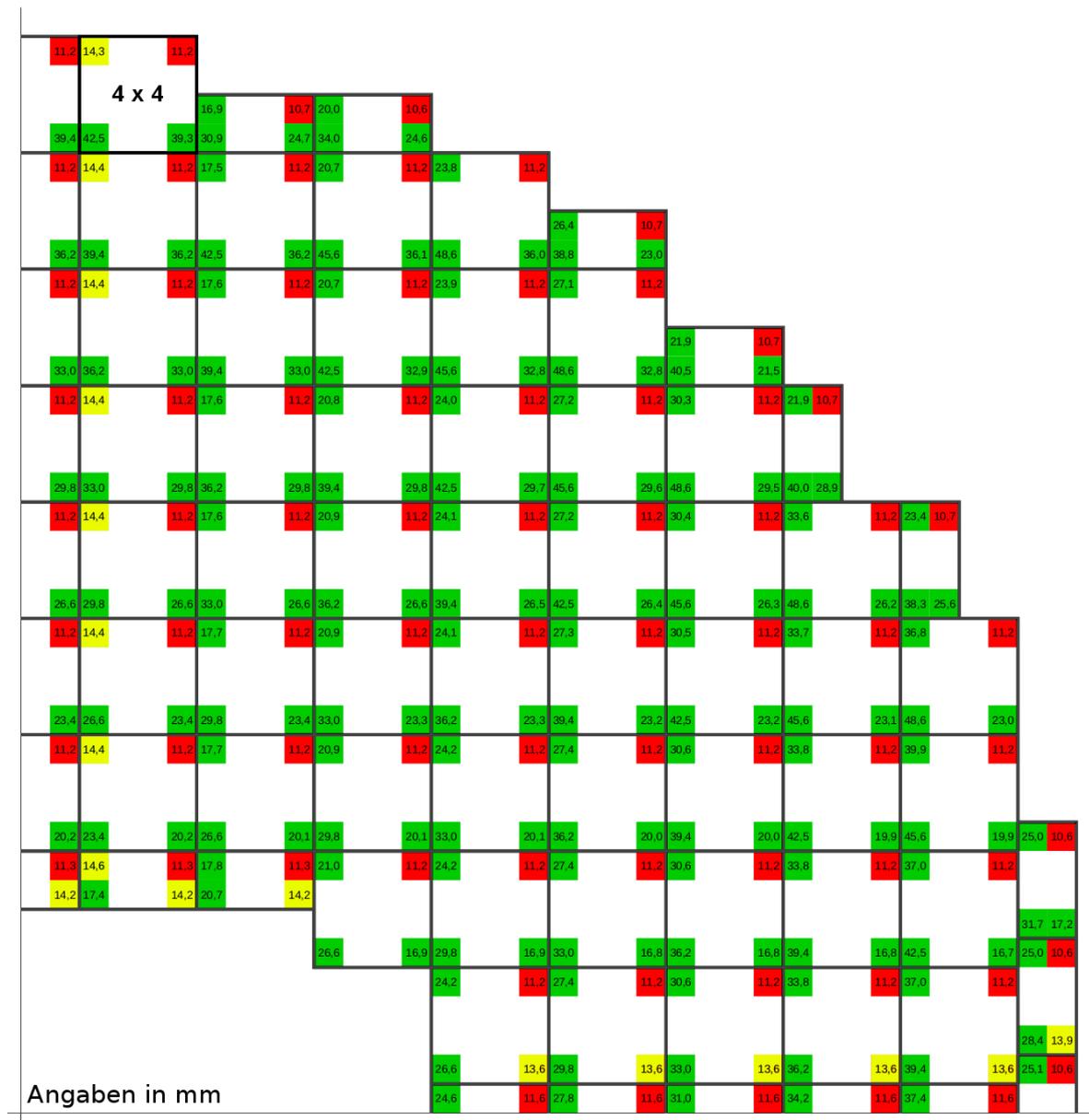
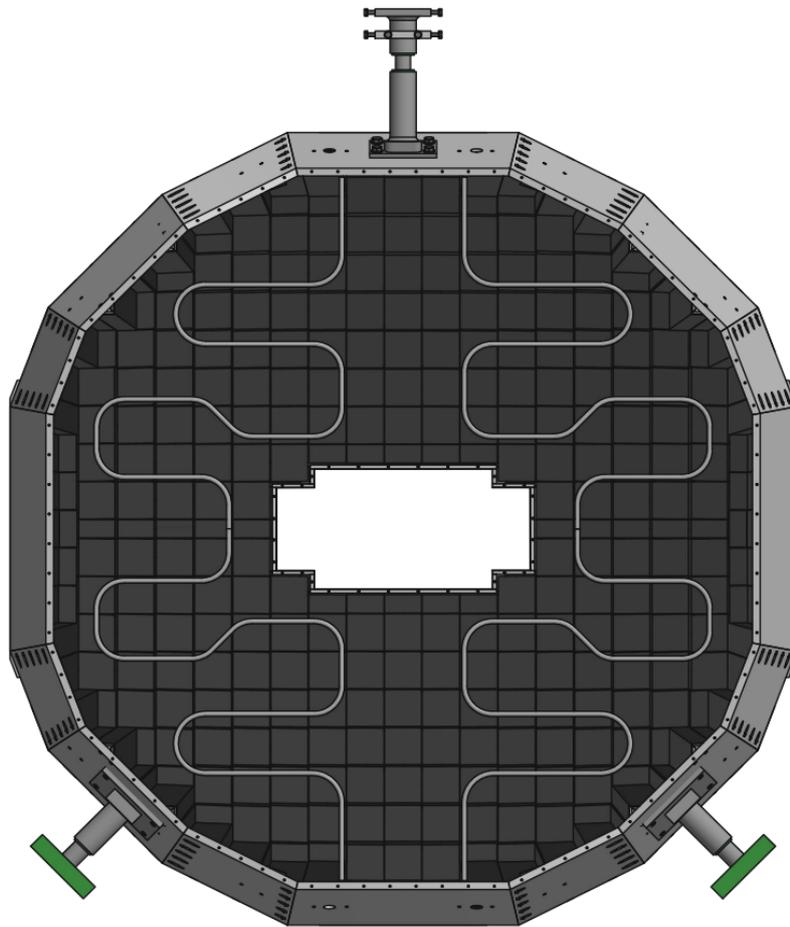


Abbildung 9.11: Abstände zwischen den Submodulen und der Aluminiumfrontplatte für ein Quartal der Vorwärtsendkappe



**Abbildung 9.12:** CAD-Zeichnung der beiden finalen Teilkreisläufe der Frontkühlung vor den Submodulen mit ausgeblendeter Frontplatte



# Kapitel 10

## Thermische Isolierung der Vorwärtsendkappe des $\overline{\text{PANDA}}$ -EMC

Um eine konstante Betriebstemperatur von  $-25^{\circ}\text{C}$  und eine maximale Temperaturschwankung während des Betriebs von  $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$  zu gewährleisten, wird neben den in Kapitel 9 vorgestellten Kühlsystemen eine effiziente thermische Isolierung benötigt. Die Anforderungen an die für die Vorwärtsendkappe verwendete thermische Isolierung im Bezug auf Material und Design sind vielfältig. Die Wahl des Materials und die Anforderungen an das verwendete Material werden in Kapitel 10.1 beschrieben. Neben einem effizient thermisch isolierenden Material wird ein kompaktes Design benötigt, welches zum einen der Form der Vorwärtsendkappe gerecht wird und zum anderen die Durchführung von Kabeln, Stehbolzen und Lichtfasern erlaubt. Ebenfalls muss eine reversible Befestigung von Teilen der Isolierung für Reparatur- und Wartungsarbeiten möglich sein. Das Design der Isolierung wird ausführlich in Kapitel 10.2 erläutert.

### 10.1 Wahl des Isoliermaterials

Die Übertragung von Wärme erfolgt über drei Mechanismen: Konvektion, Wärmeleitung und Wärmestrahlung. Als Konvektion wird das Mitführen von Wärmeenergie durch ein fließendes Medium bezeichnet, die Wärmeleitung beschreibt den Wärmestrom beziehungsweise die übertragene Wärmeenergie pro Zeit und der Effekt der Wärmestrahlung beschreibt die Emission und Absorption von elektromagnetischer Strahlung aus dem infraroten Spektrum. Alle drei Effekte spielen eine gewichtige Rolle bei der Wahl des Materials zur thermischen Isolierung der Vorwärtsendkappe des  $\overline{\text{PANDA}}$ -EMC.

Die wichtigste thermische Eigenschaft eines Isoliermaterials stellt hierbei die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  dar, welche beschreibt, wie gut oder schlecht sich ein Material zur Wärmeleitung eignet. Eine niedrige Wärmeleitfähigkeit führt zu einer besseren thermischen Isolierung. In Tabelle 10.1 ist die Wärmeleitfähigkeit für unterschiedliche Dämmstoffe aufgelistet. Hier zeigt sich bereits, dass sich Vakuumisulationspaneele aufgrund ihrer niedrigen Wärmeleitfähigkeit hervorragend für die thermische Isolierung eignen.

Eine weitere wichtige Eigenschaft für die Isolierung der Vorwärtsendkappe ist die Temperaturbeständigkeit. Das genutzte Material darf aufgrund der niedrigen Betriebstemperatur von  $-25^{\circ}\text{C}$ , einer geplanten  $\overline{\text{PANDA}}$ -Betriebsdauer von mehr als zehn Jahren und den damit verbundenen Aufwärm- und Abkühlphasen des Experiments weder beschädigt noch in der Wärmedämmung beeinträchtigt werden.

Zudem muss das Isoliermaterial in den unterschiedlichsten Formen erhältlich sein, um eine platzsparende Isolierung der gesamten Vorwärtsendkappe zu ermöglichen. Zudem werden für eine passgenaue Anbringung und die Reduzierung von Wärmebrücken Isoliermaterialien mit glatten Kanten benötigt.

Dämmstoff	Wärmeleitfähigkeit $\lambda$ [W/(m K)]
Aerogel	0,017 - 0,021
Mineralwolle	0,035 - 0,045
Polyethylenschaum (PE)	0,033
Polystyrol, expandiert (EPS)	0,035 - 0,040
Polystyrol, extrudiert (XPS)	0,030 - 0,040
Polyurethan-Hartschaum (PUR)	0,024 - 0,030
Vakuumisolationspaneele	0,002 - 0,008

**Tabelle 10.1:** Wärmeleitfähigkeiten von Materialien zur thermischen Isolierung [56]

Alle oben geforderten Eigenschaften werden durch Vakuumisolationspaneele erfüllt. Aufgrund der geforderten physikalischen Eigenschaften und der benötigten Formgebung werden für die thermische Isolierung der Vorwärtsendkappe des  $\bar{P}$ ANDA-EMC die Vakuumisolationspaneele mit dem Namen va-Q-vip der Firma va-Q-tec verwendet werden.

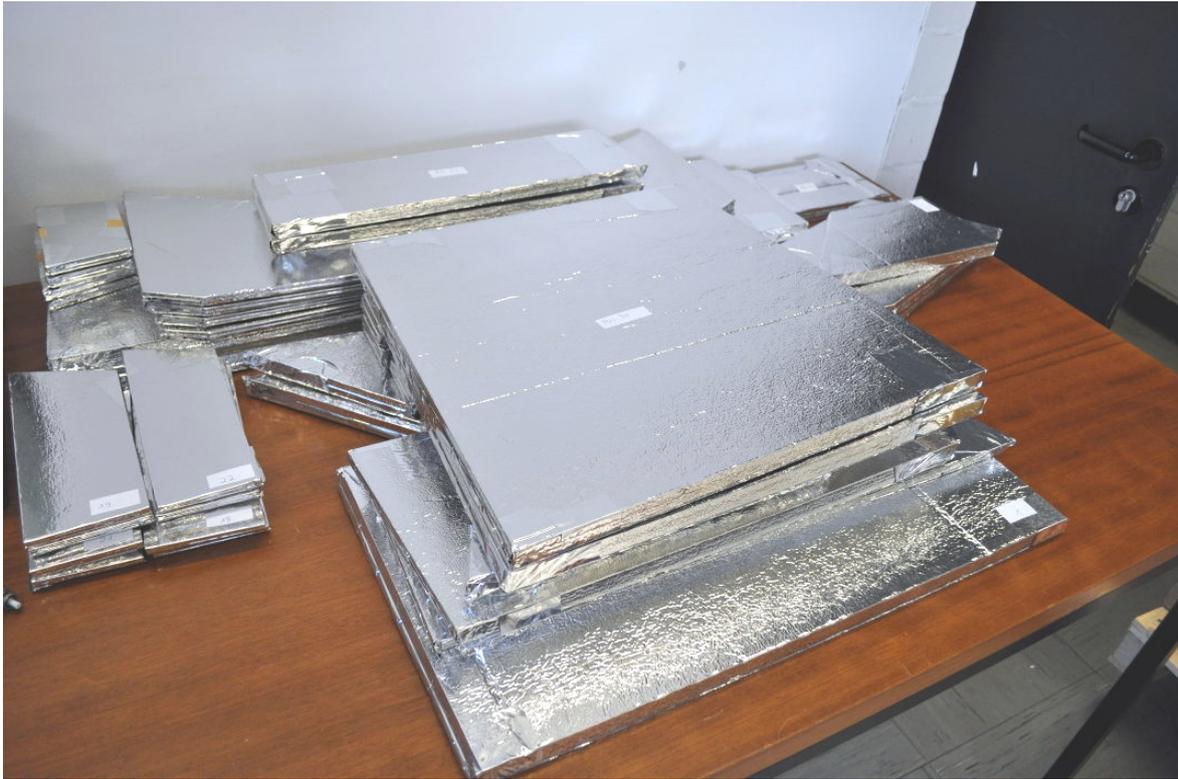
Die Paneele bestehen aus mikroporöser Kieselsäure als Kernmaterial, welches aus einem Pulver amorph angeordneter Partikel zu einer Platte gepresst wurde. Umgeben ist das Material von einer gas- und wasserdampfdichten Kunststoffolie, welche mit Aluminium bedampft wurde. Der Innenraum der Paneele wird anschließend evakuiert, um die Wärmeleitfähigkeit auf den angegebenen Wert zu reduzieren. Die Beschichtung der Folie sorgt zudem für eine Reflektion von thermischer Strahlung, der Einfluss der Wärmestrahlung auf die Isoliereigenschaften wird hierdurch verringert. Durch die Folienfalttechnik va-Q-seam können glatte Kanten und damit eine nahezu fugenlose Verbindung der Paneele trotz umgeschlagener Laschen der Folie für Plattenstärken kleiner 15 mm erzielt werden. [57]

Die Paneele von va-Q-tec zeichnen sich besonders durch geringe Fertigungstoleranzen und die individuell produzierbaren Formen aus. Die physikalischen Eigenschaften der va-Q-vip Paneele sind in Tabelle 10.2 aufgelistet.

Die Fertigungstoleranzen liegen bei  $\pm 5\%$  für die Plattenstärke und maximal  $+2/-5$  mm in der Länge und Breite. Die Lebensdauer der Paneele wird mit bis zu 60 Jahren angegeben und ist somit für die gesamte  $\bar{P}$ ANDA-Betriebsdauer geeignet. Einige für die Isolierung der Endkappe benötigten Paneele zur Demonstration der unterschiedlichen Größen und Formen sind in Abbildung 10.1 dargestellt. Der detaillierte Aufbau der Isolierung der Vorwärtsendkappe wird in Kapitel 10.2 beschrieben.

Eigenschaft	va-Q-vip
Dichte der Rohplatte [kg/m <sup>3</sup> ]	175 - 250
Wärmeleitfähigkeit $\lambda$ [W/(m K)]	$\leq 0,005$
Innendruck bei Auslieferung [mbar]	$< 5$
Anstieg des Gasdrucks [mbar/Jahr] (bei Raumtemperatur und 20 mm Plattendicke)	1
Temperaturbeständigkeit [°C]	-70 - +70
Feuchtebeständigkeit [%]	0 - 60

**Tabelle 10.2:** Eigenschaften der va-Q-vip Isolationspaneele [57]



**Abbildung 10.1:** Teillieferung der für die Vorwärtsendkappe des PANDA-EMC benötigten Vakuumisolationspaneele

## 10.2 Aufbau der thermischen Isolierung

Die vollständige thermische Isolierung der Vorwärtsendkappe, aufgebaut aus Vakuumisolationspaneelen, hat eine Fläche von  $11,9\text{ m}^2$  und eine Dicke von 15 mm für die Platte vor der Frontkühlung sowie den Szintillationskristallen und von 20 mm für die restlichen Bereiche. Das Design der Isolierung gliedert sich in die in Tabelle 10.3 aufgelisteten Teilbereiche. Die aufgeführten Flächen der Teilbereiche wurden den CAD-Zeichnungen, welche im Rahmen dieser Arbeit entstanden, entnommen. Die tatsächlichen Werte der Flächen werden für die produzierten Isolationspaneele, aufgrund der Produktionstoleranzen, geringfügig abweichen. Diese Abweichungen können jedoch für die folgenden Berechnungen der Wärmeströme vernachlässigt werden.

Das Design und die Eigenschaften der jeweiligen Teilbereiche werden in den folgenden Unterkapiteln beschrieben. Um die Anzahl von direkten Wärmebrücken zwischen heruntergekühltem Innenbereich des Detektors und dem Außenbereich auf Raumtemperatur zu reduzieren, wird die Gesamtdicke an vielen Stellen der Isolierung durch überlappend angeordnete, dünnere Paneele mit einer Wandstärke von 10 mm erzielt. Diese Methode ist jedoch nicht überall anwendbar. Zum einen kann die Frontplatte nicht aus mehreren Schichten realisiert werden, da die minimal produzierbare Plattendicke 10 mm beträgt und dadurch die Gesamtdicke von 15 mm überschritten werden würde. Zum anderen werden Platten mit mehrfach angeschrägten Kantenflächen nicht überlappend angebracht. Angeschrägte Kantenflächen und Plattendicken kleiner 20 mm führen dazu, dass ein Teil der produktionsbedingten umgeschlagenen Laschen der umgebenden Folie auf den Kanten der Paneele aufliegt. Die Kombination aus aufliegender

Bereich	Fläche [m <sup>2</sup> ]	Plattenstärke [mm]
Frontplatte	3,08	15
Rückplatte	4,29	20
Innerer Stiffener-Ring	0,93	20
Äußerer Stiffener-Ring	1,28	20
Seitenbereich mit Durchführungen	2,35	20
Summe	11,93	

**Tabelle 10.3:** Teilbereiche der thermischen Isolierung der Vorwärtsendkappe

Lasche und Ansträgung führt dazu, dass eine nahezu fugenlose Verbindung unter Einhaltung des geforderten Winkels nicht mehr gewährleistet werden kann. Des Weiteren werden keine Bereiche überlappend isoliert, welche mit einem zusätzlichen Isoliermaterial unterfüttert werden können. Dies führt zu einer Reduzierung der Produktionskosten, da die zusätzliche Unterfütterung mit anderen, günstigeren Isoliermaterialien durchgeführt werden kann. Sämtliche Isolationspaneele werden mit dem leicht auftragbaren Kleber Sabacontact AAC der Firma SABA verklebt. Der Kleber besteht aus einem CR-Polymer bzw. aus Neopren und zeichnet sich durch eine hohe Temperaturbeständigkeit aus [58].

In Abbildung 10.2 ist eine CAD-Zeichnung der Vorder- und Rückansicht der Vorwärtsendkappe sowie der thermischen Isolierung ohne weitere Komponenten der Endkappe zu sehen.

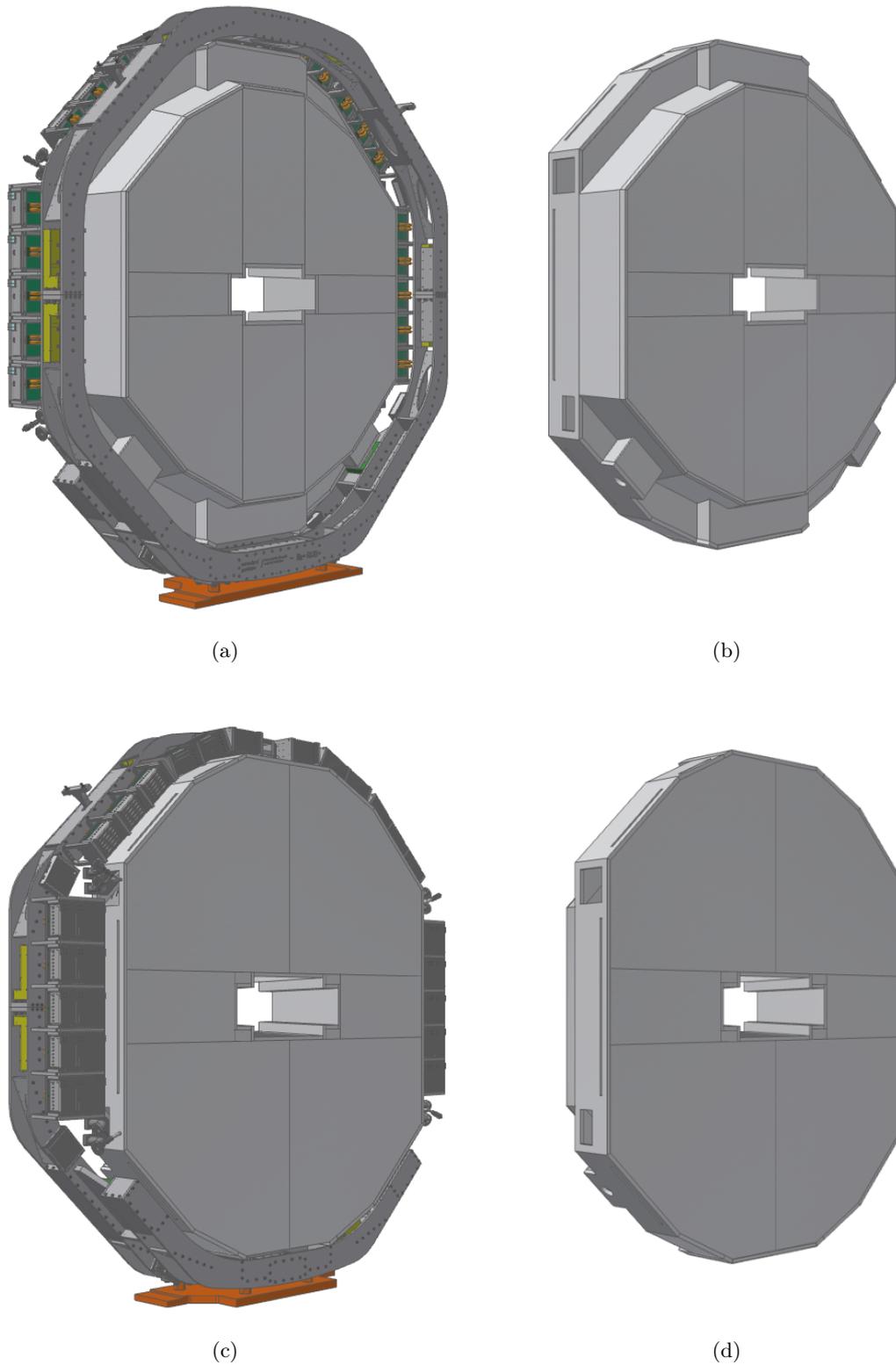
### 10.2.1 Berechnungen zum Wärmetransport durch die thermische Isolierung

Trotz thermischer Isolierung durch Vakuuminisationspaneele mit einer Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  von  $\leq 0,005 \text{ W}/(\text{m K})$  erfolgt eine Wärmeleitung beziehungsweise ein Wärmestrom aufgrund des Temperaturunterschiedes zwischen gekühltem Innenbereich und Außenbereich. Der auftretende Wärmestrom muss durch die Kühlung der Vorwärtsendkappe (siehe Kapitel 9) kompensiert werden, um die konstante Betriebstemperatur gewährleisten zu können. Die in diesem Unterkapitel durchgeführten Berechnungen zur Abschätzung des Wärmestroms durch die Isolierung der jeweiligen Teilbereiche dienen der Abschätzung und Auslegung des benötigten Kühlmittelflusses für die Front- und Seitenkühlung. Die allgemeine Beschreibung für die Wärmeleitfähigkeit eines Materials erfolgt über einen Tensor, welcher die unterschiedlich starke Wärmeleitung in unterschiedliche Richtungen berücksichtigt. Dies ist bei anisotropen Materialien notwendig, welche beispielsweise unterschiedlich ausgedehnte Schichtungen oder Kristallisationen besitzen.

Da die hier verwendeten Vakuuminisationspaneele einen isotropen Aufbau durch die zu Platten gepresste mikroporöse Kieselsäure besitzen, ist es nicht nötig, den Wärmeleitensor zu betrachten. Die Wärmeleitfähigkeit vereinfacht sich so zu einem richtungsunabhängigen Wert. Die allgemeine Beschreibung des Wärmestroms nach [59] lautet

$$\dot{\vec{Q}}(\vec{x}) = -\lambda \cdot A \cdot \text{grad } \vartheta, \quad (10.1)$$

wobei  $\dot{\vec{Q}}(\vec{x})$  den Wärmestrom in Richtung  $\vec{x}$ ,  $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit und  $A$  die durchströmte Fläche beschreibt. Der Temperaturgradient wird durch  $\text{grad } \vartheta$  ausgedrückt. Zudem wird angenommen, dass die Wärme stets senkrecht zu den Paneelen transportiert wird, da



**Abbildung 10.2:** Vorder- und Rückansicht der vollständigen Vorwärtsendkappe (a und c) sowie der thermischen Isolierung ohne weitere Komponenten der Endkappe (b und d)

die Paneele aus ebenen Platten mit parallelen Wandflächen und kleiner Dicke bestehen. Somit reduziert sich die Berechnung des auftretenden Wärmeflusses zu einem eindimensionalen Problem. Gleichung 10.1 vereinfacht sich somit zu

$$\dot{Q}(x) = -\lambda \cdot A \cdot \frac{d\vartheta}{dx} \quad (10.2)$$

und lässt sich nun integrieren, welches zu

$$\int_{x_1}^{x_2} \dot{Q}(x) dx = \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} -\lambda \cdot A \cdot d\vartheta \quad (10.3)$$

$$\dot{Q} = \frac{\lambda}{x_2 - x_1} \cdot A \cdot (\vartheta_1 - \vartheta_2) \quad (10.4)$$

führt. Der Term  $x_2 - x_1$  ist gleichbedeutend mit der Plattendicke  $d$  und der Term  $\vartheta_1 - \vartheta_2$  beschreibt die Temperaturdifferenz zwischen Innen- und Außenbereich. Nun lässt sich der Wärmestrom definieren als:

$$\dot{Q} = \lambda \cdot \frac{A}{d} \cdot \Delta T \quad (10.5)$$

Die Betriebstemperatur von  $-25^\circ\text{C}$  und eine geschätzte Außentemperatur von  $+25^\circ\text{C}$  führt zu einer Temperaturdifferenz  $\Delta T$  für die Vorwärtsendkappe des  $\bar{P}$ ANDA-Kalorimeters von 50 K. Der Wärmestrom pro  $\text{m}^2$  für die beiden genutzten Plattendicken inklusive eines Sicherheitsfaktors von 1,5 beträgt  $18,75 \text{ W}/\text{m}^2$  für eine Dicke von 20 mm und  $25,00 \text{ W}/\text{m}^2$  für eine Dicke von 15 mm. Mit diesen Werten und den Informationen zu den abgedeckten Flächen der jeweiligen isolierten Bereiche aus Tabelle 10.3 lassen sich die Wärmeströme durch die Vakuumisulationspaneele der thermischen Isolierung für verschiedene Teilbereiche ermitteln, diese sind in Tabelle 10.4 aufgelistet.

Bereich	Wärmestrom durch Isolationspaneele [W]	Wärmestrom durch Kontaktkleber [W]
Frontplatte	77,1	3,2
Rückplatte	80,5	4,5
Innerer Stiffener-Ring	17,4	1,9
Äußerer Stiffener-Ring	24,0	3,7
Seitenbereich mit Durchführungen	44,1	7,2
Summe	243,1	20,5

**Tabelle 10.4:** Abschätzungen der Wärmeströme durch die Vakuumisulationspaneele und durch die Verbindungsklebungen der thermischen Isolierung

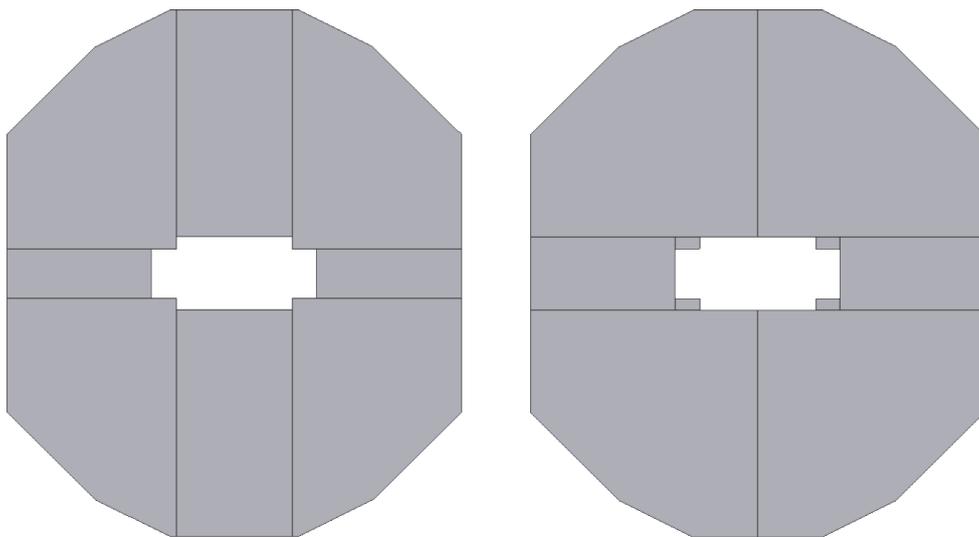
Der zur Verbindung der Vakuumisulationspaneele zu nutzende Kontaktkleber Sabacontact AAC der Firma SABA basiert auf Polychloropren. In der Literatur wird Polychloropren mit einer Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  von 0,15 bis 0,19  $\text{W}/(\text{mK})$  angegeben [60]. Zur Abschätzung des Wärmestroms durch die Wärmebrücken der Klebeschichten wird der kritischere Wärmeleitfähigkeitswert von 0,19  $\text{W}/(\text{mK})$  genutzt. Da es sich bei dem Kleber um einen Kontaktkleber

handelt, welcher seine Klebekraft durch Andrücken der zu verbindenden Teile entfaltet, lässt sich die maximale Dicke der Klebeschicht zwischen den Vakuumisolationspaneelen nach Andrücken zu einem Wert von 0,5 mm abschätzen. Für die Verklebung der Paneele im Bereich der Frontisolierung mit den direkten Wärmebrücken lässt sich der Wärmestrom durch die Klebeschicht inklusive eines Sicherheitsfaktors von 1,5 auf 0,48 W/m abschätzen. Im Bereich der 20 mm starken Isolierung ergeben sich 0,36 W/m. Auch hier wurde ein Sicherheitsfaktor von 1,5 mit einberechnet. Die Abschätzungen der Wärmeströme durch die Wärmebrücken der geklebten Verbindungsstellen für die verschiedenen Teilbereiche der thermischen Isolierung sind ebenfalls in Tabelle 10.4 aufgelistet.

### 10.2.2 Front- und Rückplatte

Die Stärke der thermischen Isolierung der Frontseite der Vorwärtsendkappe liegt im Gegensatz zur restlichen Endkappenisolierung bei 15 mm. Die geringere Plattendicke ist durch den Platzbedarf der Frontkühlung begründet. Der Platz der Frontkühlung müsste bei einer dickeren Frontisolierung so reduziert werden, dass eine Verlegung der Leitungen nicht mehr möglich ist, siehe hierzu Kapitel 9.3. Eine Vergrößerung der Plattenstärke in Richtung des DIRC-Systems, welches sich direkt vor der Vorwärtsendkappe des EMC befindet, ist aus Platzgründen ebenfalls nicht möglich. Die Rückplatte besteht aus einer Gesamtdicke von 20 mm und ist aus 10 mm starken, sich überlappenden Paneelen aufgebaut. Eine Darstellung der beiden Lagen der Rückplatte zeigt Abbildung 10.3, die Positionen der Front- und Rückisolierung innerhalb der Gesamtisolierung sind in Abbildung 10.4 dargestellt

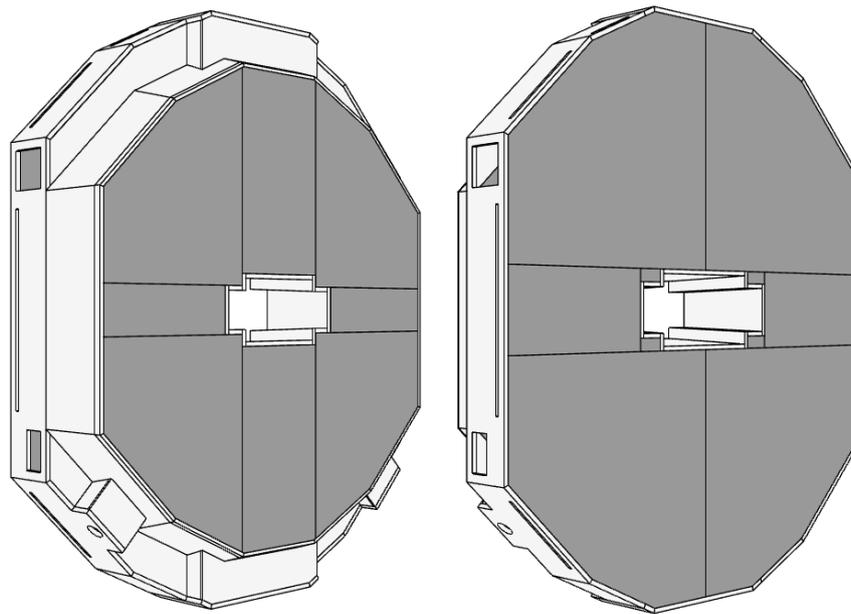
Beide Teilisolierungen sind so konstruiert, dass sie für Wartungs- und Reparaturarbeiten entfernt werden können. Nach Entfernung der Frontplatte ist sowohl der Zugriff auf die Frontkühlung und auf Teile der Seitenkühlung möglich, als auch eine Wartung und Demontage der Detektorsubmodule möglich, wenn hierfür die Rückisolierung ebenfalls entfernt wird. Die Rückplatte der Isolierung liegt direkt auf der 3 mm starken Aluminiumrückplatte auf. Nach der Demontage dieser beiden Platten sind der Elektronikbereich auf der Backplate und die Verteilersysteme der Hauptkühlung erreichbar.



**Abbildung 10.3:** Darstellung der beiden Lagen der thermisch isolierenden Rückplatte

Durch die geforderte reversible Anbringung der beiden Teilisolierungen können diese nicht an den Aluminiumbauteilen der Endkappe festgeklebt werden. Die Befestigung der Platten erfolgt über ein Einklemmen in die überstehenden Isolationspaneele des Stiffener-Rings und der Seitenisolierung, dies ist in den CAD-Zeichnungen in Abbildung 10.2 und in Abbildung 10.4 erkennbar.

Um das Gewicht der Front- und Rückisolierung aufzufangen und ein Durchhängen der Seitenisolierung und der Isolierung des Stiffener-Rings zu verhindern, werden tragfähige Abstandshalter aus thermisch isolierendem Kunststoff im unteren Bereich zwischen Halterahmen der Vorwärtsendkappe und der Isolierung vorgesehen.



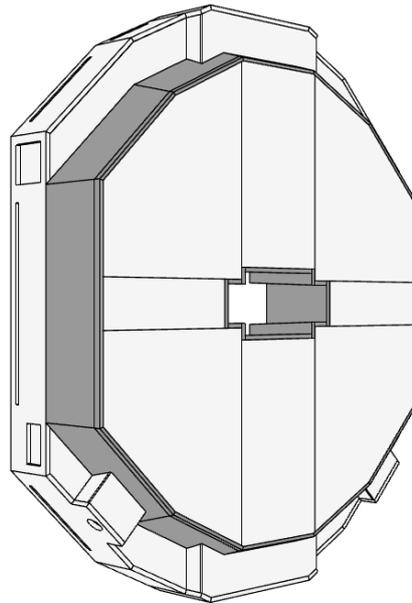
**Abbildung 10.4:** Position der thermisch isolierenden Front- (links) und Rückplatte (rechts) in der Gesamtisolierung (jeweils grau eingefärbt)

### 10.2.3 Stiffener-Ring

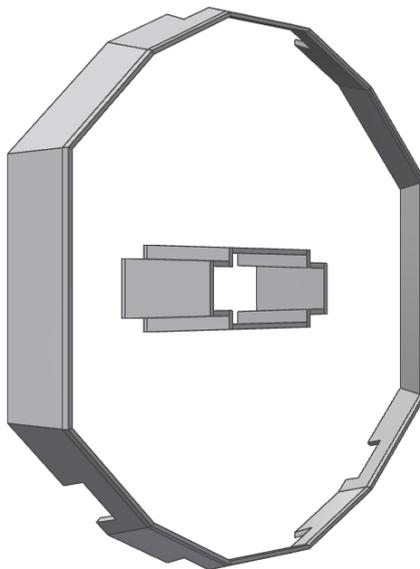
Der Stiffener-Ring besteht aus zwei Teilen, dem inneren und dem äußeren Ring. Beide Ringe dienen als Außenwände des heruntergekühlten Bereiches und versteifen zudem die Backplate, so soll ein Durchbiegen der Backplate aufgrund der hohen Traglast verhindert werden. Der äußere Ring besteht aus einem Pyramidenstumpf mit einer zwölfeckigen Grundfläche und beinhaltet zudem die Seitenkühlung, siehe hierzu Kapitel 9.2. Die Position der Isolierung des inneren und äußeren Stiffener-Rings innerhalb der Gesamtisolierung ist in Abbildung 10.5 gezeigt.

Auf eine überlappend angebrachte Isolierung im Bereich der Verbindungskanten wird hier verzichtet, da die aufliegenden Laschen auf den Kanten, wie zu Beginn des Kapitels 10.2 beschrieben, eine nahezu fugenlose Verbindung unter Einhaltung der benötigten Winkel nicht zulassen. Zudem haben Tests ergeben, dass die Abweichung der produzierten Winkel der Kantenflächen zu den tatsächlich benötigten Winkeln bei den 10 mm starken Platten einer möglichen Überlappung zu groß ist, um die benötigte Form zu erreichen. Aus diesen Gründen werden hier die direkten Wärmebrücken in Kauf genommen und die auftretenden Wärmeströ-

me durch die Seitenkühlung kompensiert. Die Isolierung des äußeren Stiffener-Rings wird im unteren und oberen Bereich mit Aussparungen für die Stehbolzen und die Verteiler der Hauptkühlung versehen. Um die Frontisolierung im vorderen Bereich der Isolierung der beiden Ringe einklemmen zu können, wird ein Teil der Isolierung des äußeren Rings angeschragt. Somit wird die Kontaktfläche zwischen Frontisolierung und Stiffener-Ring vergrößert und das Einbringen der Frontisolierung erleichtert. Die beschriebenen Aussparungen und die Ansträgungen sind in Abbildung 10.6 dargestellt.



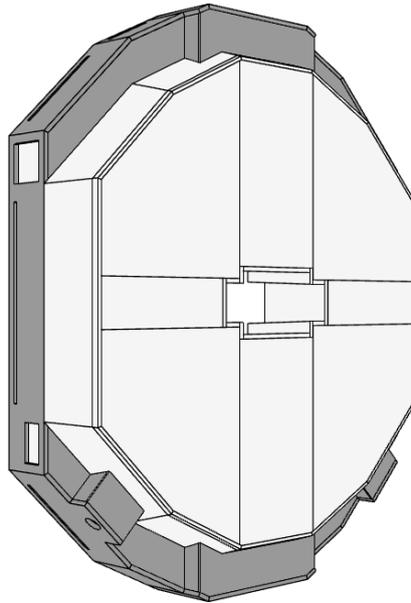
**Abbildung 10.5:** Position der Isolierung des inneren und äußeren Stiffener-Rings (grau eingefärbt) in der Gesamtisolierung



**Abbildung 10.6:** Thermische Isolierung des Stiffener-Rings

#### 10.2.4 Seitenbereich mit Durchführungen

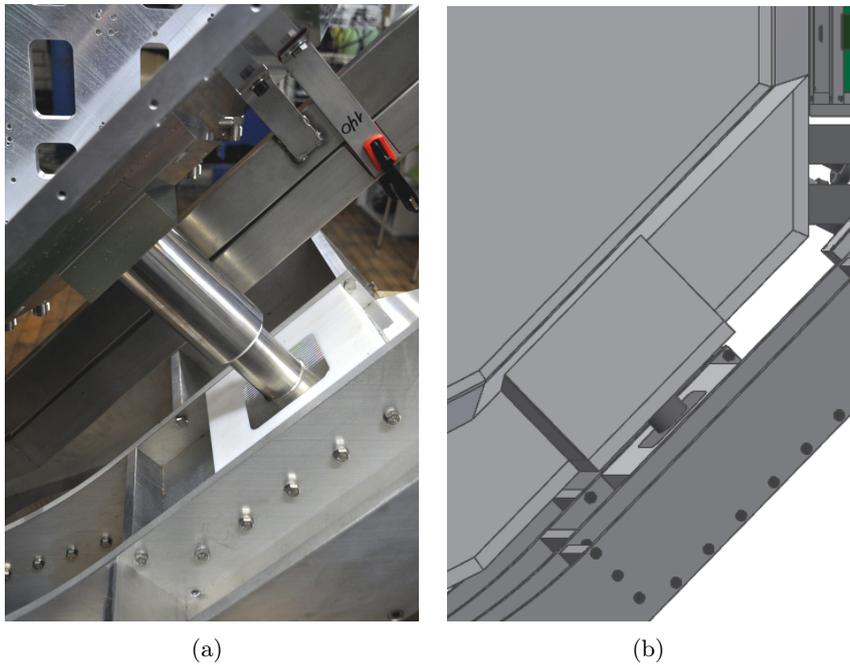
Der aufwändigste Teilbereich der thermischen Isolierung ist die Seitenisolierung mit einer Vielzahl unterschiedlicher Durchführungen für die Stehbolzen, sämtliche für den Betrieb der Endkappe benötigten Kabel sowie die Lichtfasern. Die Position der hier beschriebenen isolierenden Bauteile zeigt Abbildung 10.7.



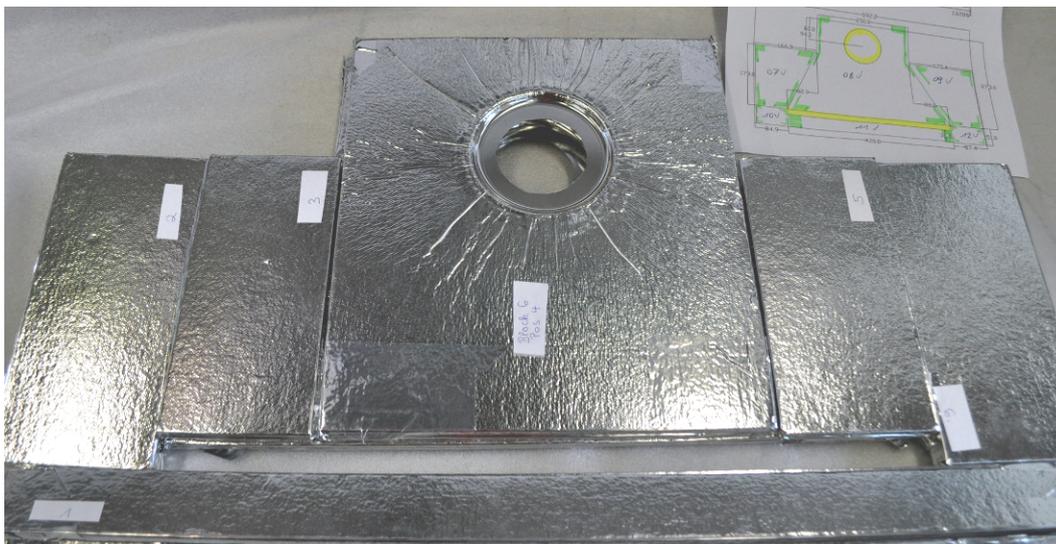
**Abbildung 10.7:** Position der Seitenisolierung (grau eingefärbt) mit den Durchführungen für Kabel, Kühlleitungen und Stehbolzen in der Gesamtisolierung

Die Vorwärtsendkappe wird mit drei Stehbolzen im Halterahmen der Endkappe befestigt. Auf den beiden im unteren Bereich angebrachten Bolzen liegt das gesamte Gewicht der Endkappe, der obere Bolzen dient der Absicherung gegen ein Herauskippen aus dem Halterahmen. Sämtliche Bolzen bestehen aus zwei ineinander geschobenen Edelstahlzylindern, siehe Abbildung 10.8(a). Zwischen den beiden Zylindern befindet sich eine PET-Schicht, zudem ist bei den Standfüßen der Endkappe jeweils ein Zylinder auf einem gleitenden PET-Block befestigt, welcher sich im Halterahmen bewegen kann. Die Standfüße können sich so dem Gewicht der Beladung anpassen, indem sie nach innen oder außen gleiten. Die Zylinder der Stehbolzen sind somit weder direkt miteinander noch direkt mit dem Halterahmen verbunden. Durch das thermisch isolierende PET werden Wärmebrücken reduziert. Die Isolierung aus Vakuumisoliationspaneelen, welche die Bolzen umschließt, besteht aus einer quaderförmigen Anordnung von sich überlappenden Paneelen, siehe Abbildung 10.8(b).

Die in den Paneelen befindliche Öffnung zur Durchführung der Bolzen kann aufgrund des Herstellungsprozesses nicht mit anliegender Lasche produziert werden, da die Gefahr des Aufreissens der Lasche mit dem damit verbundenen Verlust des Vakuums der Isolationspaneele zu groß ist. Somit muss bei der Definition der Öffnungsgröße der Überstand der Lasche von etwa 10 mm berücksichtigt werden. In Abbildung 10.9 sind Isolationspaneele mit kreisförmiger Öffnung zur Durchführung eines Stehbolzens und rechteckiger Öffnung zur Durchführung und Einklebung von Kabeln zu sehen. Im Bereich der kreisrunden Öffnung erkennt man die überstehende Lasche. In diesem Bereich findet keine Isolierung durch die Vakuumpaneele statt.



**Abbildung 10.8:** Stehbolzen der Vorwärtsendkappe (a) und geplante thermische Isolierung (b)



**Abbildung 10.9:** Isoliationspaneele mit kreisförmiger Öffnung zur Durchführung eines Stehbolzens und rechteckiger Öffnung zur Durchführung und Einklebung von Kabeln

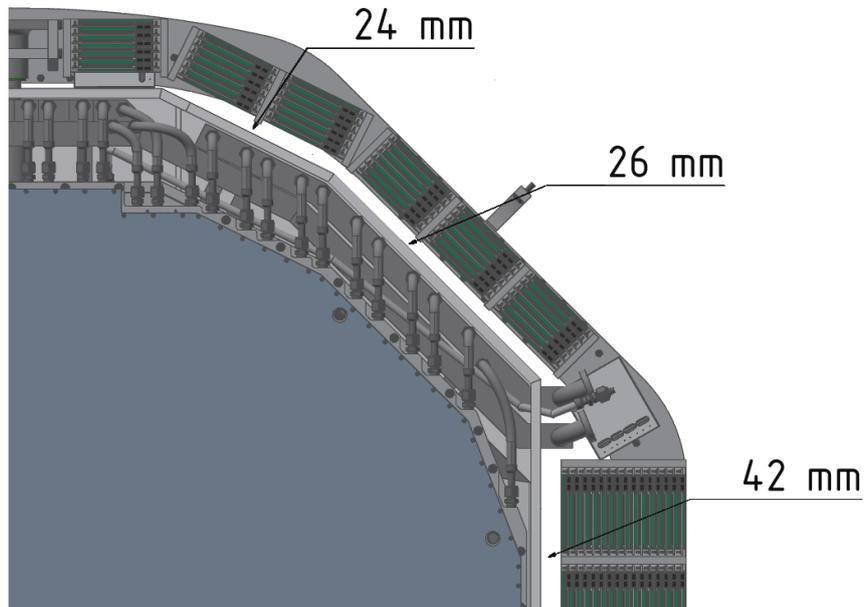
Um auch hier eine ausreichende Isolierung gewährleisten zu können, werden die Aluminiumzylinder der Stehbolzen mit flexibler Rohrisolierung aus Polyurethan sowohl innerhalb als auch außerhalb der quaderförmig angeordneten Isolationspaneele ummantelt. Hierdurch ist zum einen die thermische Isolierung gewährleistet und zum anderen sind die Stehbolzen nicht in ihrer Bewegungsfreiheit eingeschränkt.

Eine weitere Herausforderung ist das Durchführen von Kabeln durch die Isolierung. Vom gekühlten Innenbereich zum warmen Außenbereich müssen insgesamt folgende Kabel geführt werden: 6944 Signalkabel des Typs Filotex der Firma Nexans, 988 Hochspannungskabel des Typs Enviroflex der Firma Huber+Suhner zur Versorgung der Photodetektoren, 36 Niederspannungskabel des Typs Ölflex der Firma Lappkabel und 241 Flachbandkabel für die Versorgung und Auslese von Temperatur- und Feuchtigkeitssensoren [36] [45]. Außerdem erfolgt die Durchführung von Lichtfasern für das Lichtpulsersystem zur Überwachung von Strahlenschäden an den Bleiwolframat-Kristallen parallel zu den Kabeln.

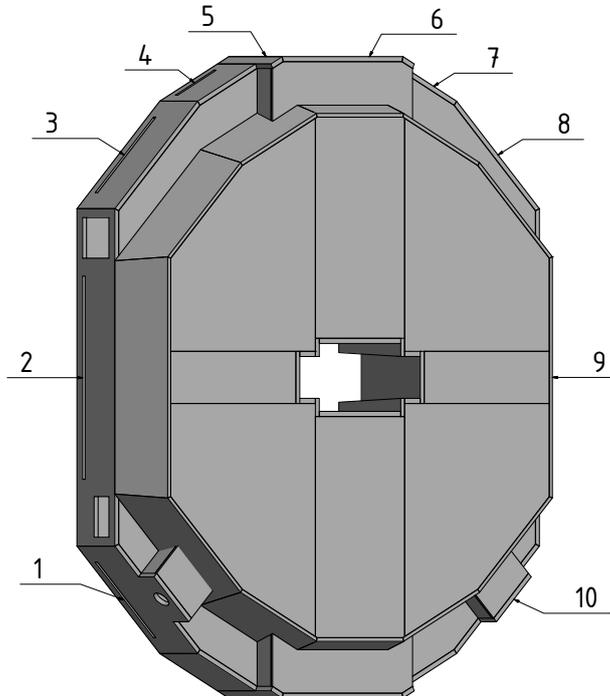
Da die Kabel nicht nur durch verschiedene Öffnungen innerhalb des Solenoid-Magneten nach außen zu den seitlich am  $\bar{P}$ ANDA-Detektor befindlichen Racks geführt werden, sondern auch zu den ADC-Modulen am Halterahmen geleitet werden, teilen sich die Durchführungen in der Isolierung auf 10 rechteckige, 15 mm breite Schlitze auf. Die Längen der Öffnungen variieren je nach Menge der durchzuführenden Kabel. Diese Kabelanzahl hängt einerseits von der Verlegung innerhalb der Endkappe und andererseits von der Verlegung außerhalb der Isolierung ab. Der Platz zur Verlegung von Kabeln außerhalb der Isolierung ist stark begrenzt, kann jedoch nicht weiter vergrößert werden. Eine Reduzierung der Plattenstärke im Bereich der Wärmebrücken durch die Kabeldurchführungen würde zu einer zu schlechten Isolierung und zu einer zu hohen benötigten Kompensation durch Kühlsysteme führen. Am Halterahmen der Endkappe sind insgesamt 22 gekühlte Überrahmen aus Aluminium für insgesamt 222 ADCs zur Umwandlung der Photodetektorsignale in digitale Signale angebracht. Es werden zwei Bauarten dieser ADC-Halterungen genutzt. An der linken und rechten Seite befinden sich die größeren Boxen (fünf pro Seite) für je 15 ADCs mit 32 Auslesekanälen pro ADC. Im oberen Bereich der Endkappe befinden sich pro Seite sechs schmalere Boxen mit je sechs ADCs. Der Platz zwischen thermischer Isolierung und den Halterungen an den jeweiligen Stellen ist in Abbildung 10.10 gezeigt.

Die Geometrie der Öffnungen innerhalb der thermischen Isolierung wurde an die Form der Durchführungsöffnungen des Elektronikrahmens angepasst. Abbildung 10.11 zeigt die im Uhrzeigersinn durchnummerierten Positionen der jeweiligen Durchführungsöffnungen in der thermischen Isolierung. Tabelle 10.5 listet die Längen und Querschnitte dieser Öffnungen auf. Zur Befestigung werden die Kabel in die Öffnungen des Elektronikrahmens und der Isolierung eingeklebt. Dies führt jedoch dazu, dass das Gewicht der Kabel teilweise auf den Vakuumsolationspaneelen lastet, was zu einer starken Instabilität der Isolierung führen kann. Auch muss gewährleistet werden, dass die Einklebung luft- und feuchtigkeitsdicht ist.

Die Stabilität der Isolierung wird durch Leisten aus halogenfreiem Kunststoff erhöht, welche in die Ecken der Plattenübergänge geklebt werden. Zudem werden hierdurch die direkten Wärmebrücken minimiert, da diese Leisten in den Ecken als zusätzliche thermische Isolierung dienen. Seitlich liegen die Isolationspaneele auf dem Rand der Backplate auf. An diesen Stellen befindet sich zwischen Isolierung und Elektronikrahmen ein Spalt, da der Elektronikrahmen nicht bündig mit dem Rand der Backplate abschließt. Zur Überbrückung des Spalts werden Kunststoffleisten zwischen Isolierung und Elektronikrahmen geklebt. Hierdurch können die Isolationspaneele fest mit dem Rand der Backplate und dem Elektronikrahmen verklebt werden. Dies gewährleistet eine stabile Befestigung der Seitenisolierung.



**Abbildung 10.10:** Platz zum Verlegen der Kabel zwischen thermischer Isolierung und ADC-Halterungen sowie Sicht auf die oberen Verteiler der Hauptkühlung



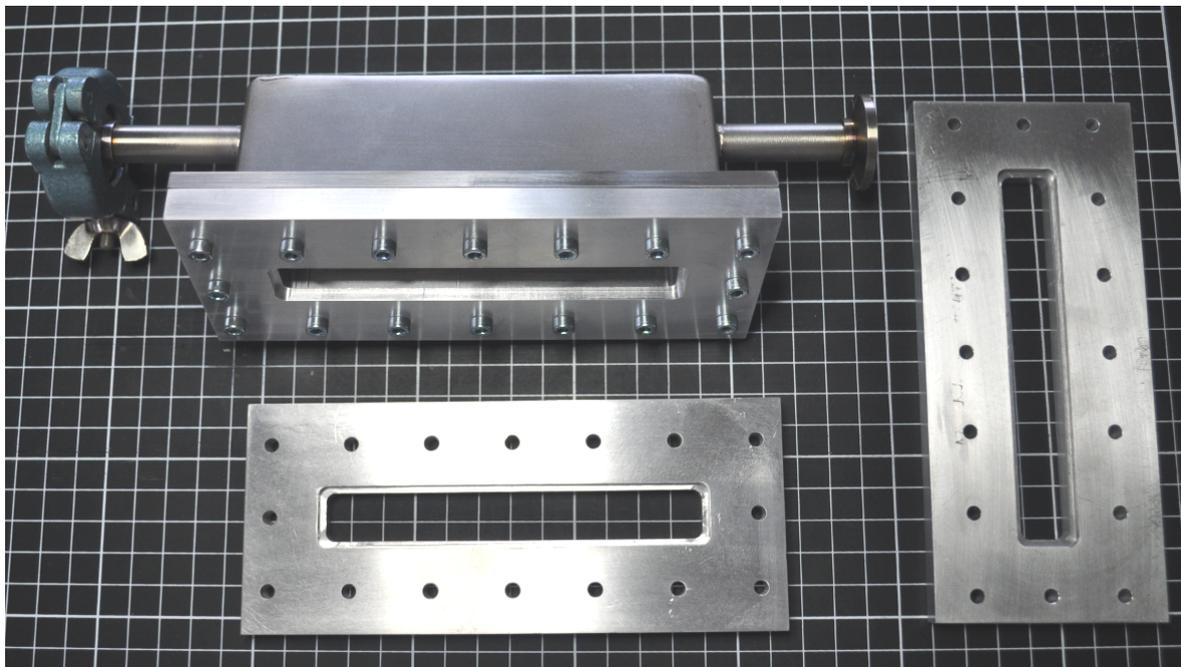
**Abbildung 10.11:** Positionen der Kabeldurchführungen in der thermischen Isolierung

Öffnung	Länge [mm]	Querschnittsfläche [cm <sup>2</sup> ]
1	420	63
2	800	120
3	420	63
4	220	33
5	120	18
6	120	18
7	220	33
8	420	63
9	800	120
10	420	63

**Tabelle 10.5:** Längen und Querschnitte der Kabeldurchführungen der thermischen Isolierung

Des Weiteren liegen die Durchführungen in den Isolationspaneelen und im Elektronikrahmen passgenau übereinander, die Kabel und Lichtfasern können somit in nur einem Klebevorgang durch beide Öffnungen geführt und verklebt werden. Im Bereich der Kühlmittelverteilung der Hauptkühlung im oberen und unteren Bereich der Vorwärtsendkappe, siehe Abbildung 10.10, liegen die Isolationspaneele auf den Verteilern auf und können dort befestigt werden.

Eine luft- und feuchtigkeitsdichte Verklebung wird durch das Einkleben der einzelnen Kabel per Hand erreicht. Um das Einkleben von Kabeln in eine Öffnung und um mögliche Klebstoffe testen zu können, wurde eine Edelstahlbox mit austauschbarem Deckel und zwei Anschlüssen für Pump- oder Druckluftsysteme benutzt, siehe Abbildung 10.12.



**Abbildung 10.12:** Edelstahlbox mit Ersatzdeckeln für das Testen von Kabeleinklebungen in den Elektronikrahmen und die thermische Isolierung

Im Deckel befindet sich eine rechteckige Öffnung mit einer Breite von 15 mm und einer Länge von 120 mm, entsprechend einer Öffnung des Elektronikrahmens und der Vakuumisolierung. Die Tiefe des Deckels beträgt 10 mm.

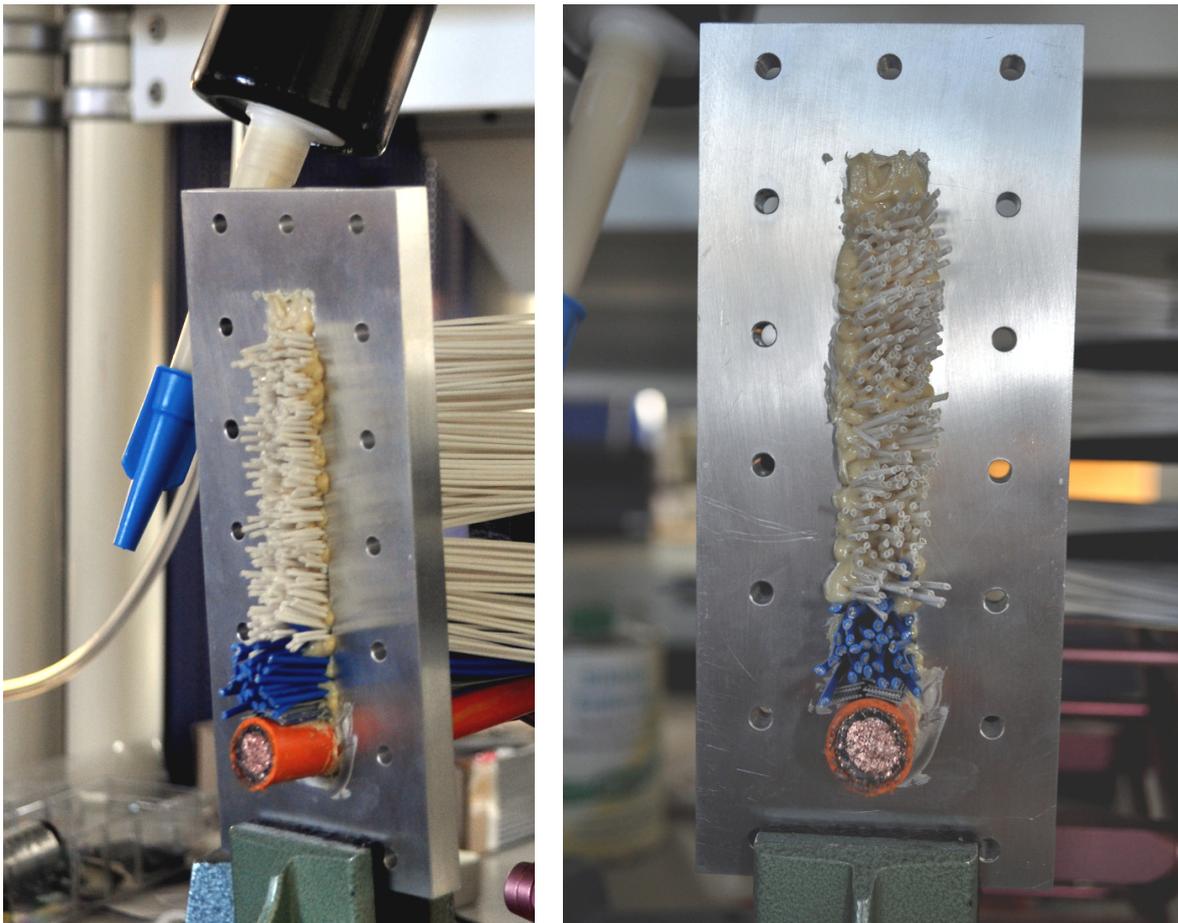
Der Kleber muss nicht nur eine luft- und feuchtigkeitsdichte Verklebung gewährleisten, sondern auch eine ausreichende Strahlenhärte aufweisen. Zudem muss die Klebung eine ausreichende Temperaturbeständigkeit im Bereich der PANDA- Betriebstemperatur besitzen. Um das Einkleben zu vereinfachen, sollte die Verarbeitungszeit relativ kurz sein, um möglichst viele Kabel und Lichtwellenleiter in kurzer Zeit einkleben zu können, ohne dass diese aufgrund von zu langen Aushärtezeiten aus den Öffnungen rutschen können. Zur Einklebung aller Kabel und Lichtfasern in die Durchführungsöffnungen wird der Konstruktionsklebstoff Allcon 10 der Firma Beko genutzt werden. In Tabelle 10.6 sind die Eigenschaften des genannten Klebstoffes aufgelistet.

Eigenschaft	Allcon 10
Basis	Polyurethan, feuchtigkeitshärtend
Verarbeitbarkeit [°C]	ab +5 bis max. +40
Hautbildezeit [min]	ca. 3 bei Normalklima
Aushärtung je 24h für Spalte [mm]	ca. 3
Temperaturbeständigkeit [°C]	-40 bis +80
Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	1,4

**Tabelle 10.6:** Eigenschaften des Konstruktionsklebstoffes Allcon 10 der Firma Beko [61]

Abbildung 10.13 zeigt eine Testklebung von unterschiedlichen für die Versorgung, Auslese und Überwachung der Submodule benötigten Kabeln mittels Allcon 10. Nach dem Aushärten wurde die Testklebung mit der oben beschriebenen Edelstahlbox luftdicht verschraubt. Zur Überprüfung der Dichtigkeit wurde ein Blasenlecktest bzw. eine Wasserbad-Prüfung durchgeführt. Hierfür wurde mit Druckluft ein Überdruck innerhalb der Edelstahlbox erzeugt und mittels Wasserbad ein Austreten von Luft im Bereich der Einklebung untersucht. Dies wurde für mehrere Klebungen wiederholt. Da bei mehreren Testklebungen über einen Zeitraum von einigen Minuten kein Austreten von Luft beobachtet wurde, kann die Klebung als ausreichend luftdicht beurteilt werden.

Des Weiteren wurden diese Testklebungen in einem Klimaschrank auf das Verhalten bei Temperaturschwankungen getestet. Die Zyklen zwischen Temperaturen von -30 °C bis +30 °C führten zu keinen Schäden an der Testklebung und zeigen somit eine gute Temperaturstabilität der Klebung. Die ausreichende Strahlenhärte des Klebstoffes wurde am Strahlencentrum in Gießen überprüft. Aufgrund des geringen Platzes in der Bestrahlungskammer wurde der Klebstoff auf einem Aluminiumträger auf Strahlenhärte getestet. Die Strahlendosis betrug hierbei 2500 Gy, dies entspricht einer PANDA-Betriebsdauer von 10 Jahren bei einer Dosisrate von 125 Gy/a und einem Sicherheitsfaktor von 2. Die hier benutzte Rate entspricht der erwarteten Dosisrate im Bereich der direkten Strahleneinwirkung vor den Kristallen. Nach der Bestrahlung konnte keine Veränderung des Klebers beobachtet werden. Der Klebstoff kann somit als ausreichend strahlenhart bezeichnet werden, zumal an den Positionen der Kabeldurchführungen eine geringere Dosisrate erwartet wird.



**Abbildung 10.13:** Testweise Einklebung von Kabeln der Vorwärtsendkappe in eine Durchführungsöffnung

### 10.3 Montage

Die Montage der vollständigen thermischen Isolierung kann erst im Rahmen des Aufbaus der Vorwärtsendkappe am Forschungszentrum Jülich erfolgen. Die Gründe hierfür werden im Folgenden beschrieben. Am Forschungszentrum kann dann für Tests und zur Kalibration der Strahl des COSY-Beschleunigers genutzt werden.

Ein Anbringen aller Submodule erfolgt erst in Jülich, vorher erfolgt keine Gesamtbelastung der Endkappe. Da das Gesamtgewicht der Submodule im Bereich von rund vier Tonnen liegt, führt das Anbringen aller Module zu einer messbaren Verformung der Backplate mit angebrachtem Stiffener-Ring. Durch diese Verformung kann sich die Form und Größe des front- und rückwärtigen Bereiches der Endkappe so verändern, dass die Positionen der Paneele in diesen Bereichen angepasst werden müssen, um die Front- und Rückisolierung aufnehmen zu können. Durch die Verformung der Backplate verändern sich auch die Positionen der Zu- und Abläufe der Kühlsysteme. Während der Montage der thermischen Isolierung müssen hier die Isolationspaneele gesondert angepasst werden.

Sämtliche Kabel werden erst während des Anbringens der Submodule im Inneren des zu kühlenden Bereiches verlegt. Erst dann können die Kabel durch die Durchführungen der Endkappe

geführt und in die thermische Isolierung eingeklebt werden. Die Kabel werden hierbei schrittweise in einzelne Teilbereiche eingeklebt. Erst daran anschließend werden die Teilbereiche untereinander befestigt. Dies führt zu einer einfacheren und weniger aufwändigen Klebprozedur.

Des Weiteren müssen die Vakuumisoliationspaneele mit den passgenauen Öffnungen für die Halte- bzw. Stehbolzen der Endkappe vor dem Einsetzen der Endkappe in den Halterahmen über die Bolzen geschoben werden und erst danach mit daran anschließenden Paneelen verklebt werden. Das finale Einsetzen der Backplate in den Halterahmen erfolgt ebenfalls erst im Rahmen der Montagephase in Jülich.

Schlussendlich führt eine möglichst späte Anbringung der Isolierung auch zu einem verringerten Risiko der Beschädigung von Paneelen durch weitere Montagearbeiten. Beschädigte Paneele führen zu einem Verlust des Vakuums und zu einer drastischen Verschlechterung der Isolierfähigkeit. Sogenannte belüftete Vakuumisoliationspaneele sollten, wenn möglich, ausgetauscht werden.



# Kapitel 11

## Zusammenfassung Teil II

Im Rahmen des zweiten Teils dieser Arbeit wurden Entwicklungen für die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des aktuell im Bau befindlichen PANDA-Experiments vorgestellt.

Um die geforderte Betriebstemperatur und die erlaubte maximale Temperaturschwankung des EMC einhalten zu können, wird die Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des Targetspektrometers eine Kühlung, basierend auf unterschiedlichen Kühlsystemen, besitzen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Seiten- und Frontkühlung entwickelt.

Die Seitenkühlung besteht aus zwei Kreisläufen für ein Methanol-Wasser-Gemisch, welche links und rechts in den Ausfräsungen im Stiffener-Ring angebracht werden. Sie dient dem Abtransport des Wärmestroms durch die thermische Isolierung des Stiffener-Rings und durch Teile der Seitenisolierung der Vorwärtsendkappe. Der abzutransportierende Wärmestrom wurde zu rund 27 W pro Kühlkreislauf abgeschätzt, der minimal dafür erforderliche Volumenstrom der Kühlflüssigkeit beträgt 5,5 L/min. Eine gleichmäßige Kühlung des Rings erfolgt über die Aufteilung der beiden Kreisläufe mittels Verteilerboxen in jeweils drei Kühlleitungen aus Aluminium. Diese Leitungen werden mit Wärmeleitkleber in den Ausfräsungen angebracht und anschließend mit Aluminiumplatten an den Stiffener-Ring gepresst. Die Durchmesser der Rohrleitungen sind so gewählt, dass der auftretende Druckverlust gering genug ist, um einen Unterdruck innerhalb des Systems zu gewährleisten und dadurch ein Austreten der Kühlflüssigkeit bei Undichtigkeiten zu verhindern.

Aufgrund des geringen Platzes zwischen der Position einer Verteilerbox am Stiffener-Ring und den darüber befindlichen Submodulen sowie der benötigten minimalen Wandhöhen zur Befestigung der Rohrverschraubungen werden die Boxen ebenfalls in Ausfräsungen im Stiffener-Ring untergebracht. Durch eine Simulation des Verhaltens der Kühlflüssigkeit innerhalb einer Box wurde die gleichmäßige Verteilung des Methanol-Wasser-Gemischs auf die drei Kühlleitungen je Kreislauf und somit die gleichmäßige Kühlung der Seitenwände des Stiffener-Rings überprüft.

Die Frontkühlung basiert auf zwei mäanderförmig verlegten Kühlleitungen auf der Innenseite der Aluminiumfrontplatte der Vorwärtsendkappe und befindet sich somit direkt vor den Submodulen mit den Szintillationskristallen und den Photodetektoreinheiten. Sie dient dem Abtransport des Wärmestroms durch die Vakuumisulationspaneel und die Verbindungsklebung. Der Wärmestrom wird abgeschätzt auf rund 40 W pro Kühlleitung. Befestigt wird die Frontkühlung durch die Aluminiumfrontplatte am Stiffener-Ring. Zur Reduzierung des Energieverlusts vor den Kristallen wird eine geringe Materialbelegung und ein kompaktes Design benötigt. Die Aluminiumfrontplatte besitzt eine Dicke von nur 0,8 mm. Die Steifigkeit und Stabilität der Platte wird über einen Aluminiumrahmen gewährleistet, welcher zudem auch Unebenheiten auf den Kontaktflächen des Stiffener-Rings zur Anbringung der Frontplatte ausgleicht. Der erforderliche Mindestvolumenstrom pro Leitung beträgt 8,2 L/min. Die Forderung, dass es sich bei der Frontkühlung ebenfalls um ein Unterdrucksystem handeln

soll, führt zu einem benötigten Innendurchmesser der Leitungen von mindestens 12 mm. Da der Platz zwischen Frontplatte und den Submodulen stark begrenzt ist und es Bereiche mit Abständen kleiner 12 mm zwischen der Frontplatte und den Eckpunkten der Submodule gibt, wurde der Verlauf der Leitungen in Abhängigkeit der jeweiligen Abstände gewählt. Der Unterdruck pro Kühlleitung ohne Berücksichtigung von Schnellkupplungen wird für den gewählten Verlauf auf maximal 430 mbar abgeschätzt.

Neben der Front- und Seitenkühlung der Vorwärtsendkappe wurde eine kompakte und effiziente thermische Isolierung im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Hierzu werden Vakuuminisationspaneele der Firma va-Q-tec genutzt, welche sich durch eine Wärmeleitfähigkeit von kleiner  $0,005 \text{ W}/(\text{m K})$  auszeichnen. Die Nutzung von Vakuuminisationspaneelen führt zu einer deutlichen Reduzierung der benötigten Materialstärke im Vergleich zu Materialien wie Polyurethan oder Polystyrol. Eine Berechnung der Wärmeströme durch die Vakuuminisationspaneele und deren Klebeverbindungen für alle Teilbereiche der thermischen Isolierung dient als Ausgangspunkt für das Design der Front- und Seitenkühlung.

Die Front- und Rückisolierung wurde so geplant, dass sie abnehmbar in der restlichen Isolierung angebracht wird, um die Entfernung für Wartungs- und Reparaturarbeiten am Detektor zu ermöglichen. In den Seitenbereichen der thermischen Isolierung sind Öffnungen zur Durchführung von Stehbolzen oder Kabeln für die Auslese und Spannungsversorgung der Photodetektoren vorgesehen. Die Größen und Positionen der Öffnungen für die Kabeldurchführungen sind so gewählt, dass eine möglichst gleichmäßige Verlegung außerhalb der Isolierung unter Berücksichtigung des Platzes im Außenbereich realisiert werden kann. Um die Kabel luft- und feuchtigkeitsdicht durch die Öffnungen führen zu können, werden diese in die Öffnungen eingeklebt.

# Literaturverzeichnis

- [1] F. Vannucci et al. *Mesonic Decays of the  $\psi(3095)$* . *Phys. Rev.*, D15:1814, 1977.
- [2] J. E. Augustin et al. *Study of the  $J/\psi$  Decay Into Five Pions*. *Nucl. Phys.*, B320, 1989.
- [3] M. Ablikim et al. *The sigma pole in  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$* . *Phys. Lett.*, B598:149–158, 2004.
- [4] C. Patrignani et al. (Particle Data Group). *The Review of Particle Physics (2017)*. *Chin. Phys. C*, 40, 100001 (2016) and 2017 update, 2017.
- [5] B. Povh et al. *Teilchen und Kerne*. Springer Verlag, 2006.
- [6] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung. *Trennung von Quark-Paaren*. [https://www.gsi.de/de/forschungbeschleuniger/fair/forschung\\_an\\_fair/antiprotonenphysik.htm](https://www.gsi.de/de/forschungbeschleuniger/fair/forschung_an_fair/antiprotonenphysik.htm). online, 07.04.2017.
- [7] M. Albrecht. *Partial Wave Analysis of the Decay  $J/\psi \rightarrow \gamma\omega\omega$  at BESIII and Developments for the Electromagnetic Calorimeter of the  $\overline{\text{PANDA}}$  Detector*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2016.
- [8] Y. Chen et al. *Glueball spectrum and matrix elements on anisotropic lattices*. *Phys. Rev. D*73, 014516, 2006. online, 09.09.2017.
- [9] BESIII Collaboration, M. Ablikim et al. *Observation of a Charged Charmoniumlike Structure in  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$  at  $\sqrt{s}=4.26$  GeV*. *Phys. Rev. Lett.* 110, 252001, 2013. online, 31.08.2017.
- [10] D. M. Asner et al. *Physics at BES-III*. arXiv:0809.1869, 2008. online, 24.04.2017.
- [11] BESIII Collaboration, R. Briere. *Highlights from BESIII*. arXiv:1308.1121, 2013. online, 01.09.2017.
- [12] BESIII Collaboration, M. Ablikim et al. *Precision Measurement of the Mass of the  $\tau$  Lepton*. arXiv:1405.1076, 2014. online, 01.09.2017.
- [13] BESIII Collaboration, M. Ablikim et al. *Design and Construction of the BESIII Detector*. arXiv:0911.4960, 2009. online, 24.04.2017.
- [14] BESIII Collaboration, M. Ablikim et al. *Determination of the number of  $J\psi$  events with inclusive  $J\psi$  decays*. *Chinese Physics C*, 41, No. 1 (2017) 013001, 2017.
- [15] P. Weidenauer et al.  *$N\overline{N}$  annihilation at rest into five pions*. *Zeitschrift für Physik C* 59, 1993.
- [16] M. Williams et al. *Multivariate side-band subtraction using probabilistic event weights*. *Journal of Instrumentation* 4:P10003, 2009.

- [17] J. Pychy. *WiBaS*. <https://github.com/RUB-EP1/WiBaS>. online, 04.07.2017.
- [18] S.U. Chung. *Spin Formalisms*. CERN 71-8, 1971. updated 2014, online, 27.07.2017.
- [19] Jeffrey D. Richman. *An Experimenter's Guide to the Helicity Formalism*. DOE Research and Development Report CALT-68-1148, 1984.
- [20] C. Amsler et al. *Spin density matrix of the  $\omega$  in the reaction  $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$* . *The European Physical Journal C*, 75:1–13, 03 2015.
- [21] S. U. Chung. *Formulas for Angular Momentum Barrier Factors*. Brookhaven National Laboratory, BNL-QGS-06-101, 2015.
- [22] I.J.R. Aitchison. *The K-matrix formalism for overlapping resonances*. *Nuclear Physics A*, 189(2):417 – 423, 1972.
- [23] S. U. Chung et al. *Partial wave analysis in K-matrix formalism*. *Annalen der Physik*, 507(5):404–430, 1995.
- [24] V.V. Anisovich, A.V. Sarantsev. *K-matrix analysis of the  $(IJ^{PC} = 00^{++})$ -wave in the mass region below 1900 MeV*. *The European Physical Journal A*, 2003.
- [25] B. Kopf et al. *Partial wave analysis for  $\bar{p}p$  and  $e^+e^-$  annihilation processes*. *Hyperfine Interactions*, 2014.
- [26] K.P. Burnham, D.R. Anderson. *Model Selection and Multimodel Interference*. Springer-Verlag, 2002.
- [27] Yuan Wenlong. *Study of tracking efficiency from  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$* . Vortrag auf dem BESIII Physics and Software Workshop Autumn 2014. 21.09.2014.
- [28] V. Prasad et al. *Photon Detection Efficiency and Position Resolution of Electromagnetic Calorimeter at BESIII*. Vortrag auf dem BESIII Physics and Software Workshop Spring 2014. 20.02.2014.
- [29] BESIII Collaboration, M. Ablikim et al. *Search for the weak decay  $\eta' \rightarrow K^\pm\pi^\mp$  and precise measurement of the branching fraction  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \phi\eta')$* . 10.1103/PhysRevD.93.072008, Apr 2016.
- [30] W. Erni et al. *Physics Performance Report for:  $\bar{P}$ ANDA Strong Interaction Studies with Antiprotons*. The  $\bar{P}$ ANDA Collaboration, 2009.
- [31] W. Erni et al. *Technical Design Report for the:  $\bar{P}$ ANDA Solenoid and Dipole Spectrometer Magnets*. The  $\bar{P}$ ANDA Collaboration, 2009.
- [32] Facility for Antiproton and GSI Ion Research. *FAIR Home: FAIR - Eine internationale Beschleuniger-Anlage zur Forschung mit Antiprotonen und Ionen*. <http://www.fair-center.eu/index.php>, 2017. online, 17.04.2017.
- [33] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung. *Layout der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR*. <https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/fair.htm>. online, 08.04.2017.

- 
- [34] H. H. Gutbrod et al. *FAIR Baseline Technical Report Executive Summary*. FAIR Facility for Antiproton and Ion Research, 2006.
- [35] A. Herten. *GPU-based Online Track Reconstruction for PANDA and Application to the Analysis of  $D \rightarrow K\pi\pi$* . Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2015.
- [36] C. Schnier. *persönliche Kommunikation*, 2017.
- [37] W. Erni et al. *Technical Design Report for the:  $\bar{P}$ ANDA Micro Vertex Detector*. The  $\bar{P}$ ANDA Collaboration, 2011.
- [38] W. Erni et al. *Technical Design Report for the:  $\bar{P}$ ANDA Straw Tube Tracker*. The  $\bar{P}$ ANDA Collaboration, 2012.
- [39] C. Amsler. *Kern- und Teilchenphysik*. vdf Hochschulverlag AG, 2007.
- [40] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Vieweg+Teubner Verlag, 4. Auflage, 2005.
- [41] J. Becker. *Analyse des Zerfalls  $\chi_{cJ} \rightarrow K^+K^-\eta$  bei BESIII und Entwicklung eines Kühlsystems für den Prototypen des  $\bar{P}$ ANDA-EMC*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [42] W. Erni et al. *Technical Design Report for the:  $\bar{P}$ ANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC)*. The  $\bar{P}$ ANDA Collaboration, 2008.
- [43] J. Schulze. *Analyse des Zerfalls  $\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$  bei BESIII und Entwicklung von mechanischen Komponenten für einen Prototypen des  $\bar{P}$ ANDA-EMC*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [44] J. Schulze. *Prototypenentwicklung für das elektromagnetische Kalorimeter des  $\bar{P}$ ANDA-Experiments*. Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2009.
- [45] M. Kümmel. *persönliche Kommunikation*, 2017.
- [46] C. Sowa. *persönliche Kommunikation*, 2017.
- [47] M. Kümmel. *Investigations Concerning the Spatial and Energy Resolution of the  $\bar{P}$ ANDA Electromagnetic Calorimeter*. Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2014.
- [48] G. Bollrich. *Technische Hydromechanik 1: Grundlagen*. Beuth Verlag GmbH, 2013.
- [49] D. Aigner et al. *Technische Hydromechanik 4: Hydraulische und numerische Modelle*. Beuth Verlag GmbH, 2015.
- [50] W. Kalide. *Einführung in die technische Strömungslehre*. Hanser, München, 1990.
- [51] K.-H. Grote (Hrsg.), J. Feldhusen (Hrsg.). *Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau*. Springer Verlag, 2011.
- [52] W. Bohl, W. Elmendorf. *Technische Strömungslehre*. Vogel Business Media, 2014.
- [53] BEST Fluidsysteme GmbH Swagelok Hamburg. *Eigenschaften von Swagelok Verschraubungen*. [https://hamburg.swagelok.de/de-DE/Produkte/Fittings/Eigenschaften\\_von\\_Verschraubungen](https://hamburg.swagelok.de/de-DE/Produkte/Fittings/Eigenschaften_von_Verschraubungen). online, 12.12.2017.

- [54] Swagelok Company. *Prüflehrenfähige Rohrverschraubungen und Adapter*, 2017.
- [55] J. Jorge Rico et al. *BWEC Cooling shell design*. Vortrag auf dem PANDA Collaboration Meeting 17/2. 08.06.2017.
- [56] M. Pfundstein et al. *Dämmstoffe : Grundlagen, Materialien, Anwendungen*. Institut für Internationale Architektur-Dokumentation GmbH und Co. KG, München, 2007.
- [57] va-Q-tec AG. *va-Q-vip Produktdatenblatt*, 2015. online, 11.04.2017.
- [58] SABA. *Sabacontact AAC Produktdatenblatt*, 2017. online, 24.05.2017.
- [59] P. von Böckh, T. Wetzel. *Wärmeübertragung: Grundlagen und Praxis*. Springer Verlag, 2015.
- [60] G. Wypych. *Handbook of Polymers*. ChemTec Publishing, 2nd edition, 2016.
- [61] beko GmbH. *Allcon 10 Produktdatenblatt*, 2014. online, 04.09.2017.

# Danksagung

Hier möchte ich die Gelegenheit nutzen, mich bei all den Menschen zu bedanken, welche mich im Rahmen meines Promotionsvorhabens unterstützt haben.

Ich danke Herrn Prof. Dr. Ulrich Wiedner für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Lehrstuhl anfertigen und viele wertvolle Erfahrungen sammeln zu dürfen.

Für das tolle Arbeitsklima und die vielen schönen Erlebnisse, auch außerhalb der Arbeit, danke ich allen aktuellen und ehemaligen Arbeitskollegen des Lehrstuhls.

Für die vielen Anmerkungen, Hilfestellungen und Unterstützungen in all den Jahren danke ich insbesondere Dr. Fritz-Herbert Heinsius, Dr. Matthias Steinke, Dr. Bertram Kopf, Dr. Thomas Held, Dr. Malte Albrecht, Dr. Cathrina Sowa, Dr. Tobias Triffterer, Dr. Torsten Schröder, Dr. Marc Pelizäus, Mario Fink, Patrick Musiol, Tobias Holtmann, Claudius Schnier, Markus Kuhlmann, Miriam Kümmel, Arber Mustafa und Marvin Richter.

Zum Schluss gilt ein ganz besonderer Dank meinen Eltern, welche mich über die vielen Jahre so leidenschaftlich und bedingungslos in allen Situationen unterstützt haben. Vielen Dank!



# Lebenslauf

**Name:** Stephan Leiber

**Geburtsdatum:** 31.03.1985

**Geburtsort:** Bochum

**Akademische Laufbahn:** 09.2013 - jetzt  
Promotionsstudium an der Ruhr-Universität Bochum

04.2011 - 04.2013  
Studium der Physik (Master of Science) an der Ruhr-Universität Bochum  
Titel der Masterarbeit: *Charakterisierung eines elektromagnetischen Kalorimeter-Prototypen für  $\bar{P}ANDA$*

09.2006 - 03.2011  
Studium der Physik (Bachelor of Science) an der Ruhr-Universität Bochum  
Titel der Bachelorarbeit: *Studien zur Kühlung des  $\bar{P}ANDA$ -Kalorimeter-Prototyps*

**Schulische Laufbahn:** 09.2002 - 06.2006  
Allgemeine Hochschulreife (Abitur)  
Rheinisch-Westfälisches Berufskolleg Essen